



**HAL**  
open science

# Instabilité Modulationnelle et Génération de Supercontinuum en Régime d'Excitation Quasi-continue dans les Fibres Optiques Hautement Non Linéaires et Microstructurées

Anne Boucon

► **To cite this version:**

Anne Boucon. Instabilité Modulationnelle et Génération de Supercontinuum en Régime d'Excitation Quasi-continue dans les Fibres Optiques Hautement Non Linéaires et Microstructurées. Physique [physics]. Université de Franche-Comté, 2008. Français. NNT: . tel-00444130

**HAL Id: tel-00444130**

**<https://theses.hal.science/tel-00444130>**

Submitted on 5 Jan 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Thèse de Doctorat

Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

présentée par

**Anne Boucon**

**Instabilité Modulationnelle et Génération de  
Supercontinuum en Régime d'Excitation  
Quasi-continue dans les Fibres Optiques  
Hautement Non Linéaires et  
Microstructurées**

Thèse dirigée par Thibaut Sylvestre

soutenance prévue le jeudi 4 décembre

Rapporteurs Ph. EMPLIT, Professeur à l'Université libre de Bruxelles, Belgique  
M. GONZÁLEZ-HERRÁEZ, Professeur à l'Université d'Alcalá, Madrid

Examineurs A. FOTIADI, Chercheur à la Faculté Polytechnique de Mons, Belgique  
V. COUDERC, Directeur de Recherche, Institut XLIM, Limoges  
J. M. DUDLEY, Professeur à l'Université de Franche-comté, Institut FEMTO-ST  
E. LANTZ, Professeur à l'Université de Franche-comté, Institut FEMTO-ST  
T. SYLVESTRE, Chargé de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST



# Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé à l'Institut Femto-st de Besançon, au Département d'Optique P.M. Duffieux, unité associée au C.N.R.S. U.M.R. 6174; et a été financé par le Conseil Général du Doubs.

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Daniel Van Labeke, professeur à l'Université de Franche-Comté, et Hervé Maillotte, chargé de recherche au CNRS, qui se sont succédés en tant que directeur du Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux au cours de ma thèse, de m'avoir accueilli pour effectuer mes travaux.

J'adresse mes remerciements aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail. Je tiens à remercier tout particulièrement Philippe EMPLIT, Professeur à l'Université libre de Bruxelles et Miguel GONZÁLEZ-HERRÁEZ, Professeur à l'Université d'Alcalá (Madrid, Espagne) qui ont examiné mon travail à travers ce manuscrit et qui sont venus de loin pour assister à ma soutenance. Je remercie chaleureusement Eric LANTZ, professeur à l'Université de Franche-Comté, qui a présidé mon jury. Je remercie également Andréï FOTIADI, chercheur à la Faculté Polytechnique de Mons (Belgique) et Vincent COUDERC, directeur de recherche à l'Institut XLIM qui ont fait quelques kilomètres pour assister à ma soutenance. Je remercie amicalement John M. DUDLEY, Professeur à l'Université de Franche-comté et enfin Thibaut SYLVESTRE, Chargé de recherche CNRS à l'Institut FEMTO-ST, qui m'a soutenu et épaulé tout au long de mes trois années au laboratoire. Je le remercie tout particulièrement de m'avoir donné l'opportunité de travailler sur les fibres optiques, sur un sujet aussi riche que complexe.

Enfin merci ...

- à Andréï FOTIADI pour la semaine de manips à Mons;
- à Arnaud MUSSOT pour les discussions à distance, par mail ou téléphone;
- à Ludovic GAUTHIER-MANUEL pour le polissage des fibres dans la bonne humeur;
- à Gil FANJOUX, Mathieu CHAUVET, Eric LANTZ et Fabrice DEVAUX, les autres permanents de l'équipe, pour vos réponses à mes questions triviales et les coups de mains au labo;

- à Kien PHAN HUY pour le gros coup de main théorique et le gros soutien moral pendant la rédaction (merci pour ces si délicieux cookies...);

- à Dario ALASIA pour les conseils scientifiques avisés;

- à Jean-Paul SABATIER et Denis BITSCHENE pour l'usinage de pièces dont j'avais besoin dans mes diverses manips;

- à Samuel MOEC pour les circuits électriques;

- à Michael DELQUÉ, le geek intellectuel, Armand VEDADI, dit 'le beau gosse' et Sophie BRUSTLEIN de m'avoir accueillie dans le bureau -115B à mon arrivée et d'avoir su

---

installer une ambiance de comédie musicale tout au long de notre cohabitation ;

à Jean-Luc BLANCHET, dit »le beau gosse 2 « (merci pour les M&M's, les courses, et j'en passe...), Jérémy MICHAUD, le geek 2 et Birgit STILLER ('vive les bières allemandes!'), les successeurs qui ont du faire preuve de beaucoup de patience en particulier pendant les quarts d'heure musicaux du vendredi après-midi ;

aux papas et maman, Jean-Charles BEUGNOT, le cyclo-soudeur fou, Bertrand KIBLER, le Kiki de tous les Kikis et Virginie CODA ;

à Rémy PASSIER, le roi de la blague et partenaire doctorant, pour les galères et les moments d'euphorie qui ont jalonné ces trois années ;

à Johan CUSSEY et Maxime JACQUOT, les rois de la tchatche, merci pour votre bonne humeur ;

à Valérie FAUVEZ, partenaire de PPG et de badminton ;

aux filles, Gé, Nadège, Soph', Audrey pour les soirées filles, les bières et le reste, les mêmes filles, plus Ngan, Nadège, Joëlle, Maria, Belinda et Emilie pour les midi-soldes ;

aux potes, Hervé, Mathilde, Charlotte et Ben, Benj, Ben, Olivier et François pour les soirées Gibus ;

à mes parents pour leur soutien constant tout au long de ma thèse, à mes soeurs, tout particulièrement, pour la préparation du pot de thèse, à mes grands-parents, Bernadette et Jean-Claude qui ont fait le déplacement pour venir à ma soutenance ;

à tous ceux avec qui j'ai eu plaisir à partager sciences, expériences et pots ;

---

---

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
Bibliographie . . . . .	3
<b>Liste des publications de l’auteur</b>	<b>5</b>
<b>1 Effets linéaires et non linéaires dans les fibres optiques</b>	<b>7</b>
1.1 Les fibres optiques . . . . .	8
1.1.1 Fibres conventionnelles . . . . .	8
1.1.1.1 Géométrie d’une fibre optique . . . . .	8
1.1.1.2 Atténuation linéique . . . . .	11
1.1.1.3 Dispersion chromatique . . . . .	12
1.1.2 Fibres microstructurées . . . . .	13
1.1.2.1 Structure . . . . .	13
1.1.2.2 Historique . . . . .	14
1.1.2.3 Fabrication . . . . .	15
1.1.2.4 Mécanismes de guidage . . . . .	16
1.1.2.5 Fibres infiniment monomodes . . . . .	17
1.1.2.6 Propriétés optiques intéressantes . . . . .	18
1.2 Effets non linéaires mis en jeu dans les fibres optiques . . . . .	19
1.2.1 Effet Kerr optique . . . . .	21
1.2.1.1 Automodulation de phase . . . . .	21
1.2.1.2 Les solitons . . . . .	22
1.2.1.3 Intermodulation de phase . . . . .	24
1.2.1.4 Instabilité modulationnelle . . . . .	25
1.2.1.5 Mélange à quatre ondes . . . . .	27
1.2.2 Effets inélastiques . . . . .	27
1.2.2.1 Diffusion Raman . . . . .	28
1.2.2.2 Diffusion Brillouin . . . . .	29

---

1.2.3	Équation non linéaire de Schrödinger . . . . .	30
1.3	Petit historique sur la génération de supercontinuum . . . . .	31
1.3.1	Régime continu . . . . .	32
1.3.2	Régime nanoseconde . . . . .	34
	Bibliographie . . . . .	36
<b>2</b>	<b>Instabilité modulationnelle et génération d'ondes dispersives en régime continu</b>	<b>41</b>
2.1	Instabilité modulationnelle et mélange à quatre ondes en régime continu . .	42
2.1.1	Évolution temporelle de l'onde continue . . . . .	42
2.1.2	Modélisation d'une source continue partiellement cohérente . . . . .	44
2.1.3	Évolution spectrale . . . . .	45
2.2	Génération d'ondes dispersives . . . . .	49
2.2.1	Fission de solitons et génération d'ondes dispersives . . . . .	49
2.2.2	Asymétrie des bandes d'instabilité . . . . .	51
2.3	Application à la mesure des coefficients de dispersion . . . . .	53
2.4	Processus multiples et indépendants de mélanges à quatre ondes . . . . .	59
2.4.1	Accord et désaccord de phase . . . . .	60
2.4.2	Mélange à quatre ondes avec une pompe incohérente . . . . .	65
	Bibliographie . . . . .	70
<b>3</b>	<b>Source nanoseconde à ultra large bande spectrale</b>	<b>75</b>
3.1	Source nanoseconde entièrement fibrée . . . . .	76
3.1.1	Pompe à modes déclenchés par effets combinés des diffusions Rayleigh et Brillouin . . . . .	76
3.1.2	Génération de supercontinuum . . . . .	80
3.2	Laser fibré « Kult » et stabilité en puissance . . . . .	83
3.3	Microlaser « Tango » et compacité . . . . .	88
3.4	Comparaison des lasers « Kult » et « Tango » . . . . .	90
	Bibliographie . . . . .	92
<b>4</b>	<b>Génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée à deux zéros de dispersion</b>	<b>95</b>
4.1	Fibre microstructurée à deux zéros de dispersion . . . . .	96
4.2	Pompage au voisinage du second zéro de dispersion . . . . .	98
4.3	Pompages au voisinage des deux zéros de dispersion . . . . .	102
4.3.1	Génération de second harmonique dans un cristal PPLN . . . . .	102
4.3.1.1	Quasi-accord de phase . . . . .	102
4.3.1.2	Cristal PPLN . . . . .	104
4.3.2	Génération de supercontinuum par double pompage . . . . .	108
	Bibliographie . . . . .	114
	<b>Conclusion</b>	<b>119</b>

# Table des figures

1.1	Structure d'une fibre optique conventionnelle. . . . .	8
1.2	Cône d'acceptance des faisceaux incidents. . . . .	9
1.3	Profils d'indice de quelques types de fibres conventionnelles. . . . .	10
1.4	Exemple de profils d'indice de réfraction d'une fibre silice hautement non linéaire [2]. . . . .	10
1.5	Spectre des pertes mesurées dans la silice pure (source JDSU) . . . . .	11
1.6	(a) Coupe transverse d'une fibre microstructurée à cœur plein. Image réalisée avec un microscope à balayage électronique (MEB). (b) Schéma d'une structure courante, dite « en nid d'abeille », avec $d$ , le diamètre des trous et $\Lambda$ l'espacement entre les trous ( <i>pitch</i> en anglais). . . . .	14
1.7	Illustration de la méthode de fabrication d'une PCF par étirage. . . . .	16
1.8	(a) Fréquence normalisée $V_{\text{eff}}$ d'une PCF à cœur plein en fonction du rapport $\Lambda/\lambda$ , où $\Lambda$ représente la période de la microstructure et $\lambda$ , la longueur d'onde. $d$ est le diamètre des trous. La droite en pointillés représente la limite au-delà de laquelle la fibre est multimode. Source : [5]. (b) Représentation des régimes monomodes et multimodes d'une PCF à partir de l'équation (1.3) établie par Folkenberg [20]. . . . .	17
1.9	Décalage fréquentiel d'une impulsion gaussienne par automodulation de phase. . . . .	22
1.10	Impulsion « chirpée » au cours de sa propagation dans la fibre. (a) Chirp induit par une dispersion négative (b) et positive. . . . .	23
1.11	(a) Impulsion « chirpée » au cours de sa propagation dans la fibre sous l'influence de l'automodulation de phase. (b) Décalage fréquentiel subi par l'impulsion à la fin de sa propagation dans la fibre. . . . .	23
1.12	Représentation d'un soliton fondamental ( $N=1$ ). . . . .	24
1.13	Principe de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques en silice. . . . .	28
1.14	Parties réelle (pointillés) et imaginaire (trait plein) de la susceptibilité Raman dans la silice. . . . .	29



2.1	(a) Profil d'intensité d'une onde continue injectée dans 500 m de fibre conventionnelle. La courbe bleue représente l'onde continue à l'entrée de la fibre (à $z = 0$ ), et la courbe rouge représente l'onde lumineuse à la sortie de la fibre après avoir subi l'instabilité modulationnelle (à $z=500$ m). Ces profils sont le résultat de simulations basées sur l'équation non linéaire de Schrödinger et la méthode de Fourier itérative [6]. Les données utilisées dans cette simulation sont celles de la fibre HNLF reportées dans le tableau Tab. 2.1. . . . . .	43
2.2	Spectres d'entrée (courbe bleue) et de sortie (courbe rouge) d'une onde continue partiellement cohérente se propageant dans 500 m de fibre hautement non linéaire (HNLF). . . . . .	46
2.3	Diagramme d'accords de phase associés au processus d'instabilité modulationnelle (courbes rouge et bleue) et au processus de génération d'ondes dispersives (courbe violette). La courbe rouge représente les solutions de l'équation d'accord de phase pour $\beta_4 < 0$ et la courbe bleue les solutions pour $\beta_4 > 0$ . La courbe violette représente les solutions de l'équation 2.5. . . . . .	48
2.4	Gain paramétrique associé au phénomène d'instabilité modulationnelle, représenté pour (a) $\beta_4 > 0$ et (b) $\beta_4 < 0$ Ces courbes sont tracées pour différentes longueurs d'onde pompe. . . . . .	48
2.5	Accord de phase de l'instabilité modulationnelle en fonction de l'écart en longueur d'onde entre la pompe et la dispersion nulle pour $\beta_4 > 0$ (trait plein) et $\beta_4 < 0$ (trait pointillé). Ces courbes représentent les solutions de l'équation (2.3). . . . . .	50
2.6	Résultats des simulations de la propagation d'une onde continue partiellement cohérente dans une fibre optique DSF de 3,1 km dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau Tab. 2.1. Ces spectres ont été simulés pour une longueur d'onde pompe variant de 1549 à 1556 nm. . . . . .	51
2.7	Spectres expérimentaux enregistrés à la sortie de la fibre DSF (a) en régime de dispersion anormale et (b) normale pour une puissance d'entrée de 29 dBm. La bande à droite de la pompe correspond à de l'émission spontanée amplifiée (ASE, <i>Amplified Spontaneous Emission</i> , issue de l'amplificateur à fibre utilisé. . . . . .	51
2.8	Illustration de l'asymétrie spectrale. À gauche, quatre spectres enregistrés pour différentes longueurs d'onde de pompe (a,b,c,d). À droite, rapport d'intensité de la bande anti-Stokes sur la bande Stokes, relevées sur les spectres expérimentaux, en fonction de la longueur d'onde de pompe. Les données des spectres a,b,c et d y sont reportées. . . . . .	52
2.9	Illustration de l'asymétrie spectrale. À gauche, quatre spectres enregistrés pour différentes longueurs d'onde de pompe (e,f,g,h). À droite, rapport d'intensité de la bande anti-Stokes sur la bande Stokes, relevées sur les spectres expérimentaux, en fonction de la longueur d'onde de pompe. Les données des spectres e,f,g et h y sont reportées. . . . . .	53
2.10	Schéma du montage expérimental. EDFA ( <i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i> ) signifie amplificateur fibré dopé à l'Erbium et ASO est un analyseur de spectre optique. . . . . .	54

2.11	Schéma du laser fibré dopé à l'Erbium. . . . .	55
2.12	(a) Spectres de simulation de la propagation d'une onde continue partiellement cohérente dans une fibre DSF pour différentes longueurs d'onde de pompe s'étalant de 1551,3 à 1555,8 nm par pas de 0,5 nm. La puissance en entrée est fixée à 28,4 dBm. (b) Spectres expérimentaux enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour une puissance d'entrée de 29 dBm et des longueurs d'onde de pompage s'étalant de 1550,4 à 1555,1 nm. . . . .	56
2.13	Ajustement non linéaire des mesures. Décalages fréquentiels des bandes d'instabilité en bleu et des ondes dispersives en rouge. Les courbes représentent les modèles théoriques tracés avec les paramètres déterminés par l'algorithme de Gauss-Newton. Les points représentent les valeurs expérimentales. . . . .	57
2.14	Dispersion chromatique mesurée au voisinage de la dispersion nulle pour les fibres à dispersion décalée et hautement non linéaire. . . . .	58
2.15	Schéma de l'expérience. EDFL, <i>Erbium Doped Fiber Laser</i> : laser à fibre dopée Erbium, EDFA, <i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i> : amplificateur à fibre dopée Erbium, RFL, <i>Raman Fiber Laser</i> : laser Raman à fibre, WDM, <i>Wavelength Division Multiplexer</i> : multiplexeur en longueurs d'onde, DSF, <i>Dispersion-Shifted Fiber</i> : fibre à dispersion décalée, OSA, <i>Optical Spectrum Analyzer</i> : analyseur de spectre optique. . . . .	60
2.16	(a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour différentes longueurs d'onde du laser Raman, s'étalant de 1536 nm à 1557,75 nm. Les puissances de sortie du laser Raman et de l'amplificateur EDFA sont égales, respectivement, à 1,3 W et 0.5 W. (b) Représentation en fausse couleur des spectres de la même figure. . . . .	61
2.17	(a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour différentes longueurs d'onde du laser Raman, s'étalant de 1548.5 nm à 1557,75 nm. (b) Représentation en fausse couleur des spectres de la même figure. . . . .	62
2.18	(a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour différentes longueurs d'onde du laser Raman, s'étalant de 1536 nm à 1557,75 nm. (b) Représentation en fausse couleur des spectres de la même figure. . . . .	62
2.19	Puissance de l'onde Stokes (a) S1 et (b) S2 (en trait plein) en fonction de l'écart spectral entre les lasers EDFL et RFL. Courbe d'accord de phase (en pointillés) associé au mélange à quatre ondes (a) entre les lasers EDFL et RFL et (b) entre le laser Raman et la source ASE. Sur les deux figures les tirets indiquent la position du déphasage nul. . . . .	64
2.20	Schéma de l'expérience du mélange à quatre ondes dégénéré à partir d'une source de bruit ASE à large bande spectrale, totalement incohérente. . . . .	65
2.21	Spectres de mélange à quatre ondes entre le laser Raman et la source de bruit ASE (a) pour $P_{ASE}$ égale à 30 dBm et $P_{Raman}$ égale à 100 et 900 mW et (b) pour $P_{Raman}$ fixée à 1W et $P_{ASE}$ égale à 25 et 33 dBm. $P_{ASE}$ est la puissance de la source ASE et $P_{Raman}$ est la puissance du laser Raman. . . . .	66
2.22	(a) Puissance de l'onde Stokes en fonction de la puissance du laser Raman, avec une puissance de la source ASE constante, égale à 24.2 dBm. (b) Puissance de l'onde Stokes en fonction de la puissance de la source ASE, avec une puissance du laser Raman constante, égale à 1W. . . . .	67

2.23	Largeur spectrale de l'onde Stokes en fonction de la largeur de raie du laser Raman. . . . .	67
3.1	Schéma de montage du laser déclenché nanoseconde, dont le fonctionnement est basé sur l'effet Brillouin. SMF ( <i>Single Mode Fiber</i> ) désigne une fibre standard et FBG ( <i>Fiber Bragg Grating</i> ) un réseau de Bragg fibré. . .	76
3.2	(a) Diagramme d'énergie simplifié de l'ion erbium dans une fibre optique en silice [6–8]. (b) Sections efficaces d'émission (trait plein) et d'absorption (trait pointillé) en fonction de la longueur d'onde. . . . .	77
3.3	Schéma de principe de la diffusion Rayleigh dans les fibres optiques. . . . .	77
3.4	(a) Schéma de principe de la diffusion Brillouin. L'onde incidente est rétrodiffusée par réflexion sur le réseau mobile créé par l'onde acoustique. (b) Représentation schématique des champs et fréquences mis en jeu dans le processus de diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique de silice. . . . .	78
3.5	Schéma de principe de la cascade Brillouin. Chaque onde Stokes joue le rôle d'une pompe pour créer une nouvelle onde Stokes. . . . .	78
3.6	(a) Trace temporelle enregistrée à la sortie du laser fibré impulsif sur l'oscilloscope. (b) Spectre du laser enregistré par l'analyseur de spectre optique. . . . .	79
3.7	Schéma du montage de génération de supercontinuum dans la fibre HNLF à partir du laser fibré « Brillouin/Rayleigh ». Le montage du laser à modes déclenchés est délimité par un cadre pointillé. . . . .	80
3.8	Spectres enregistrés à la sortie de la fibre HNLF pour différentes puissances d'injection. La flèche noire représentant le sens de croissance de la puissance d'entrée. . . . .	81
3.9	Spectre étendu enregistré via l'analyseur de spectre optique (courbe noire - trait plein) et via le spectromètre étendu (courbe noire - croix). Spectre à la sortie du laser, avant injection dans la fibre hautement non linéaire (courbe grise). . . . .	82
3.10	Spectres étendus enregistrés via l'analyseur de spectre optique (trait plein) et via le spectromètre étendu (croix et ronds) pour le montage avec la fibre HNLF (courbe noire) et la fibre DSF (courbe grise). . . . .	83
3.11	Montage expérimental de mesure du taux de couplage (sans fibre) et de génération de supercontinuum (avec une fibre à tester). . . . .	84
3.12	Spectres enregistrés à la sortie d'une fibre monomode standard dans laquelle le laser a été injecté. La puissance en sortie de la fibre varie de (a) 8 mW à 110 mW et de (b) 3 mW à 230 mW. . . . .	85
3.13	Traces temporelles enregistrées sur l'oscilloscope pour une puissance de sortie du laser de quelques mW. Le taux de répétition du laser est d'environ (a) 20 kHz et la largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de (b) 7,4 ns. . . . .	85
3.14	(a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF de 500 m pour un couplage croissant du laser Keopsys dans la fibre. La puissance injectée en entrée de fibre s'étale de 0 mW à 180 mW. (b) Comparaison des supercontinuum obtenus dans les deux portions de fibre DSF de 3,1 km (courbe grise) et de 500 m (courbe noire) pour une puissance d'entrée égale à 70 mW. . . . .	86

3.15	(a) Supercontinuum généré dans la fibre HNLf à partir du laser Keopsys pour différentes puissances d'entrée. La puissance injectée dans la fibre est estimée variant de 0 à 200 mW. (b) Supercontinuum généré dans les fibres HNLf (courbe noire) et DSF (courbe grise). . . . .	87
3.16	Traces des impulsions lasers émises par le laser « Tango » et enregistrées à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope pour différentes échelles temporelles. (a) La largeur de l'impulsion est évaluée à environ 3 ns. (b) Le taux de répétition est égal à 3,3 kHz. . . . .	88
3.17	(a) Élargissement spectral des impulsions issues du microlaser pour des puissances moyennes en entrée de fibre DSF s'échelonnant de 1 à 14 mW. (b) Spectre enregistré à la sortie de la fibre pour une puissance d'injection d'environ 6 mW. IM désigne les bandes d'instabilité et R1 les bandes associées au premier ordre Raman. . . . .	89
3.18	(a) Élargissement spectral des impulsions issues du microlaser pour des puissances moyennes en entrée de fibre HNLf s'échelonnant de 1 à 13 mW. (b) Supercontinuum enregistré à la sortie de la fibre HNLf pour une puissance d'injection maximale. L'élargissement spectral s'étend de 1100 à 1800 nm. . . . .	90
3.19	Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF (a) et de la fibre HNLf (b), après injection des lasers « Kult » (trait plein) puis « Tango » (pointillés). . . . .	90
4.1	(a) Section transverse de la fibre microstructurée enregistrée avec un microscope électronique à balayage. (b) Courbe de dispersion du mode fondamental supporté par la fibre microstructurée. Cette courbe montre deux zéros de dispersion, à 863 nm et 1539,5 nm, respectivement. (c) Profil du mode fondamental, simulé par le logiciel <i>MODE Solutions</i> . . . . .	97
4.2	(a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre PCF pour deux puissances de sortie égales à 200 $\mu$ W (courbe grise) et 1 mW (courbe noire). Les lettres S et AS désignent les ordres Raman Stokes et anti-Stokes et IM désigne les bandes d'instabilité modulationnelle. (b) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre PCF pour une puissance d'entrée croissante. La puissance de sortie s'étale de 50 $\mu$ W à 1,3 mW. . . . .	98
4.3	(a) Décalage fréquentiel entre la pompe et les bandes d'instabilité modulationnelle ( $\Omega/2\pi$ ) en fonction de la longueur d'onde de pompe pour une puissance crête faible égale à 10 W (trait plein) et pour une puissance crête plus élevée égale à 50 W (pointillés). (b) Spectres de gain paramétrique correspondant aux courbes de la figure (a). . . . .	99
4.4	Supercontinuum généré dans la fibre microstructurée pour une puissance moyenne d'entrée maximale. Le spectre s'étend de 1350 nm à 1700 nm. . . . .	101
4.5	(a) Structure d'un réseau à polarisation périodiquement inversé dans un cristal non linéaire $\chi^{(2)}$ . (b) Comparaison du rendement de doublage de fréquence, entre l'accord de phase par biréfringence (trait plein), l'accord de phase dans le Niobate de Lithium (tirets) et le quasi-accord de phase (pointillés). . . . .	103

4.6	Cristal PPLN utilisé dans notre expérience. À l'intérieur du cristal de Niobate de Lithium cinq réseaux sont inscrits, de pas différents, égaux à 18,2 - 18,4 - 18,6 - 18,8 et 19 $\mu\text{m}$ . . . . .	105
4.7	Schéma de l'expérience de doublage de fréquence du laser dans le cristal PPLN. . . . .	106
4.8	Représentation de l'expérience de doublage de fréquence du laser dans le cristal PPLN. . . . .	107
4.9	Spectres des faisceaux lumineux à la sortie du cristal PPLN. L'encart représente un enregistrement du spectre vers les courtes longueurs d'onde pour un réglage différent de l'analyseur de spectre optique. . . . .	108
4.10	(a) Schéma du montage de double pompage de la fibre microstructurée à deux zéros de dispersion. (b) Profil de dispersion de la fibre microstructurée PCF5 sur lequel les droites rouges montrent la position des longueurs d'onde de pompe. . . . .	109
4.11	Spectres enregistrés à la sortie de la fibre microstructurée lorsque le couplage des faisceaux lumineux dans cette fibre a été optimisé pour le fondamental. Les spectres sont représentés avec un <i>offset</i> pour une question de clarté des résultats, sur une large plage de longueurs d'onde (a) et autour de la longueur d'onde du laser (b). . . . .	110
4.12	Spectres enregistrés à la sortie de la fibre pour une injection optimisée dans l'infrarouge (a), puis pour une injection du doublé de plus en plus efficace (b,c,d). . . . .	111
4.13	Spectres enregistrés par l'analyseur de spectre optique pour une puissance d'injection minimale puis maximale. Les effets non linéaires, Kerr, Raman et d'intermodulation de phase, mènent à la génération d'un supercontinuum ultra large de plus de 1400 nm d'étendue spectrale, dans une fibre microstructurée à deux zéros de dispersion. . . . .	112

# Liste des tableaux

1.1	Quelques grandeurs caractéristiques de fibres conventionnelles. . . . .	9
1.2	Évolution des pertes dans les fibres optiques au cours des améliorations technologiques depuis les débuts. . . . .	11
1.3	Historique de la génération de supercontinuum en régime nanoseconde. . .	34
2.1	Paramètres de dispersion mesurés et comparés aux données du constructeur.	57
3.1	Caractéristiques des fibres conventionnelles à dispersion décalée et hautement non linéaire. . . . .	86
4.1	Paramètres de la fibre PCF5. . . . .	97



# Introduction

Lors de son expérimentation célèbre du prisme, il y a trois siècles, Newton découvrit que la lumière blanche était constituée de la superposition de toutes les couleurs. Il tenta par la suite d'altérer la couleur de ces rayons lumineux, mais : « Ils s'obstinaient à garder leur couleur, malgré tous les efforts pour les changer ». Cette tentative infructueuse de la part de Newton fut accomplie longtemps après, avec la découverte du LASER. Connu sous le nom d'optique non linéaire, ce champ de recherche s'est récemment amplifié avec le développement de fibres optiques de nouvelle génération, qui présentent un arrangement périodique de plusieurs centaines de canaux d'air parallèles le long de la fibre. Ces fibres microstructurées, également dénommées « fibre à cristal photonique », ont permis de convertir un faisceau laser monochromatique en un continuum de lumière blanche sur plus de deux octaves en fréquence (i.e., un laser arc-en-ciel allant de l'ultraviolet à l'infrarouge). En 1970, Alfano et Shapiro avaient préalablement observé ce phénomène de « génération de supercontinuum », à l'aide d'une fibre optique conventionnelle dans laquelle le spectre d'un laser vert s'élargissait sur environ 300 nm [1]. De part leur propriété de brillance unique et leur cohérence spatiale, ces nouvelles sources de lumière révolutionnent actuellement les applications en métrologie, en rendant possible des mesures absolues de fréquences optiques avec une précision sans précédent. La génération de supercontinuum peut également servir à la compression d'impulsions, la conception de sources lasers accordables ou multi longueurs d'ondes, et les tests de composants pour les télécommunications optiques.

La complexité des phénomènes non linéaires sous-jacents à cet élargissement spectral est également l'une des raisons principales des nombreuses études réalisées sur le sujet [2]. La diffusion Raman stimulée et l'effet Kerr optique ont été rapidement identifiés comme des processus clés dans la génération de supercontinuum. En dépit des nombreux travaux publiés, il est à noter cependant que les régimes dynamiques non linéaires mis en jeu dans la génération de supercontinuum ne sont encore pas tous élucidés, en particulier pour les régimes d'excitations en onde quasi-continue.

Le cadre général dans lequel s'insère ce travail de thèse est celui de l'étude du comportement non linéaire de faisceaux lasers se propageant dans les fibres optiques de silice hautement non linéaires et microstructurées. De façon plus précise, le travail concerne une recherche des effets d'instabilité modulationnelle, de solitons et de génération d'ondes dispersives, à partir de lasers à émission continue ou impulsionnelle nanoseconde. L'étude

---



détaillée de ces différents effets a permis leur utilisation adéquate pour la conception originale de différentes sources à large bande spectrale.

Le premier chapitre est consacré à la description des fibres optiques en silice que nous avons utilisées lors de nos expériences. Nous rappèlerons leurs propriétés générales, géométriques et optiques, et nous détaillerons plus particulièrement la fabrication des fibres microstructurées et du mécanisme de guidage des fibres à cœur plein. Nous apporterons dans la deuxième partie de ce chapitre une série de notions théoriques et conceptuelles, puis les notions de bases de l'optique non linéaire guidée, en regroupant, dans un premier temps les phénomènes issus de l'effet Kerr optique, à savoir, l'instabilité modulationnelle, l'auto et l'intermodulation de phase et les solitons. Dans un second temps les effets inélastiques tels que les diffusions Raman et Brillouin stimulées seront présentés. Enfin nous dresserons dans la troisième partie un rapide tour d'horizon de la génération de supercontinuum, particulièrement dans le régime d'excitation continu et nanoseconde.

Le second chapitre sera axé sur l'étude et la description théorique de l'instabilité modulationnelle et la génération d'ondes dispersives dans les fibres optiques, à partir d'une source continue et pour un régime particulier situé au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle. Dans le contexte de l'instabilité modulationnelle, il est important de souligner que peu d'études ont été consacrées à l'impact que la pente de dispersion chromatique peut avoir sur ces effets. Jusqu'à présent, ce phénomène ne pouvait se manifester qu'en régime de dispersion anormale en raison des conditions d'accord de phase, et donnait lieu à la génération de deux bandes latérales symétriques de la fréquence du laser. Dans un premier temps, nous démontrerons analytiquement, et par le biais de validations numériques, qu'elle se manifeste également en régime de dispersion normale. Nous mettrons ensuite en évidence la brisure de symétrie du spectre d'instabilité modulationnelle lorsque la pente de dispersion entre en jeu, et la génération associée d'ondes dispersives émises par les solitons. Puis nous décrirons une nouvelle méthode de mesure des coefficients de dispersion d'une fibre optique, jusqu'à l'ordre quatre, à partir de l'étude de ces deux processus. Dans une dernière partie nous présenterons un processus multiple de mélanges à quatre ondes indépendants. Nous identifierons alors, parmi ces processus, l'instabilité modulationnelle et deux mélanges à quatre ondes mis en place, l'un en accord de phase et l'autre en désaccord de phase. Enfin, nous étudierons la génération d'une composante Stokes par mélange à quatre ondes à partir d'une pompe très incohérente.

Le troisième chapitre, plus technique, consistera à mettre en évidence les avantages d'une fibre en silice hautement non linéaire par rapport aux fibres conventionnelles, dans trois expériences de génération de supercontinuum, à partir de laser impulsions nanosecondes. Premièrement, nous présenterons l'utilisation d'un laser impulsions à fibre optique, à modes déclenchés passivement par l'interaction des diffusions Rayleigh et Brillouin. Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une collaboration européenne (COST) et a abouti sur l'étude et la conception d'une source à large bande spectrale entièrement fibrée. Dans le but d'augmenter la densité spectrale de cette source ainsi que sa stabilité, nous avons ensuite utilisé un autre type de laser à fibre plus puissant. Nous présenterons les spectres de supercontinuum étendus, enregistrés à la sortie de la fibre hautement non

---

linéaire dans la deuxième partie de ce chapitre. L'analyse des spectres obtenus nous permettra de mettre en évidence les effets d'instabilité modulationnelle et d'auto-décalage en fréquence des solitons. Enfin l'utilisation d'un microlaser à mode déclenché a permis la mise en place d'une source supercontinuum couvrant la fenêtre spectrale de propagation du mode fondamental de la fibre optique ( $1-2\mu\text{m}$ ). Cette source présente un bon compromis entre son coût, sa compacité et sa puissance, et offre ainsi une solution intéressante pour des applications aux télécommunications.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous étudierons expérimentalement la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée présentant deux zéros de dispersion. Dans une première partie, nous présenterons une configuration de pompage à 1535 nm en régime nanoseconde et au voisinage du second zéro de dispersion, autour duquel la pente de dispersion est négative. Cette expérience a permis la génération de bandes doubles d'instabilité modulationnelle, en accord avec nos prédictions analytiques. Nous montrerons également l'observation d'une cascade Raman Stokes vers les grandes longueurs d'onde ( $2\mu\text{m}$ ) ainsi qu'une cascade Raman anti-Stokes par mélange à quatre ondes, puis la génération de supercontinuum de 1400 nm à 1700 nm. Dans la deuxième partie de ce dernier chapitre, nous avons utilisé un réseau de Niobate de Lithium à polarisation périodiquement inversée afin de doubler la fréquence du microlaser nanoseconde vers le domaine visible. Nous obtenons alors deux pompes à 1535 nm et à 767.5 nm qui sont injectées simultanément dans la fibre microstructurée au voisinage des deux zéros de dispersion, et cela afin d'accroître la bande passante du supercontinuum. Nous présenterons une interprétation des spectres expérimentaux, qui montrent la génération de supercontinuum efficace, dans le visible et le proche infrarouge, allant de 550 nm à 1950 nm. L'intermodulation de phase semble avoir pour effet de lisser et élargir vers les grandes longueurs d'onde le supercontinuum infrarouge.

Enfin nous concluons le mémoire et dégagerons quelques perspectives.

## Bibliographie

- [1] R. Alfano et S. L. Shapiro, "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass," *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584–588 (1970).
- [2] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source*, 2nd ed. (Birkhäuser, 2006).



# Liste des publications de l'auteur

## Revue internationale à comité de lecture

B. Auguié, A. Mussot, A. Boucon, E. Lantz and T. Sylvestre, « Ultralow chromatic dispersion measurement of optical fibers with a tunable fiber laser, » *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**(17), 1825–1827 (2006)

A. Boucon, D. Alasia, J.C. Beugnot, G. Mélin, S. Lempereur, A. Fleureau, H. Maillotte, J.M. Dudley et T. Sylvestre, « Supercontinuum generation from 1.35 to 1.7  $\mu\text{m}$  by nanosecond pumping near the second zero-dispersion wavelength of a microstructured fiber, » *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20**(10), 842–844 (2008)

A. Boucon, A. Fotiadi, P. Mégret, H. Maillotte and T. Sylvestre, « Low-threshold all-fiber 1000 nm supercontinuum source based on highly non-linear fiber, » *Opt. Com.* **281**(15-16), 4095–4098 (2008)

## Conférences internationales avec actes à comité de lecture

A. Boucon, B. Auguié, A. Mussot, E. Lantz and T. Sylvestre « Ultra-low chromatic dispersion measurement of optical fibers with a tunable fiber laser, » *European Conference on Optical Communication / ECOC 2006* (24-28 september 2006, Cannes, France).

A. Boucon, A. Fotiadi, P. Megret, H. Maillotte, and T. Sylvestre, « A low-threshold all-fiber 1000nm-band supercontinuum source, » *European Conference on Optical Communication / ECOC 2007* (16-20 september 2007, Berlin, German)

J. Schroeder, S. Coen, F. Vanholsbeeck, A. Boucon and T. Sylvestre, « Simultaneous observation of multiple four-wave mixing processes in the phase-matched and non-phase-matched regimes, » *European Conference on Lasers and Electro-Optics and*

---

the International Quantum Electronics Conference / **CLEOE-IQEC 2007** (17-22 June 2007, Munich, German)

A. Boucon, D. Alasia, J.C. Beugnot, H. Maillotte, J. M. Dudley, T. Sylvestre, G. Mélin, S. Lempereur and A. Fleureau, « Supercontinuum generation from 1350 to 1700 nm by nanosecond pumping near the second zero dispersion wavelength of a photonic crystal fiber, » Winter Topicals Conference 2008 / **IEEE LEOS 2008** (14-16 January 2008, Sorrento, Italie)

## Conférences nationales avec actes à comité de lecture

A. Boucon, B. Auguié, A. Mussot, E. Lantz et T. Sylvestre « Instabilité de modulation et génération d'ondes dispersives d'une onde continue dans les fibres optiques : application à la mesure de dispersion chromatique, » 25èmes Journées Nationales de l'Optique Guidée / **JNOG'2006** poster (7-9 novembre 2006, Metz, France)

A. Boucon, A. Fotiadi, P. Mégret, H. Maillotte et T. Sylvestre, « Réalisation d'une source ultra-large bande entièrement fibrée par génération de supercontinuum, » 26èmes Journées Nationales de l'Optique Guidée / **JNOG'2007** poster (2-5 juillet 2007, Grenoble, France)

A. Boucon, K. Phan Huy, J.-C. Beugnot, G. Mélin, H. Maillotte, J.M. Dudley et T. Sylvestre, « Génération de supercontinuum visible et infrarouge générés dans une fibre microstructurée à deux zéros de dispersion, » 28èmes Journées Nationales de l'Optique Guidée / **JNOG'2007** poster (6-9 juillet 2009, Lille, France)

## Autres conférences et colloques

A. Boucon, A. Fotiadi and T. Sylvestre « Demonstration of a compact low-threshold supercontinuum fiber laser source, » COST meeting, Action 299, WG3 (31 January - 2<sup>nd</sup> February 2007, Les Houches, France)

A. Boucon, H. Maillotte and T. Sylvestre « Réalisation de sources large bande intenses par génération de supercontinuum sur fibre optique, » Journée Carnot (October 2007, Besançon, France)

---

# Chapitre 1

## Effets linéaires et non linéaires dans les fibres optiques

Lorsqu'une onde lumineuse de forte puissance se propage dans une fibre optique, elle subit des effets, dus à l'interaction forte de la lumière avec la matière. Ces effets dépendent à la fois des propriétés de l'onde et du milieu de propagation. Les travaux présentés dans ce manuscrit ont tous le même milieu de propagation, la silice, avec laquelle est composée les fibres. Dans la première partie une présentation des fibres conventionnelles puis microstructurées sera proposée. Une description de la géométrie et des propriétés optiques des deux types de fibres sera exposée, puis nous compléterons l'étude des fibres à cristal photonique par une présentation de leur fabrication et le mécanisme de guidage des fibres à cœur plein.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous présentons les effets non linéaires que subit une impulsion lumineuse intense lors de sa propagation dans une fibre optique. Ces effets peuvent être séparés en deux groupes, les effets élastiques, pour lesquels il y a un transfert d'énergie entre la lumière et la matière et les effets non élastiques, regroupant les diffusions Raman et Brillouin. L'effet Kerr optique entraîne les phénomènes d'auto- et d'intermodulation de phase, l'instabilité modulationnelle et les effets solitons. Puis nous rappellerons l'équation non linéaire de Schrödinger, englobant ces effets.

Pour finir nous ferons un historique succinct sur la génération de supercontinuum dans les fibres optiques, en régime continu et quasi-continu.

---

## 1.1 Les fibres optiques

Dans ce manuscrit, le terme de fibre optique sera abordé à de nombreuses reprises car il s'agit du support principal de notre étude. Il est donc important de rappeler les différents types de fibres optiques utilisées et d'en décrire leurs propriétés géométriques et optiques. Nous ferons une distinction entre les fibres conventionnelles, constituées entièrement de silice et les fibres microstructurées, présentant des trous d'air. Nous présenterons, dans un premier temps, les fibres conventionnelles, qui regroupent les fibres standards monomodes (SMF, *Single Mode Fiber*) utilisées dans les télécommunications, les fibres à dispersion décalée (DSF, *Dispersion Shifted Fiber*) et les fibres hautement non linéaires (HNLF, *Highly Non Linear Fiber*). Dans un second temps, nous présenterons les fibres à trous, également appelées fibres microstructurées ou encore fibres à cristal photonique (PCF, *Photonic Crystal Fiber*).

### 1.1.1 Fibres conventionnelles

#### 1.1.1.1 Géométrie d'une fibre optique

Les fibres conventionnelles sont utilisées généralement dans le domaine des télécommunications, pour la transmission de l'information ou dans la fabrication des composants d'optique tout fibrés, tels que les filtres, les coupleurs ou encore les multiplexeurs. Elles présentent une géométrie simple, que nous pouvons observer sur la Fig.1.1.

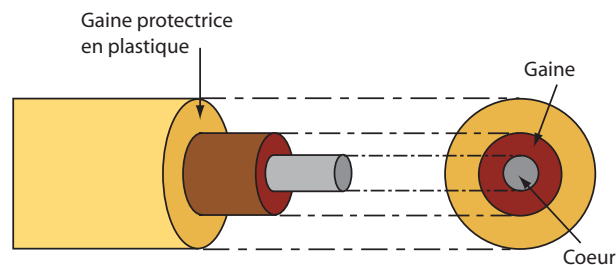


FIGURE 1.1 – Structure d'une fibre optique conventionnelle.

Un *cœur* de silice ( $SiO_2$ ), dopé, le plus souvent, au germanium  $GeO_2$ , est entouré d'une *gaine optique* constituée de silice pure. La combinaison  $SiO_2 - GeO_2$  du noyau confère à ce dernier un indice de réfraction  $n_c$  légèrement plus élevé que l'indice  $n_g$  de la gaine optique.

La Fig.1.2 est une représentation du cône d'acceptance définissant l'angle maximal du faisceau pouvant se propager dans la fibre optique. Sur cette figure,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_c$  et  $\alpha_g$  sont, respectivement, les angles d'entrée dans la fibre, de réflexion à l'intérieur du cœur et de

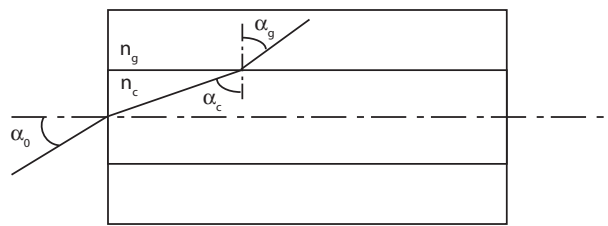


FIGURE 1.2 – Cône d'acceptance des faisceaux incidents.

réfraction dans la gaine. La différence d'indice entre le cœur et la gaine optique ( $n_c > n_g$ ) permet la propagation des ondes lumineuses dans la fibre par le processus de réflexion totale interne. Selon la loi de Snell-Descartes appliquée successivement aux interfaces air/gaine et cœur/gaine, la réflexion totale interne à l'intérieur de la fibre ne se produit que lorsque  $\sin(\alpha_c) \geq n_g/n_c$ , ce qui définit le cône d'acceptance  $\sin(\alpha_l) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$  à l'intérieur duquel se trouvent les ondes se propageant dans la fibre. Nous définissons alors l'ouverture numérique NA, *numerical aperture* en anglais, d'une fibre optique comme suit,

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

Elle détermine la capacité d'une fibre à collecter la lumière. Si un rayon lumineux arrive sur le cœur avec un angle inférieur à  $\alpha_l$ , il se propage dans la fibre par réflexion totale interne. Si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite  $\alpha_l$ , le faisceau sera diffusé dans la gaine et ne pourra pas se propager en raison des pertes subies à chaque réflexion entre le cœur et la gaine. L'enveloppe de polymère, recouvrant la gaine optique et protégeant la fibre des contraintes mécaniques, a également le rôle d'atténuer la lumière qui serait guidée par l'interface gaine/air. À chaque angle d'incidence correspond un mode, qui sera guidé ou non, selon les propriétés optiques et géométriques de la fibre. Il existe plusieurs types de fibres optiques conventionnelles qui diffèrent les unes des autres par leur géométrie et leurs propriétés optiques. Parmi celles-ci nous retrouvons les fibres monomodes et les fibres multimodes, à saut ou à gradient d'indice. Nous avons regroupé quelques grandeurs caractéristiques de ces fibres dans le tableau Tab. 1.1 :

Type de fibre	monomode	multimode	
		saut d'indice	gradient d'indice
$n_c$	1,46	1,47	$1,47(1 - 2\Delta(r/a)^\alpha)$
$n_g$	1,454	1,45	1,47
$\Phi_c$	$3\mu\text{m}$	$60\mu\text{m}$	$60\mu\text{m}$
$\Phi_g$	$40\mu\text{m}$	$80\mu\text{m}$	$80\mu\text{m}$

TABLE 1.1 – Quelques grandeurs caractéristiques de fibres conventionnelles.

Dans le tableau Tab. 1.1,  $n_c$  et  $n_g$  représentent les indices de réfraction respectifs du cœur et de la gaine de la fibre,  $\Phi_c$  et  $\Phi_g$  représentent les diamètres respectifs du cœur et



de la gaine de la fibre.

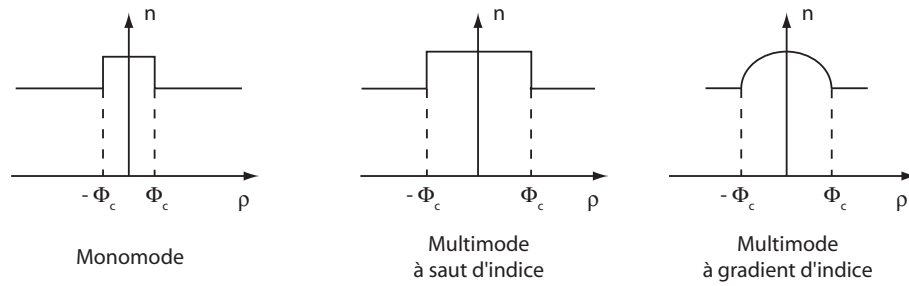


FIGURE 1.3 – Profils d’indice de quelques types de fibres conventionnelles.

Quelques profils d’indices associés à ces fibres ont été représentés sur la Fig.1.3. Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont mis en jeu d’autres types de fibres, présentant un zéro de dispersion décalé vers les longueurs d’ondes télécoms ( $\lambda_0 \approx 1,55 \mu\text{m}$ ) et un coefficient non linéaire élevé ( $\gamma \approx 10 - 20 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ). Les fibres en silice hautement non linéaires restent extrêmement attractives pour les évolutions futures dans le domaine des communications par voie optique. Malgré l’apparition des fibres microstructurées et des fibres non silice (par exemple les fibres en verre de chalcogénures ou les fibres à base de bismuth) qui présentent des coefficients non linéaires jusqu’à 90 fois supérieurs à ceux des HNLFs, ces dernières continuent de présenter un déphasage non linéaire bien supérieur à celui des fibres non silice, pour de grandes longueurs de fibres [1]. Les HNLFs présentent d’autres avantages qui permettent de conserver leur utilisation dans divers domaines d’application. Parmi ces avantages nous pouvons citer les connexions avec les fibres standards, simples à réaliser et présentant de faibles pertes, la faible fluctuation du profil de dispersion le long de la fibre et l’augmentation du seuil Brillouin.

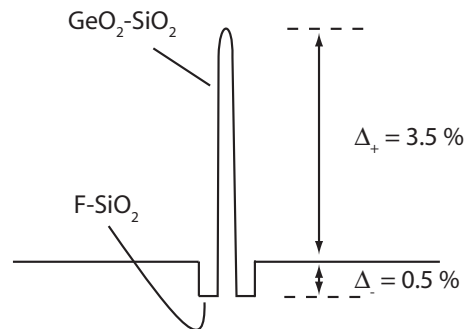


FIGURE 1.4 – Exemple de profils d’indice de réfraction d’une fibre silice hautement non linéaire [2].

Dans les HNLFs, la différence d’indices entre le cœur et la gaine  $\Delta n = n_c - n_g$ , jusqu’à plus de dix fois supérieure à celui d’une SMF, est obtenue en dopant fortement la silice du cœur avec du germanium ou du phosphore, pour augmenter l’indice de réfraction, et en dopant la gaine avec du bore ou du fluore pour diminuer l’indice de la silice. Cette forte différence d’indices entraîne un fort confinement de la lumière sur une petite surface

du cœur, dont les dimensions peuvent alors être réduites tout en conservant le caractère monomode de la fibre. Ainsi, le coefficient non linéaire, proportionnel au rapport de l'intensité sur l'aire effective du mode guidé, augmente. La Fig.1.4 montre le profil d'indice typique d'une fibre HNLF.

### 1.1.1.2 Atténuation linéique

Le tableau Tab. 1.2 rappelle l'évolution des pertes des fibres optiques depuis 1970 jusqu'à l'obtention de pertes minimales, correspondant à la limite théorique définie par la diffusion Rayleigh.

Année	Pertes (dB/km)	Longueur d'onde (nm)
avant 1960	> 1000	
1970	20	≈ 1000
1974	2 - 3	1060
1976	0,47	1200
1979	0,2	1550
1986	0,154	1550
1992	0,1484	1570

TABLE 1.2 – Évolution des pertes dans les fibres optiques au cours des améliorations technologiques depuis les débuts.

Le matériau choisi pour la fabrication des fibres optiques conventionnelles est la silice pure, synthétisée à partir de molécules de  $SiO_2$ . La silice est un matériau idéal pour les transmissions optiques car il présente peu de pertes dans la région des longueurs d'onde télécoms, comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.5.

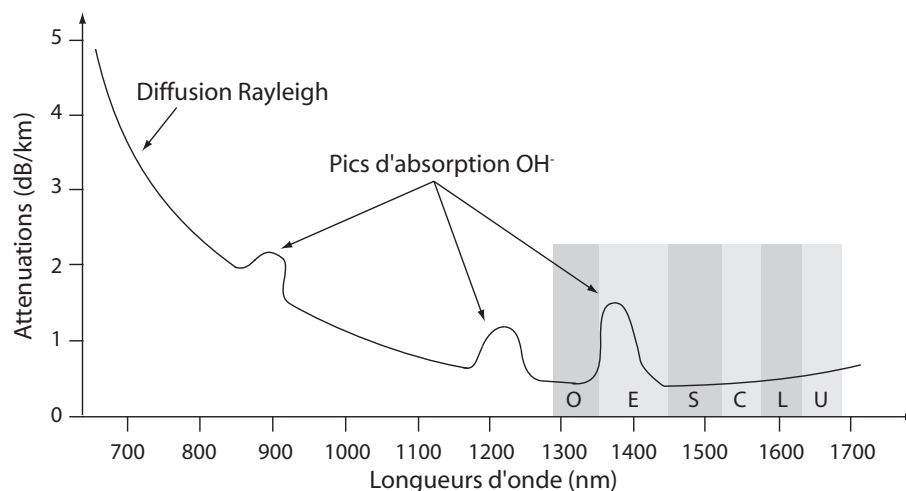


FIGURE 1.5 – Spectre des pertes mesurées dans la silice pure (source JDSU)

L'atténuation dans la fibre, définie par  $\alpha(dB/km) = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right)$ , est essentiellement dues à la diffusion Rayleigh, proportionnelle à l'inverse de la longueur d'onde élevée à la puissance 4, ce qui donne le comportement principal de la courbe représentée sur la Fig.1.5. D'autres phénomènes entrent en jeu, tels que les impuretés ou l'absorption de la lumière par les ions  $OH^-$ , dont nous voyons les pics spécifiques, indiqués par des flèches sur la Fig.1.5.

### 1.1.1.3 Dispersion chromatique

Quand une onde électromagnétique interagit avec les électrons d'un diélectrique, la réponse du matériau dépend généralement de la pulsation optique  $\omega$ . Cette propriété, communément nommée *dispersion chromatique* se manifeste à travers la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction  $n(\omega)$ . La dispersion joue donc un rôle important dans la propagation d'impulsions optiques car chaque composante spectrale se propage à sa vitesse propre  $v = \frac{c}{n(\omega)}$ . Ce phénomène entraîne l'élargissement de l'impulsion et peut poser de réels problèmes, par exemple, dans les systèmes de communications optiques. La courbe de dispersion d'une fibre optique dépend de la géométrie et de la composition de la fibre. En jouant sur ces deux paramètres, nous pouvons concevoir, par exemple, des fibres à dispersion décalée ou à dispersion plate. La dispersion chromatique peut être développée en série de Taylor au voisinage d'une pulsation fixe  $\omega_0$ , comme suit

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (1.2)$$

où  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$  et  $\beta_n = \frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n}(\omega_0)$ ,  $n=1,2,3,4\dots$

Généralement, les constructeurs utilisent le paramètre D, qui est lié au coefficient de dispersion de second ordre par la relation suivante,

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

où D est exprimé en  $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ . Une donnée importante fournie par la courbe de dispersion d'une fibre optique est la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW, *zero dispersion wavelength*), c'est-à-dire la longueur d'onde pour laquelle la courbe de dispersion s'annule. Cette longueur d'onde particulière définit deux régimes de dispersion : le régime normal pour les longueurs d'onde vérifiant  $D(\lambda) < 0$  ( $\beta_2 > 0$ ) et anormal pour les longueurs d'onde vérifiant  $D(\lambda) > 0$  ( $\beta_2 < 0$ ). Nous verrons dans la section suivante, que pour les fibres microstructurées, il est possible d'obtenir plusieurs ZDWs.

Le coefficient de dispersion de second ordre est défini comme la dérivée partielle du coefficient de dispersion de premier ordre, qui lui-même est défini comme l'inverse de la vitesse de groupe. Ainsi, en régime de dispersion anormale les composantes de hautes fréquences sont décalées vers le front de l'impulsion (car elles se propagent plus vite) et les composantes de basses fréquences, vers la queue de l'impulsion, sous l'effet de la dispersion chromatique. En régime de dispersion normale, c'est l'inverse qui se produit.

## 1.1.2 Fibres microstructurées

L'avènement des fibres microstructurées a ravivé un grand intérêt de la communauté scientifique pour la génération de supercontinuum dans les fibres optiques à la fin des années 90.

La raison principale des nombreuses études réalisées autour de cette nouvelle classe de guides d'onde est, avant tout, la possibilité de guider la lumière dans le vide, surpassant ainsi les limites imposées par l'interaction de la lumière avec la matière. Cette caractéristique très particulière permet d'atteindre des propriétés optiques impensables avec de simples fibres à saut d'indice. Parmi ces propriétés nous pouvons citer, dans un premier temps, l'augmentation des effets non linéaires due au confinement extrême de la lumière, et dans un second temps, la possibilité de minimiser ces mêmes effets en concevant des fibres présentant un cœur de petite dimension.

Ainsi, nous pouvons contrôler la dispersion et les propriétés modales de ces fibres en faisant varier la taille, le nombre et la position des trous. La découverte de ces propriétés spécifiques a ouvert le champ à de nouvelles perspectives dans les applications fibrées : les fibres présentant un cœur de grande dimension supportent des puissances importantes, les microstructures facilitent les applications de capteurs, la flexibilité des profils de dispersion permet un élargissement du domaine spectral de travail (de l'ultraviolet au proche infrarouge), les fibres à cœur creux permettent le guidage de particules, de liquide ou encore de gaz, enfin ces fibres permettent également de diminuer les puissances seuils.

### 1.1.2.1 Structure

Les fibres microstructurées, également appelées fibres à cristal photonique ou fibres à trous, présentent un arrangement de microtubes de silice vides (ou « remplis d'air ») dont les dimensions et les distances les séparant sont comparables aux longueurs d'onde, c'est-à-dire à quelques microns. À l'heure actuelle les structures périodiques peuvent atteindre des dimensions inférieures au micron (par exemple en étirant les fibres pour fabriquer des fibres effilées, nommées également *tapers*) [3]. Il existe un nombre incalculable de types de fibres microstructurées car à chaque application nous pouvons choisir l'agencement des tubes d'air lors de la réalisation de la préforme. Cependant, nous pouvons séparer

---

ces fibres en deux grandes catégories, basées sur leur géométrie. Il s'agit, d'une part, des fibres à cœur creux et, d'autre part, des fibres à cœur plein. Les premières présentent un guidage par bandes photoniques interdites. Les secondes peuvent présenter le même mode de propagation ou une propagation par réflexion totale interne modifiée. La grande particularité des fibres à cœur creux est qu'elles peuvent être remplies d'un liquide ou d'un gaz, dans le but d'augmenter l'indice effectif du cœur et donc le coefficient non linéaire de la fibre. Parmi les expériences effectuées lors de cette thèse, il n'a été question que de fibres photoniques à cœur plein. Ces fibres présentent un cœur d'indice élevé (souvent fabriqué à partir de silice pure non dopée), surmonté d'une gaine comportant un arrangement périodique de trous d'air. Les trous d'air, qui composent la gaine, ont pour effet de diminuer l'indice effectif de la gaine. La lumière est alors confinée dans le cœur solide qui présente un indice de réfraction élevé, en comparaison avec celui de l'air. Ainsi, ces fibres microstructurées peuvent être fabriquées à partir d'un matériau pur, non dopé, avec un nombre et une distribution de trous adéquates. Bien que de nouvelles fibres soient fabriquées à partir de verres chalcogénures ou de polymères, la silice reste le matériau le plus utilisé, en particulier pour ses faibles pertes en transmission.

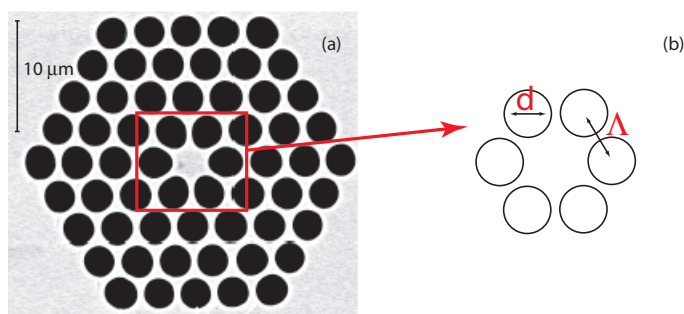


FIGURE 1.6 – (a) Coupe transversale d'une fibre microstructurée à cœur plein. Image réalisée avec un microscope à balayage électronique (MEB). (b) Schéma d'une structure courante, dite « en nid d'abeille », avec  $d$ , le diamètre des trous et  $\Lambda$  l'espacement entre les trous (*pitch* en anglais).

### 1.1.2.2 Historique

C'est dans les années 1970 que l'idée d'introduire des trous d'air dans la gaine d'une fibre optique a été suggérée pour la première fois [4]. L'idée de Kaiser était de conserver les pertes faibles de la silice (augmentées par le dopage du cœur) et la différence d'indice entre le cœur et la gaine, permettant la propagation des faisceaux lumineux. Les structures proposées n'étaient alors pas périodiques [5] et cette technologie fut abandonnée rapidement au profit de la fabrication des fibres par la méthode de dépôt de vapeurs chimiques. L'idée d'utiliser un arrangement périodique de tubes d'air composant la gaine est apparue

plus tard en se basant sur les guides à cristaux photoniques (d'où le nom utilisé pour ces fibres) pour le piégeage de la lumière dans un cœur creux [6]. Il fallut quelques années pour surmonter le défi technologique de réalisation de ces fibres. La première fabrication d'une fibre microstructurée présentant une structure périodique fut faite à la conférence « OFC » (*Optical Fiber Conference*) en 1996 par Knight [7,8]. Cette fibre était constituée de 217 tubes de silice creux, arrangés de façon à constituer un hexagone. Le succès de cette première expérience entraîna rapidement l'apparition de toute une série de nouvelles fibres telles que les fibres à large diamètre de mode [9], à dispersion contrôlée [10,11], à cœur creux [12], les fibres biréfringentes [13] et à cœurs multiples [14]. Ces fibres sont particulièrement intéressantes pour la génération de supercontinuum, dans le domaine infrarouge comme dans le domaine visible ou encore l'ultraviolet.

### 1.1.2.3 Fabrication

L'empilement de capillaires selon un arrangement hexagonal ou triangulaire est la méthode la plus largement utilisée pour la réalisation de la préforme d'une fibre photonique car c'est également la plus simple à mettre en place [8]. La fabrication des fibres photoniques comportent deux étapes [5] :

L'étirement de la préforme, composée d'un arrangement périodique de tubes de silice, pleins et creux, d'un diamètre de l'ordre de 1 mm. Cette dernière représente une réplique, à grande échelle, de la microstructure souhaitée. Dans le cas d'une fibre à cœur plein, le cœur est obtenu en remplaçant un tube creux par un tube plein au centre de la préforme, ce qui crée un défaut dans la structure périodique et assure le guidage par réflexion totale interne modifiée.

une deuxième étape d'étirage est mise en place pendant laquelle un polymère de protection est déposé autour de la gaine optique. L'homogénéité de la microstructure, égale à 1% sur plus de 1 km, est obtenue en contrôlant la vitesse et la température d'étirage [6].

Sur la Fig.1.7, nous pouvons voir la schématisation des différentes étapes de fabrication d'une PCF par la méthode décrite ci-dessus. Pour la fabrication de fibres à partir de matériaux bruts cristallins ou amorphes autres que la silice, la technique d'extrusion est plus appropriée [15]. L'étirage de la préforme se fait comme pour les fibres conventionnelles mais la préforme est réalisée à l'aide d'un outil contenant la géométrie souhaitée, à travers lequel des tubes de verre d'un diamètre de 1 cm à 2 cm sont contraints de passer. Le diamètre total de cette préforme est seulement de quelques millimètres, ce qui est dix fois moins important que dans le cas d'un empilement de capillaires. Cette propriété permet également de réaliser des microstructures de tailles très faibles [16]. Cependant, ce n'est

---

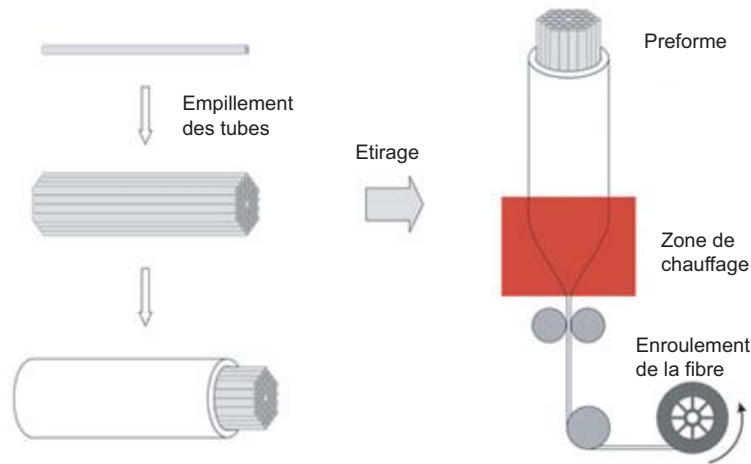


FIGURE 1.7 – Illustration de la méthode de fabrication d’une PCF par étirage.

pas la réduction de la taille des microstructures (également réalisable par étirage de *tapers photoniques*) qui présente les plus grandes difficultés technologiques. En effet, le réel défi, actuellement, est la réalisation de microstructures présentant plusieurs diamètres de trous très différents.

Les propriétés physiques spécifiques de la fibre photonique sont définies par la taille, la forme et les dopants de la microstructure.

#### 1.1.2.4 Mécanismes de guidage

Dans les PCFs à cœur creux, la propagation des ondes lumineuses s’effectue suivant un guidage par bandes interdites photoniques. En effet, un guidage par réflexion totale interne, comme dans les fibres conventionnelles, est rendu impossible car l’indice de réfraction du cœur est moins élevé que l’indice effectif de la gaine. Dans ce cas, la lumière est guidée de la même manière que dans les cristaux photoniques et sur une plage spectrale définie par les dimensions de la microstructure. Dans les cristaux photoniques, les intervalles de longueurs d’onde pour lesquelles la lumière ne se propage pas sont appelés bandes interdites photoniques. Cependant, en introduisant un défaut dans la période du réseau, une onde lumineuse dont la longueur d’onde est située dans la bande interdite photonique pourra être piégée et se propager au niveau du défaut.

Les fibres de Bragg, étudiées dans les années 1980 [17], sont composées d’une succession de couches concentriques de hauts et bas indices, à travers lesquelles la propagation s’effectue comme dans un cristal photonique 1D. Lorsque des tubes d’air sont agencés autour d’une zone creuse, comme c’est le cas dans les fibres microstructurées à cœur creux, un miroir de Bragg à deux dimensions est créé et le mode de guidage est le même que dans un cristal photonique 2D. Dans ce cas, ce sont la taille et la répartition des trous qui déterminent les longueurs d’onde et les angles d’incidence pour lesquels la lumière est guidée. La qua-

lité de propagation de l'onde lumineuse dépend directement de la régularité du réseau et nécessite un contrôle accru des paramètres de fabrication. Ces fibres sont très intéressantes pour des applications de transmission sans pertes et sans distorsions, pour le piégeage de particules ou pour la détection optique.

Bien que certaines fibres microstructurées à cœur plein puissent fonctionner sur ce mode de guidage, les fibres utilisées dans les expériences des chapitres suivants fonctionnent sur le mode de guidage par réflexion totale interne modifiée. En effet, les trous d'air composant la gaine optique lui confère un indice effectif inférieur à celui de la silice pure, ce qui crée une différence d'indice, entre le cœur et la gaine, suffisante pour assurer la propagation par réflexion totale interne [18].

### 1.1.2.5 Fibres infiniment monomodes

Les fibres PCFs ont des propriétés modales très particulières : elles sont monomodes sur une large bande spectrale. Afin de déterminer le nombre de modes propagés dans une fibre, nous avons l'habitude de définir dans les fibres standards (SMFs), une fréquence normalisée [19],

$$V = k\rho\sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2},$$

où  $\rho$  est le rayon du cœur,  $k$  la constante de propagation,  $n_{\text{cœur}}$  et  $n_{\text{gaine}}$  les indices de réfraction, respectivement, du cœur et de la gaine. Lorsque cette grandeur est supérieure à 2,405, la fibre devient multimode.

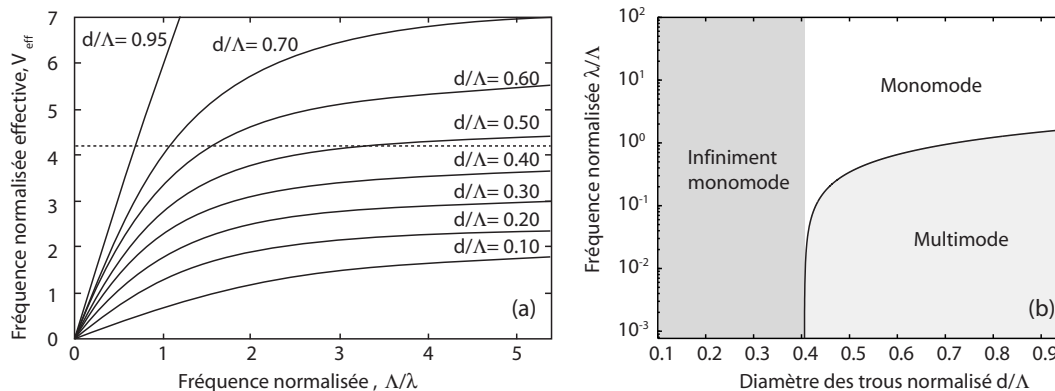


FIGURE 1.8 – (a) Fréquence normalisée  $V_{\text{eff}}$  d'une PCF à cœur plein en fonction du rapport  $\Lambda/\lambda$ , où  $\Lambda$  représente la période de la microstructure et  $\lambda$ , la longueur d'onde.  $d$  est le diamètre des trous. La droite en pointillés représente la limite au-delà de laquelle la fibre est multimode. Source : [5]. (b) Représentation des régimes monomodes et multimodes d'une PCF à partir de l'équation (1.3) établie par Folkenberg [20].



Pour les fibres microstructurées, nous utilisons une définition similaire de fréquence normalisée  $V_{\text{eff}}$  en deçà de laquelle la fibre est monomode [5, 21].

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff}}^2}$$

où  $n_{\text{eff}}$  représente une moyenne entre les indices de réfraction de l'air et de la silice et  $\Lambda$  l'écart entre les trous. Sur la Fig.1.8.a, cette fréquence normalisée est tracée en fonction du rapport  $\Lambda/\lambda$ . La droite en pointillés représente la limite au-delà de laquelle la fibre est multimode. Nous remarquons qu'en dessous d'une certaine valeur du rapport  $d/\Lambda$  les PCFs sont monomodes pour n'importe quelle longueur d'onde. Nous parlons alors de fibres infiniment monomodes. Une loi empirique définissant la longueur d'onde de coupure d'une PCF en fonction des diamètres  $d$  et de l'espacement  $\Lambda$  des trous a été établie par Tajima en 2003 [22],

$$\frac{\lambda_{\text{coupure}}}{\Lambda} \approx 2.8 \left( \frac{d}{\Lambda} - 0.406 \right)^{0.89} \quad (1.3)$$

Une représentation de cette loi est schématisée sur la Fig.1.8.b, où nous observons trois régimes de fonctionnement de la fibre considérée. Pour un rapport  $d/\Lambda$  supérieur à 0,4 la fibre présente un comportement similaire aux fibres conventionnelles : dans les courtes longueurs d'onde plusieurs modes peuvent être supportés par la fibre et au-delà d'une longueur d'onde, dite de coupure, la fibre devient monomode. Remarquons que pour un rapport inférieur à 0,4, la fibre est monomode quelque soit la longueur d'onde qui s'y propage. C'est pour cette raison que ces fibres sont parfois qualifiées de fibres « infiniment monomodes ».

### 1.1.2.6 Propriétés optiques intéressantes

Au début de leur développement, les fibres microstructurées présentaient une atténuation optique de l'ordre de 0,82 dB/m [23] puis de 3.2 dB/km à 1,55  $\mu\text{m}$  [24]. Cette valeur est bien supérieure aux pertes habituellement mesurées dans les fibres SMFs car il s'y ajoute des pertes dues à la rugosité au niveau des interfaces air/verre. Ces pertes ont rapidement diminuées à 1 dB/km, en améliorant les procédés de fabrication : utilisation d'un verre de silice très pur, mise en place de procédés de déshydratation (pour réduire les pertes dues aux ions  $\text{OH}^-$ ) et de polissage (pour éliminer les éraflures) [22]. Un groupe japonais détient actuellement le record des pertes les plus basses, obtenues en 2006, et qui sont de 0,28 dB/km à 1,55  $\mu\text{m}$  avec un coefficient de diffusion Rayleigh de 0,85  $\text{dB.km}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$  [25]. Les fibres photoniques sont actuellement très utilisées pour les installations FTTH (fiber

to the home) car elles présentent de très faibles pertes pour des courbures de petits diamètres. En effet, en 2005, une fibre présentant 0,011 dB de pertes par courbure de 5 mm de diamètre a été développée également pour limiter les pertes au niveau des soudures avec des fibres conventionnelles en conservant un diamètre de mode de 9,3  $\mu\text{m}$  à 1,55  $\mu\text{m}$  [26].

Une des propriétés intéressantes que présentent ces fibres est la liberté de conception. Le fait de pouvoir choisir la géométrie et l'agencement des trous d'air sur la section transverse permet de définir à l'avance le profil de dispersion de la fibre.

le zéro de dispersion peut être déplacé vers les courtes longueurs d'onde, ce qui favorise l'étalement spectral dans le visible, autrement dit la réalisation de sources blanches. Dans les fibres standards (SMF), la dispersion augmente dans le même sens que la longueur d'onde, passant d'une valeur négative (régime de dispersion normale) à une valeur positive (régime de dispersion anormale) à 1,3  $\mu\text{m}$ . Dans les PCFs, quand les trous présentent des diamètres importants, le cœur est de plus en plus isolé, jusqu'à ce qu'il ressemble à un filament de verre. Si toute la structure est très petite (diamètres des trous inférieurs à 1  $\mu\text{m}$ ), la dispersion nulle pour le mode fondamental peut être déplacée vers les longueurs d'onde du visible [10, 11].

le profil de dispersion peut être conçu selon l'application voulue. Par exemple la dépendance de la dispersion en fonction de la longueur d'onde peut être réduite dans les PCFs présentant de petites fractions d'air, à l'aide d'une conception minutieuse.

Enfin, dans les fibres microstructurées, il est possible d'obtenir des coefficients non linéaires beaucoup plus élevés que dans les fibres conventionnelles : alors que la plus forte non linéarité mesurée dans une fibre conventionnelle à saut d'indice est  $\gamma = 20 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à 1550 nm, ce coefficient peut atteindre jusqu'à 640  $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  dans les PCFs [27]. Cependant, dans beaucoup d'applications, la flexibilité sur la dispersion chromatique représente une opportunité plus intéressante que cette augmentation du coefficient non linéaire.

## 1.2 Effets non linéaires mis en jeu dans les fibres optiques

L'étude présentée dans les deux derniers chapitres ce manuscrit porte sur la génération de supercontinuum dans les fibres optiques de nouvelle génération. Pour élargir le spectre initial, une combinaison d'effets non linéaires se met en place dans la fibre. Bien que ces effets soient un réel inconvénient pour la transmission de l'information dans le domaine des télécommunications, ils sont très utiles dans la conception de composants d'optique guidée tels que les commutateurs, les amplificateurs ou encore les sources à large bande

---

spectrale, comme celles qui ont été développées lors de cette thèse.

Les effets non linéaires sont généralement définis à partir de la polarisation du matériau  $P = P_L + P_{NL}$ , comportant la réponse linéaire du matériau à un champ électromagnétique faible et la réponse non linéaire, associée à l'application d'un champ électromagnétique intense. Les parties linéaire et non linéaire de la polarisation sont liées au champ électrique appliqué suivant les relations suivantes

$$P_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E \quad (1.4)$$

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE \quad (1.5)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\chi^{(1)}$  et  $\chi^{(3)}$  les susceptibilités de premier et troisième ordre du matériau. La susceptibilité de second ordre n'est pas prise en compte dans les fibres optiques car ce sont des matériaux centrosymétriques. La susceptibilité d'ordre 1 est liée à l'indice de réfraction et au coefficient d'atténuation du milieu :

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (1.6)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (1.7)$$

De même, nous définissons l'indice de réfraction et le coefficient d'atténuation non linéaires du matériau en fonction de la susceptibilité d'ordre 3,

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (1.8)$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}[\chi^{(3)}] \quad (1.9)$$

Parmi les effets induits par la susceptibilité d'ordre 3, nous distinguons les effets élastiques, tels que l'effet Kerr, pour lesquels il n'y a aucun échange d'énergie entre le faisceau pompe et le milieu dans lequel il se propage, et les effets inélastiques, qui sont souvent nommés diffusion et qui résultent d'un échange d'énergie entre l'onde et le matériau. Dans la suite de cette partie, nous verrons dans un premier temps les différents phénomènes résultant de l'effet Kerr, puis dans un second temps les diffusions inélastiques.

### 1.2.1 Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique se traduit par la modification de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité de l'onde électromagnétique s'y propageant. L'indice de réfraction s'écrit alors,

$$n(z, t) = n_L(z, t) + n_2 I(z, t) \quad (1.10)$$

où  $n_L$  est l'indice du matériau soumis à un champ faible,  $n_2$  l'indice non linéaire du milieu, compris entre  $2, 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  et  $3, 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  pour une fibre en silice [19].  $I(\omega)$  représente l'intensité lumineuse à l'entrée de la fibre.

#### 1.2.1.1 Automodulation de phase

Cette modification d'indice entraîne un déphasage non linéaire sur l'onde se propageant dans la fibre,

$$\Phi_{\text{NL}}(t) = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} LI(t)$$

Il s'agit d'un déphasage de l'onde sur elle-même, c'est pourquoi nous parlons de déphasage auto-induit et l'effet en résultant est nommé « automodulation de phase ». Les changements intervenant dans le spectre de l'impulsion sont dus à la dépendance temporelle de cette phase non linéaire. En effet, la dépendance temporelle du décalage fréquentiel, communément appelé *chirp* en anglais, est défini par

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\Phi_{\text{NL}}(T)}{\partial T} \quad (1.11)$$

La Fig.1.9 représente ce décalage fréquentiel pour une impulsion gaussienne. Remarquons, sur cette figure, qu'à plusieurs composantes temporelles ( $T_1$  et  $T_2$ ) correspond un même décalage fréquentiel. Ces composantes interfèrent entre elles, ce qui crée des cannelures et un élargissement spectral de l'impulsion. L'automodulation de phase a pour effet de décaler les composantes de basses fréquences vers le front de l'impulsion et les composantes de hautes fréquences vers la queue de l'impulsion. Ce qui est l'inverse des effets de la dispersion en régime de dispersion anormale. La compensation mutuelle de ces deux effets en régime de dispersion anormale est à l'origine de la formation des solitons, c'est-à-dire des impulsions stationnaires dont le profil ne varie pas au cours du temps.

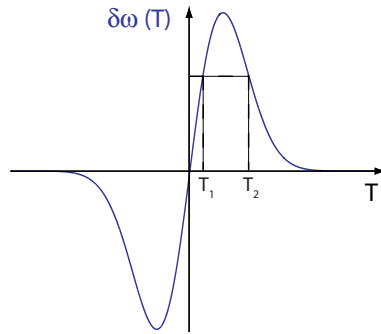


FIGURE 1.9 – Décalage fréquentiel d’une impulsion gaussienne par automodulation de phase.

### 1.2.1.2 Les solitons

Lorsqu’une impulsion lumineuse de profil arbitraire se propage dans une fibre dispersive non linéaire, elle tend à prendre la forme d’un soliton. Le soliton est défini comme une impulsion ne subissant aucune déformation au cours de sa propagation dans un milieu non linéaire. Plusieurs phénomènes physiques sont à considérer pour comprendre la formation de ces solitons :

1. Une impulsion de durée  $\Delta T$  a toujours une largeur spectrale finie  $\Delta\nu$ , qui vérifie la relation suivante  $\Delta\nu\Delta T \geq 1$ , réciproque de sa durée. Si l’impulsion est limitée par la transformée de Fourier alors  $\Delta\nu\Delta T = 1$ .
2. La vitesse de propagation des composantes spectrales de l’impulsion dépend de leur fréquence propre :

$$\beta_2 = \frac{\partial\beta_1}{\partial\omega} \text{ et } \beta_1 = \frac{1}{v_g} \quad (1.12)$$

$$\text{Si } \beta_2 < 0 \text{ alors } v_g \text{ croît avec la fréquence et } v_{bleu} > v_{rouge} \quad (1.13)$$

$$\text{Si } \beta_2 > 0 \text{ alors } v_g \text{ décroît avec la fréquence et } v_{bleu} < v_{rouge} \quad (1.14)$$

Ainsi, le décalage fréquentiel des différentes composantes spectrales de l’impulsion sous l’effet de la dispersion dépend du signe de celle-ci, comme le montre la Fig.1.10.

3. L’automodulation de phase (SPM) a pour effet de décaler les composantes de basses fréquences vers le front de l’impulsion et les hautes fréquences vers la queue de l’impulsion. Sur la Fig.1.11, nous avons représenté une impulsion subissant un décalage fréquentiel linéaire afin de simplifier la visualisation du phénomène L’automodulation de phase a donc pour effet d’élargir le spectre, en créant de nouvelles fréquences, sans déformer l’impulsion.
4. À partir des Fig.1.10.b et Fig.1.11, il est aisé de se représenter la possibilité d’une solution stable de l’équation de propagation, en régime anormal de dispersion, régime

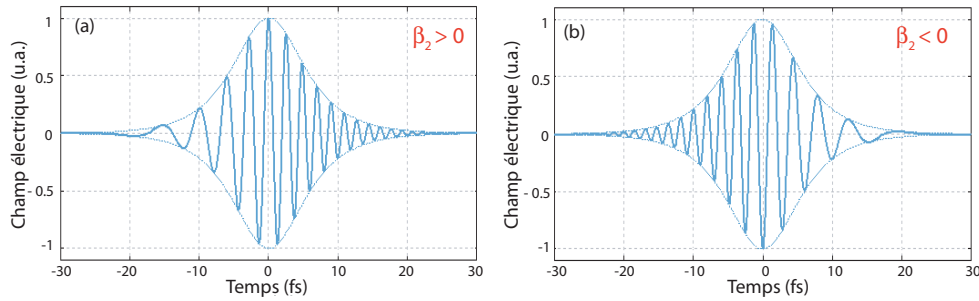


FIGURE 1.10 – Impulsion « chirpée » au cours de sa propagation dans la fibre. (a) Chirp induit par une dispersion négative (b) et positive.

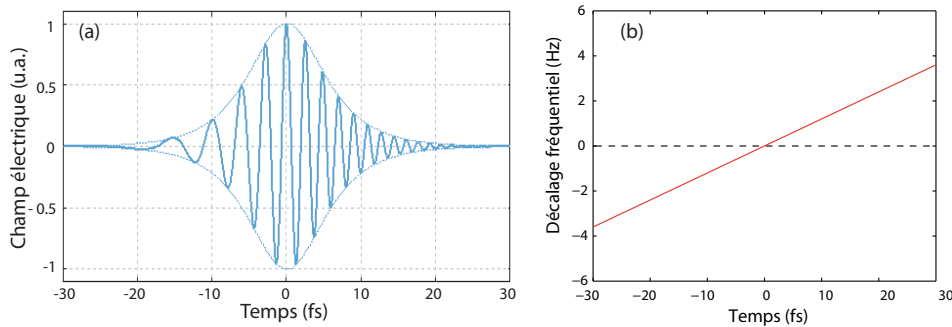


FIGURE 1.11 – (a) Impulsion « chirpée » au cours de sa propagation dans la fibre sous l'influence de l'automodulation de phase. (b) Décalage fréquentiel subi par l'impulsion à la fin de sa propagation dans la fibre.

dans lequel les effets de la dispersion et les effets non linéaires (d'automodulation de phase) se compensent pour former un soliton.

Les solitons sont généralement représentés, mathématiquement, par les équations

$$u(0, T) = N \operatorname{sech}(T/T_0) \quad (1.15)$$

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.16)$$

où  $T_0$  est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion,  $P_0$  est la puissance crête de l'impulsion,  $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  et  $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$  sont, respectivement, les longueurs de dispersion et non linéaire. La plus proche valeur entière de  $N$  représente l'ordre du soliton. Lorsque  $N=1$ , les deux longueurs caractéristiques définies ci-dessus sont égales et les effets non linéaires et de dispersion se compensent. Nous parlons alors de soliton fondamental. La Fig.1.12 représente le profil temporel d'un soliton fondamental, dont l'amplitude a la forme d'un sécante hyperbolique.

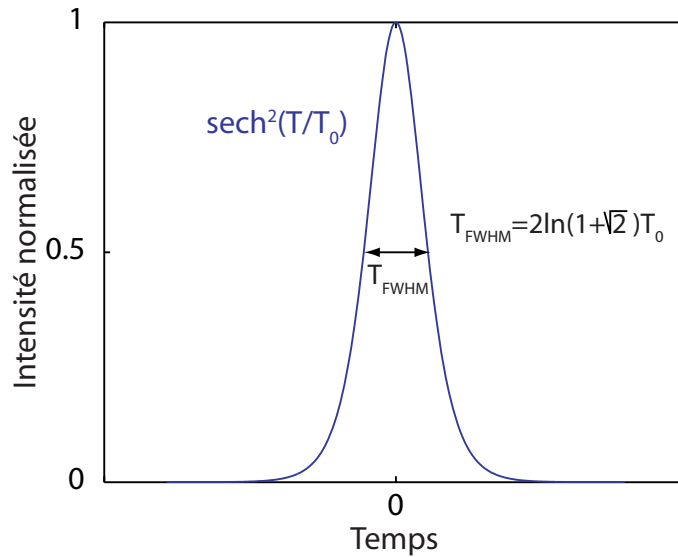


FIGURE 1.12 – Représentation d'un soliton fondamental ( $N=1$ ).

Lorsque  $N$  est supérieur à 1,5, nous parlons de solitons d'ordre supérieur et l'inégalité  $L_D > L_{NL}$  est vérifiée, ce qui signifie qu'un battement se crée entre les effets de l'auto-modulation de phase et de la dispersion. Dans les premiers mètres de la fibre l'impulsion s'élargit sous l'effet de l'auto-modulation de phase puis la dispersion, lorsqu'elle est anormale, contracte l'impulsion. Nous voyons apparaître une période solitonique au cours de laquelle l'impulsion se déforme jusqu'à atteindre une forme stable en sécante hyperbolique. Lors de ces déformations, une partie de l'énergie présente dans l'impulsion de départ est dissipée sous forme d'une radiation continue, appelée communément, onde non radiative ou onde dispersive. Cette notion sera développée dans le second chapitre de ce manuscrit.

### 1.2.1.3 Intermodulation de phase

L'intermodulation de phase se produit lorsque au moins deux ondes, de fréquences ou de polarisations différentes, se propagent simultanément dans une fibre optique. Cet effet est une conséquence directe de l'effet Kerr optique qui se manifeste par la modification de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet d'un champ électrique intense. En effet, lorsque deux ondes se propagent simultanément dans une fibre optique, l'une subit les effets de la première sur le milieu, et vice versa. Ce qui entraîne, pour une impulsion (1), le déphasage non linéaire suivant

$$\Delta\Phi_{\text{XPM}}^{(1)}(t) = 2\frac{2\pi n_2}{\lambda_0}LI_2(t) \quad (1.17)$$

où  $\Delta\Phi_{\text{XPM}}$  représente le déphasage non linéaire induit par intermodulation de phase

de la deuxième impulsion (d'intensité  $I_2$ ) sur la première.

#### 1.2.1.4 Instabilité modulationnelle

La propagation d'un faisceau continu (ou quasi-continu) dans une fibre optique est naturellement instable en raison de l'automodulation de phase. Cette instabilité entraîne une brisure de l'onde en un train d'impulsions ultracourtes. Ce phénomène est généralement étudié dans le régime de dispersion anormale, mais il peut être également observé en régime normal de dispersion lorsque le pompage s'effectue proche de la dispersion nulle sous réserve de certaines conditions sur les coefficients de dispersion d'ordre supérieur. Ces conditions sont déterminées à partir de la relation d'accord de phase. Une étude de la stabilité linéaire [19] permet d'établir cette relation dans le cas où seul le coefficient de second ordre est pris en compte pour la dispersion. Le point de départ de l'analyse est l'équation non linéaire de Schrödinger simplifiée, où ni les effets inélastiques, ni les pertes de la fibre ne sont pris en compte. L'équation de propagation s'écrit alors

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (1.18)$$

où  $A(z, T)$  est l'amplitude de l'onde électromagnétique se propageant dans la fibre optique,  $\beta_2$  le coefficient de dispersion d'ordre 2 et  $\gamma$  le coefficient non linéaire de la fibre. Dans le cas d'une onde continue, l'amplitude  $A$  est indépendante du temps à l'entrée de la fibre (à  $z = 0$ ). Considérons qu'il en est de même tout au long de la propagation, alors les dérivées temporelles de  $A$  sont nulles et l'équation précédente s'écrit de la façon suivante,

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\gamma |A|^2 A \quad (1.19)$$

ce qui entraîne une écriture particulière de l'amplitude de l'onde, qui correspond à la solution du régime établi (*steady-state solution*),

$$\bar{A}(z, T) = \sqrt{P_0} e^{i\gamma P_0 z} \quad (1.20)$$

Cette expression implique que, lors de la propagation dans la fibre, la seule grandeur qui subit une modification est la phase, qui se décale d'une grandeur  $\Phi_{NL} = \gamma P_0 z$ . Étudions à présent la stabilité de cette solution en introduisant une petite perturbation  $a(z, T)$  sur l'enveloppe.



$$A(z, T) = \left( \sqrt{P_0} + a(z, T) \right) e^{i\gamma P_0 z} \quad (1.21)$$

Remplaçons l'expression de  $A(z, T)$  dans l'équation de Schrödinger simplifiée, en faisant l'hypothèse que  $\sqrt{P_0}a$  est négligeable devant  $P_0$ , il vient

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (1.22)$$

Prenons maintenant la transformée de Fourier de cette équation :

$$i \frac{\partial \tilde{a}(\Omega)}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \Omega^2 \tilde{a}(\Omega) - \gamma P_0 (\tilde{a}(\Omega) + \tilde{a}(-\Omega)^*) \quad (1.23)$$

Les composantes en  $\Omega$  et en  $-\Omega$  sont couplées, d'où l'écriture des solutions suivante,

$$a(z, T) = a_1 e^{i(Kz - \Omega T)} + a_2 e^{-i(Kz - \Omega T)} = u + iv \quad (1.24)$$

Afin de faciliter la résolution de l'équation dans le domaine temporel [28], nous écrivons la solution  $a(z, T)$  sous la forme d'un complexe simple où  $u = (a_1 + a_2) \cos(Kz - \Omega T)$  et  $v = (a_1 - a_2) \sin(Kz - \Omega T)$ . En séparant les parties réelle et imaginaire, le système d'équations associé peut être résolu. Nous obtenons alors l'expression du désaccord de phase lié à l'instabilité modulationnelle (IM), lorsque nous prenons en compte uniquement la dispersion de second ordre,

$$K^2 = \left( \frac{\beta_2 \Omega}{2} \right)^2 \left[ \Omega^2 + \frac{4\gamma P_0}{\beta_2} \right] \quad (1.25)$$

Rappelons que le champ électromagnétique s'écrit :  $E(\vec{r}, t) = F_{x,y} A_{z,t} e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)}$ . Cette expression met en lumière la constante de propagation de l'onde et sa phase qui sont respectivement  $\beta_0 \pm K$  et  $\omega_0 \pm \Omega$ . Ainsi, les composantes de fréquences  $\omega_0 + \Omega$  et  $\omega_0 - \Omega$  représentent les bandes d'instabilité qui apparaissent lors du processus d'instabilité modulationnelle dans le domaine fréquentiel. Le lien entre les processus de mélange à quatre ondes et d'instabilité modulationnelle apparaît alors plus clairement. En effet, le deuxième est un cas particulier du premier, il s'agit du mélange à quatre ondes dégénéré.

### 1.2.1.5 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes (FWM, *Four Wave Mixing*) est un effet non linéaire mettant en jeu au moins trois ondes lumineuses. L'effet non dégénéré fait intervenir quatre ondes alors que l'effet dégénéré n'en fait intervenir que trois. Le principe peut être décrit, d'un point de vue quantique, comme l'annihilation de deux photons de pulsations respectives  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , provenant de deux ondes pompes (processus non dégénéré) ou d'une seule onde (processus dégénéré). Puis deux photons de pulsations différentes  $\omega_3$  et  $\omega_4$  sont créés, symétriques par rapport à la moyenne des pulsations des deux photons annihilés, telles que  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ .

Dans ce processus, le déphasage total entre les quatre ondes comprend un déphasage linéaire et un déphasage non linéaire, et s'écrit  $K = k_L + k_{NL} = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2)$ . En utilisant le développement de Taylor des coefficients de dispersion autour de la fréquence pompe  $\omega_p$ , le déphasage linéaire s'écrit de la façon suivante

$$K = \Omega^2 \beta_2 + \Omega^4 \frac{\beta_4}{12} + \gamma(P_1 + P_2) \quad (1.26)$$

où  $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_{as} - \omega_p$  avec  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  et  $\omega_{as}$  les pulsations, respectivement, des ondes pompe, Stokes et anti-Stokes. Dans le cas d'un mélange à quatre ondes dégénéré,  $P_1 = P_2 = P_0$  et le déphasage entre les quatre ondes est le suivant,

$$K = \Omega^2 \beta_2 + \Omega^4 \frac{\beta_4}{12} + 2\gamma P_0 \quad (1.27)$$

Cette équation définit la relation d'accord de phase dans le processus d'instabilité modulationnelle.

## 1.2.2 Effets inélastiques

Les effets présentés dans la section précédente sont des effets non linéaires qualifiés d'élastiques, car il n'y a pas d'échange d'énergie entre la lumière et la matière. Autrement dit le milieu dans lequel se propage l'onde lumineuse a un comportement passif, ce qui explique la nécessité de conditions d'accord de phase pour la mise en place de ces phénomènes. Dans cette section nous présentons deux effets inélastiques ayant lieu dans les fibres optiques. Il s'agit de la diffusion Raman, qui fait intervenir des phonons optiques et de la diffusion Brillouin, faisant intervenir des phonons acoustiques. Ces effets sont toujours présents dans le milieu car ils ne nécessitent pas d'accord de phase. Le milieu a un comportement actif car il échange de l'énergie avec le faisceau lumineux qui le traverse.

### 1.2.2.1 Diffusion Raman

La diffusion Raman résulte de l'interaction entre une onde lumineuse et les phonons optiques de la silice. Une onde lumineuse injectée dans une fibre optique excite les molécules qui vibrent alors à leur fréquence propre avant de retourner à leur état d'équilibre : il s'agit donc de vibrations intramoléculaires. Le temps de relaxation de cet effet est de 75 fs et la fréquence propre de vibration des molécules de silice est 13,2 THz. Ainsi, un échange d'énergie a lieu entre le milieu et l'onde lumineuse qui se traduit par l'apparition d'une onde Stokes à  $\nu_R = 13,2$  THz de la fréquence de l'onde pompe  $\nu_p$ . Cependant, si pour la génération de cette onde Stokes seule l'énergie d'un photon est nécessaire ( $\omega_p = \omega_s + \Omega_R$ ), il faut l'énergie d'un photon ajoutée à l'énergie  $h\nu_R$ , associée à la fréquence de vibration des molécules de silice pour générer une onde anti-Stokes, du côté des hautes fréquences, comme le montre la Fig.1.13. Ainsi, le temps de vie du photon est trop court pour que cette onde anti-Stokes apparaisse spontanément, c'est pourquoi la courbe de gain correspondant à l'effet Raman est antisymétrique par rapport à  $\nu_p$ .

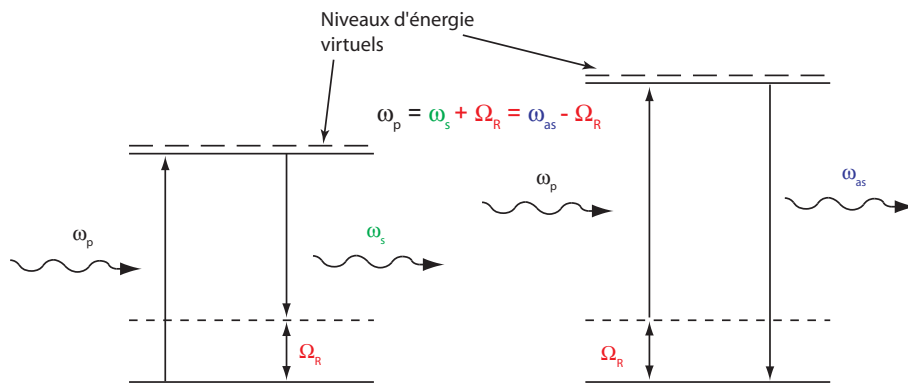


FIGURE 1.13 – Principe de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques en silice.

La courbe en trait plein de la Fig.1.14 est la courbe de gain Raman et présente une largeur de raie de 5 THz [29]. Sur cette figure, la courbe en trait plein représente la partie imaginaire de la susceptibilité Raman, ce qui correspond au gain Raman du côté des hautes fréquences et à l'absorption Raman du côté des basses fréquences. La courbe en pointillés représente la partie réelle de la susceptibilité Raman, associée à la modification non linéaire de l'indice de réfraction.

Il existe deux régimes de diffusion : un régime spontané, toujours présent quelque soit la puissance de l'onde pompe, et un régime stimulé qui se produit au-delà d'une certaine puissance seuil,

$$P_{\text{seuil}} = \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} \quad (1.28)$$

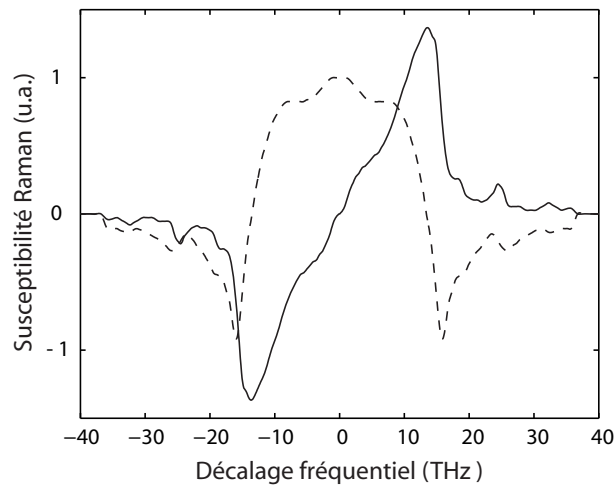


FIGURE 1.14 – Parties réelle (pointillés) et imaginaire (trait plein) de la susceptibilité Raman dans la silice.

où  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective du mode fondamental et  $L_{\text{eff}} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$  avec  $\alpha$  les pertes de la fibre à la longueur d'onde de pompe et  $L$  la longueur de la fibre.  $g_R$  est le gain Raman, égal à  $1, 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$  pour une fibre en silice mais fluctuant en fonction du dopage de la fibre. En effet, lorsque la fibre est dopée au germanium, comme c'est le cas des fibres conventionnelles fortement non linéaires, cette valeur augmente [30] et peut atteindre jusqu'à 9 fois la valeur du gain Raman dans une fibre en silice pure. Lorsque la puissance de l'onde incidente augmente l'amplitude de l'onde Stokes augmente également et agit, à son tour, comme une pompe secondaire qui génère une nouvelle onde Stokes. Nous parlons alors de composantes Stokes de premier et second ordre et de « cascade Raman ». Une dernière remarque sur ce phénomène concerne l'anti-symétrie du gain Raman. Cette caractéristique devrait logiquement interdire l'apparition d'onde anti-Stokes, symétriques des ondes Stokes par rapport à  $\nu_p$ . Cependant, un processus de mélange à quatre ondes entre l'onde pompe et les ondes Stokes entraîne la génération d'ondes anti-Stokes de grandes fréquences centrales. La diffusion Raman est un processus très utile pour la génération de supercontinuum. Il existe de la diffusion Raman co- et contra-propagative contrairement à la diffusion Brillouin qui n'autorise que des radiations Stokes contra-propagatives.

### 1.2.2.2 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin résulte de l'interaction d'une onde lumineuse avec des phonons acoustiques. L'onde lumineuse injectée dans la fibre crée une agitation thermique, responsable de la vibration intermoléculaire du milieu. Cette vibration des molécules les unes par rapport aux autres crée des ondes acoustiques de faible amplitude et une modification de l'indice de réfraction du milieu. L'onde lumineuse injectée dans le milieu est alors

rétrodiffusée par ces ondes acoustiques et décalée de la fréquence de l'onde pompe, par effet Doppler, d'une quantité  $\nu_B = 11,2$  GHz dans les fibres optiques en silice. L'efficacité de cette diffusion dépend du contraste du réseau d'indice, créé par l'interaction acousto-optique, qui lui, est fonction de la cohérence de l'onde injectée. Nous verrons par la suite que cette caractéristique a son importance dans la mise en place de la diffusion Brillouin. En effet, une largeur de raie du faisceau incident trop importante brouille le réseau acoustique et limite la diffusion Brillouin. Autrement dit, le seuil Brillouin dépend de la largeur de raie de la pompe,

$$P_{seuil} = \frac{21KA_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B} \quad (1.29)$$

où  $K$  est une constante liée à la polarisation des ondes pompes et Stokes,  $g_B$  la valeur du gain Brillouin à la fréquence  $\nu_B$  et  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective de la fibre. Enfin,  $\Delta\nu_p$  et  $\Delta\nu_B$  sont, respectivement, les largeurs spectrales de la source et de la raie Brillouin. Dans les expériences présentées dans cette thèse, la diffusion Brillouin n'est pas prise en compte car les largeurs de raie des lasers utilisés sont trop importantes pour les régimes continus et le temps de relaxation des phonons acoustiques (10 ns) trop long pour les lasers impulsions utilisés.

### 1.2.3 Équation non linéaire de Schrödinger

Afin de modéliser la propagation d'une onde lumineuse à travers une fibre optique nous utilisons l'équation non linéaire de Schrödinger établie à partir de l'équation d'onde avec la polarisation non linéaire du milieu. Cette équation prend en compte les effets linéaires et non linéaires présentés dans la section précédente. Si nous ne prenons pas en compte les effets des diffusions Raman (dans le cas d'un régime de faible puissance) et Brillouin (quand la largeur de raie du laser pompe est trop importante), l'équation non linéaire de Schrödinger s'écrit comme suit :

$$\underbrace{\frac{\partial A}{\partial z}}_{\text{propagation}} + \underbrace{i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - i\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 A}{\partial T^4}}_{\text{dispersion}} + \underbrace{\frac{\alpha}{2}A}_{\text{absorption}} = \underbrace{i\gamma|A|^2 A}_{\text{effet Kerr}} \quad (1.30)$$

Cette expression prend en compte les coefficients de dispersion jusqu'à l'ordre 4, car dans certaines de nos simulations (en particulier dans le second chapitre de ce manuscrit), la longueur d'onde de pompe est très proche de la dispersion nulle (ZDW), ce qui permet un développement de Taylor de  $\beta(\omega)$  autour de la fréquence de pompe  $\omega_p$ .

Lorsque la diffusion Raman stimulée doit être prise en compte, dans les simulations nous

utilisons l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée,

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left( A \int_0^\infty [(1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)] |A|^2 dt \right) \quad (1.31)$$

où  $\delta(t)$  est la fonction de Dirac,  $h_R(t)$  est la fonction réponse Raman et  $f_R$  représente la contribution de l'effet Raman à l'effet Kerr optique. Sa valeur est estimée à partir du pic du gain Raman à 0,18 pour les fibres en silice. Cependant, elle augmente en fonction du dopage en germanium et peut atteindre une valeur de 0,36.

Dans cette équation, le terme proportionnel à  $\omega_0^{-1}$  est responsable de l'effet d'autorai-dissement. Pour des impulsions longues,  $T_0 > 5$  ps – dans le cas de régimes continus ou quasi-continus – le paramètre  $(\omega_0 T_0)^{-1}$  devient tellement faible que l'avant dernier terme de l'équation ci-dessus peut être négligé. C'est pourquoi nous avons utilisé l'équation (1.32) pour toutes nos simulations où l'effet Raman doit être pris en compte.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} = i\gamma \left( A \int_0^\infty [(1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)] |A|^2 dt \right) \quad (1.32)$$

Le programme de simulations utilisé est basé sur la méthode Fourier itérative, *split step Fourier*, qui consiste à ne prendre en compte que les effets linéaires sur la moitié d'un pas d'itération et uniquement les effets non linéaires sur l'autre moitié du pas [19].

## 1.3 Petit historique sur la génération de supercontinuum

La première observation d'une génération de supercontinuum a été décrite par Alfano en 1970 [31]. Un laser picoseconde neodymium :verre, doublé en fréquence par un cristal de KDP ( $\lambda_p = 530$ nm), est injecté dans un verre de borosilicate BK-7. Ce système permet alors d'obtenir un élargissement spectral dans le visible sur la plage de longueurs d'onde 400-700 nm. Depuis, de nombreuses expériences ont été réalisées, dans différents milieux et différents régimes de pompage, dont nous pouvons retrouver quelques références dans le livre d'Alfano sur la génération de supercontinuum [32], dans l'article de Dudley *et al.* [33] ou encore dans la thèse de Tombelaine [34]. Cette partie rassemble, de manière succincte et d'un point de vue historique, quelques expériences réalisées essentiellement

dans des fibres optiques et, dans un premier temps, en régime de pompage continu, puis dans un second temps, en régime de pompage nanoseconde.

### 1.3.1 Régime continu

C'est en l'an 2000, par une équipe japonaise, qu'un premier supercontinuum avec une source lumineuse continue a été rapporté pour la première fois dans une fibre optique. Dans cette expérience, un laser fibré comportant deux cavités, l'une basée sur la diffusion Raman stimulée et l'autre sur la diffusion Brillouin stimulée, est injecté dans une fibre SMF de 500 m avec une longueur d'onde centrale de 1483,4 nm [35]. La largeur spectrale mesurée à la sortie de la fibre est alors de 100 nm. En 2003, Nicholson *et al.* publie un article dans *Applied Physics B* qui fait état des travaux menés sur la génération de supercontinuum dans des fibres hautement non linéaires en régime continu et pulsé dans le domaine Télécom, c'est-à-dire autour de 1550 nm [36]. Ce travail présente la génération de supercontinuum de 247 nm de large dans une fibre HNLF de 4,5 km à partir d'un laser fibré continu dopé Erbium centré à 1596 nm. Bien que les fibres microstructurées soient en plein essor à cette date, les fibres conventionnelles ont ce grand avantage de limiter les pertes au niveau des soudures avec les fibres standards. Dans cette expérience, le laser utilisé est fibré et le fait de pouvoir le souder directement à la fibre HNLF permet d'améliorer le taux de couplage de la pompe dans la fibre. Dans le troisième chapitre de ce manuscrit, nous verrons que nous avons utilisé cet avantage pour développer une source ultra large bande entièrement fibrée. Le développement de ces sources à large bande spectrale entièrement fibrées est un avantage dans de nombreux domaines tels que les télécoms et le biomédical. En particulier, des images de tomographie optique peuvent être réalisées *in vivo* avec une grande résolution grâce à une source continue présentant une largeur spectrale de 140 nm autour de 1,3  $\mu\text{m}$  [37]. L'utilisation de pompes continues pour la génération de supercontinuum entraîne de nouvelles interrogations sur les phénomènes physiques mis en jeu, mais aussi de nouvelles propriétés intéressantes et donc de nouveaux domaines d'application. En 2004, Mussot *et al.* ont mis en évidence le rôle du caractère partiellement cohérent d'une source continue dans l'initiation de l'élargissement spectral menant à la génération de supercontinuum [38]. Une expérience de génération de supercontinuum dans une fibre conventionnelle par pompage continu, a été présentée en même temps à la conférence de Toronto *Nonlinear Guided Waves* [39]. En 2005, une étude théorique a été menée pour montrer que l'homogénéité du spectre est intrinsèquement liée à l'incohérence de la pompe [40]. Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement un an plus tard par une équipe espagnole [41]. Nous nous appuyons sur ces études pour le travail présenté dans le second chapitre de ce manuscrit et qui porte sur l'instabilité modulationnelle et la génération d'ondes dispersives dans des fibres optiques en régime continu. Le pompage multi longueurs d'onde en régime continu a également été étudié expérimentalement pour la génération d'un supercontinuum ultra-large dans des fibres

---

conventionnelles [42]. Pour finir cet historique sur la génération de supercontinuum, citons un article espagnol présentant la génération de supercontinuum de 230 nm de large, généré autour de  $1,3 \mu m$  [43]. Quatre fibres standards de dispersions différentes ont été mises bout à bout afin d'obtenir une fibre avec une dispersion décroissante et améliorer ainsi l'élargissement spectral. Cette expérience a permis d'atteindre une puissance moyenne de sortie de 1,34 W.

---



### 1.3.2 Régime nanoseconde

Nous proposons un tableau Tab. 1.3, présentant les principales avancées de la génération de supercontinuum en régime nanoseconde, en citant l'année, la source, l'élargissement spectral maximal atteint et la référence de l'article relatant l'expérience. Dans ce tableau,  $P_c$  désigne la puissance crête du laser.

Année	Type de fibre	Type de source	Élargissement spectral	référence
1976	fibre en silice (19,5 m)	laser à colorant 10 ns / $P_c = 20\text{kW}$ $\lambda_p \propto \text{colorant}$	434 à 614 nm $\delta\lambda = 180\text{ nm}$	[44]
1997	SMF	laser fibré ytterbium 2 ns / $P_c = 10\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	1060 à 2300 nm $\delta\lambda = 1240\text{ nm}$	[45]
2001	PCF (1,8m)	microlaser Nd :YAG 0,8 ns / $P_c > 300\text{W}$ $\lambda_p = 532\text{ nm}$	450 à 800 nm $\delta\lambda = 350\text{ nm}$	[46, 47]
2004	fibre effilée immergée dans de l'oxyde de deutérium	laser Nd :YAG 0,6 ns / $P_c \approx 9\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	600 à 1250 nm $\delta\lambda = 650\text{ nm}$	[48]
2004	PCF étirée diamètre cœur : 500 nm	microlaser 0,6 ns / $P_c = 1\text{kW}$ $\lambda_p = 532\text{ nm}$	400 à 850 nm $\delta\lambda = 450\text{ nm}$	[3]
2004	PCF	laser Nd :YAG 0,6 ns / $P_c \approx 7\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	500 à 1900 nm $\delta\lambda = 1400\text{ nm}$	[49]
2004	PCF	laser Nd :YAG 2 pompes 0,6 ns / $\lambda_p = 1064\text{ nm}$ 0,42 ns / $\lambda_p = 532\text{ nm}$	IR $\delta\lambda > 800\text{ nm}$ visible $\delta\lambda = 300\text{ nm}$	[50]
2005	PCF grande aire effective	laser Nd :YAG 3 ns / $P_c = 670\text{mW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	800 à $> 1750\text{ nm}$ $\delta\lambda > 950\text{ nm}$	[51]
2006	PCF effilée ZDW décroissant	laser Nd :YAG 0,6 ns / $P_c = 15\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	375 à $> 1750\text{ nm}$ $\delta\lambda = 1375\text{ nm}$	[52]
2008	PCF Tellurite hautement non linéaire	laser Ti :Saphire 100 fs / $P_c = 250\text{mW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	789 à 4870 nm $\delta\lambda = 4080\text{ nm}$	[53]

TABLE 1.3 – Historique de la génération de supercontinuum en régime nanoseconde.

## Conclusion

Nous avons introduit le contexte de l'étude décrite dans les chapitres suivants en présentant, dans un premier temps les fibres optiques utilisées dans nos expériences et, dans un second temps, les effets non linéaires se produisant dans ces milieux diélectriques lors de la propagation d'un faisceau lumineux intense. Les fibres conventionnelles ont comme principal attrait leurs faibles pertes linéiques et leur facilité de connexion à des composants fibrés, tels que les multiplexeurs, les filtres et les contrôleurs de polarisation. Les fibres microstructurées ne sont pas dénuées d'intérêt car elles peuvent posséder un coefficient non linéaire plus de trente fois supérieur à celui des fibres conventionnelles hautement non linéaires et ont la particularité séduisante d'avoir un profil de dispersion flexible en fonction de l'agencement des trous d'air [5, 21, 54].

Lorsqu'une onde lumineuse intense se propage dans ces fibres, des effets non linéaires se mettent en place [19]. Ils peuvent être séparés en deux grandes catégories, l'effet Kerr optique, du à la modification de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité de l'onde s'y propageant, et les effets inélastiques, pour lesquels un échange d'énergie se produit entre l'onde et la pompe. Ces derniers regroupent les diffusions Raman [55] et Brillouin [56]. Tous ces effets non linéaires sont rassemblés dans l'équation non linéaire de Schrödinger qui permet de simuler la propagation d'une onde électromagnétique dans une fibre optique.

Enfin nous terminons cette présentation générale sur un historique de la génération de supercontinuum dans les fibres optiques [32], à partir de sources continues et nanosecondes.

---

## Bibliographie

- [1] T. Okuno, T. Nakanishi, M. Hirano, et M. Onishi, “Practical Considerations for the Application of Highly Nonlinear Fibers,” in *Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, OFC/NFOEC*, OTuJ1 (25-29 Mars 2007).
  - [2] T. Nakanishi, M. Hirano, T. Okuno, et M. Onishi, “Silica-based highly nonlinear fiber with  $\gamma = 30/\text{W}/\text{km}$  and its FWM-based conversion efficiency,” in *Optical Fiber Communication, OFC*, OTuH7 (5-10 mars 2006).
  - [3] S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth, P. S. J. Russell, et M. Mason, “Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides,” *Opt. Exp.* **12**(13), 2864–2869 (2004).
  - [4] P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, et S. Miller, “A new optical fiber,” *The Bell System Technical Journal* **52**(2), 265–269 (1973).
  - [5] A. Bjarklev, J. Broeng, et A. S. Bjarklev, *Photonic Crystal Fibres* (Kluwer Academic Publishers, 2003).
  - [6] P. S. J. Russell, “Photonic-Crystal Fibers,” *J. Lightwave Technol.* **24**(12), 4729–4752 (2006).
  - [7] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. Russell, et D. M. Atkin, “Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding,” in *Conf. Optical Fiber Commun.* (San Jose, CA, 1996). Postdeadline Paper PD3.
  - [8] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, et D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.* **21**(19), 1547–1549 (1996).
  - [9] J. Knight, T. Birks, R. Cregan, P. S. J. Russel, et J.-P. de Sandro, “Large mode area photonic crystal fiber,” *Electron. Lett.* **34**(13), 1347–1348 (1998).
  - [10] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, et P. S. J. Russell, “Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.* **23**(21), 1662–1664 (1998).
  - [11] J. C. Knight, J. Arriaga, T. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. Wadsworth, et P. S. J. Russel, “Anomalous dispersion in photonic crystal fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 807–809 (2000).
  - [12] R. Cregan, B. Mangan, J. Knight, T. Birks, P. S. J. . Russel, P. Roberts, et D. Allan, “Single-mode photonic band gap guidance of light in air,” *Science Magazine* **285**(5433), 1537–1539 (1999).
-

- 
- [13] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, et P. S. J. Russell, “Highly birefringent photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.* **25**(18), 1325–1327 (2000).
- [14] B. Mangan, J. Knight, T. Birks, P. S. J. Russel, et A. Greenaway, “Experimental study of dualcore photonic crystal fiber,” *Electron. Lett.* **36**(16), 1358–1359 (2000).
- [15] V. R. Kumar, A. George, W. Reeves, J. Knight, P. Russell, F. Omenetto, et A. Taylor, “Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation,” *Opt. Exp.* **10**(25), 1520–1525 (2002).
- [16] V. V. R. K. Kumar, A. George, J. Knight, et P. Russell, “Tellurite photonic crystal fiber,” *Opt. Exp.* **11**(20), 2641–2645 (2003).
- [17] P. Yeh, A. Yariv, et E. Marom, “Theory of Bragg fiber,” *J. Opt. Soc. Am.* **68**(9), 1196 (1978).
- [18] T. A. Birks, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* **22**(13), 961–963 (1997).
- [19] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Optics and Photonics, 2007).
- [20] J. R. Folkenberg, N. A. Mortensen, K. P. Hansen, T. P. Hansen, H. R. Simonsen, et C. Jakobsen, “Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.* **28**(20), 1882–1884 (2003).
- [21] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, et D. Felbacq, *Foundations of photonic crystal fibres* (Imperial College Press, 2005).
- [22] K. Tajima, K. Nakajima, K. Kurokawa, N. Yoshizawa, et M. Ohashi, “Low-loss photonic crystal fibers,” in *Optical Fiber Communication*, vol. 70 of *Paper ThS3*, pp. 523–524 (OSA, Washington DC, 2002).
- [23] H. Kubota, K. Suzuki, S. Kawanishi, M. Nakazawa, M. Tanaka, et M. Fujita, “Low loss, 2 km-long photonic crystal fiber with zero GVD in the near IR suitable for picosecond pulse propagation at the 800 nm band,” *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (2001).
- [24] T. Hasegawa, E. Sasaoka, M. Onishi, M. Nishimura, Y. Tsuji, et M. Koshiba, “Novel hole-assisted lightguide fiber exhibiting large anomalous dispersion and low loss below 1 dB/km,” in *Optical Fiber Communication*, PD5 (2001).
- [25] K. Kurokawa, K. Tajima, K. Tsujikawa, K. Nakajima, T. Matsui, I. Sankawa, et T. Haibara, “Penalty-Free Dispersion-Managed Soliton Transmission Over a 100-km Low-Loss PCF,” *J. Lightwave Technol.* **24**(1), 32–39 (2006).
-

- [26] K. Saitoh, Y. Tsuchida, et M. Koshiba, “Bending-insensitive single-mode hole-assisted fibers with reduced splice loss,” *Opt. Lett.* **30**(14), 1179–1781 (2005).
  - [27] P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, D. Richardson, et T. Monro, “Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers,” *Opt. Exp.* **11**(26), 3568–3573 (2003).
  - [28] D. Anderson et M. Lisak, “Modulational instability of coherent optical-fiber transmission signals,” *Opt. Lett.* **9**(10), 468–470 (1984).
  - [29] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, et H. A. Haus, “Raman response function of silica-core fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(6), 1159–1166 (1989).
  - [30] H.-S. Seo et K. Oh, “Optimization of silica fiber Raman amplifier using the Raman frequency modeling for an arbitrary GeO concentration 2 in the core,” *Opt. Com.* **181**(1-3), 145–151 (2000).
  - [31] R. R. Alfano et S. L. Shapiro, “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass,” *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584–587 (1970).
  - [32] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source*, 2nd ed. (Birkhäuser, 2006).
  - [33] J. M. Dudley, G. Genty, et S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
  - [34] V. Tombelaine, “Etude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice,” Thèse de doctorat, Université de Limoges (2007).
  - [35] M. Prabhu, N. Kim, et K. Ueda, “Ultra-Broadband CW Supercontinuum Generation Centered at 1483.4 nm from Brillouin/Raman Fiber Laser,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**(4A), 291–293 (2000).
  - [36] J. Nicholson, A. Abeeluck, C. Headley, M. Yan, et C. Jorgensen, “Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers,” *Apl. Phys. B* **77**, 211–218 (2003).
  - [37] P.-L. Hsiung, Y. Chen, T. Ko, J. Fujimoto, C. de Matos, S. Popov, J. Taylor, et V. Gapontsev, “Optical coherence tomography using a continuous-wave, high-power, Raman continuum light source,” *Opt. Exp.* **12**(22), 5287–5295 (2004).
  - [38] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, et S. Pitois, “Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers,” *Opt. Exp.* **12**, 2838–2843 (2004).
-

- 
- [39] P.-A. Champert, V. Couderc, et A. Barthélémy, “Multi-watt, continuous wave, continuum generation in dispersion shifted fiber by use of high power fiber source,” in *Nonlinear Guided Waves and Their Applications, NLGW*, MD4 (Optical Society of America, 2004).
- [40] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, et S. Coen, “The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation,” *Opt. Exp.* **13**(17), 6615–6625 (2005).
- [41] S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, L. Abrardi, M. L. Hernanz, et M. Gonzalez-Herraez, “Experimental investigation of the effect of pump incoherence on nonlinear pump spectral broadening and continuous-wave supercontinuum generation,” *Opt. Lett.* **31**(23), 3477–3479 (2006).
- [42] T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, et S. Coen, “Supercontinuum generation using continuous-wave multiwavelength pumping and dispersion management,” *Opt. Lett.* **31**(13), 2036 (2006).
- [43] L. Abrardi, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, M. L. Hernanz, et M. González-Herráez, “Optimized All-Fiber Supercontinuum Source at 1.3  $\mu\text{m}$  Generated in a Stepwise Dispersion-Decreasing-Fiber Arrangement,” *J. Lightwave Technol.* **25**(8), 2098 – 2102 (2007).
- [44] C. Lin et R. H. Stolen, “New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy,” *Apl. Phys. Lett.* **28**(4), 216–218 (1976).
- [45] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor, et V. P. Gapontsev, “Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser,” *Opt. Lett.* **22**(5), 298–300 (1997).
- [46] L. Provino, J. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. Windeler, et B. Eggleton, “Compact broadband continuum source based on a microchip laser pumped microstructured fibre,” *Electron. Lett.* **37**(9), 558–560 (2001).
- [47] J. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton, et S. Coen, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping,” *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 765–770 (2002).
- [48] C. Cordeiro, W. Wadsworth, T. Birks, et P. Russell, “Octave supercontinuum generated in tapered conventional fibres by a nanosecond 1064 nm laser,” *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* **2** (2004).
- [49] W. Wadsworth, N. Joly, F. Biancalana, J.C.Knight, T.A.Birks, et P.St.J.Russell, “Compact supercontinuum generation and four-wave mixing in PCF with 10ns laser pulses,” *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (2004).
-

- [50] P.-A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly, et P. Nérin, “White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system,” *Opt. Exp.* **12**(19), 4366–4371 (2004).
- [51] G. Genty, T. Ritari, et H. Ludvigsen, “Supercontinuum generation in large mode-area microstructured fibers,” *Opt. Exp.* **13**(21), 8625–8633 (2005).
- [52] A. Kudlinski, A. K. George, J. C. Knight, J. C. Travers, A. B. Rulkov, S. V. Popov, et J. R. Taylor, “Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation,” *Opt. Exp.* **14**(12), 5715–5722 (2006).
- [53] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. Cordeiro, J. Knight, et F. G. Omenetto, “Over 4000 nm Bandwidth of Mid-IR Supercontinuum Generation in sub-centimeter Segments of Highly Nonlinear Tellurite PCFs,” *Opt. Exp.* **16**(10), 7161–7168 (2008).
- [54] B. Kibler, “Propagation non-linéaire d’impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelles génération,” Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté - Ecole Doctorale Sciences Physiques pour l’Ingénieur et Microtechniques, Besançon (2007).
- [55] T. Sylvestre, “Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques,” Thèse de doctorat, U.F.R. des sciences et techniques de l’université de Franche-Comté, Besançon, France (1999).
- [56] J.-C. Beugnot, “La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées,” Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté - Ecole Doctorale Sciences Physiques Pour l’Ingénieur et Microtechniques, Besançon, France (2007).
-

## Chapitre 2

# Instabilité modulationnelle et génération d'ondes dispersives en régime continu

Durant les années 60, l'instabilité modulationnelle a été abondamment étudiée dans divers domaines de la physique, tels que la dynamique des fluides, l'optique non linéaire et la physique des plasmas. Dans le contexte de l'optique guidée, l'interaction entre la dispersion chromatique et les effets non linéaires du matériau est la principale cause de la mise en place du processus et crée, par modulation de l'indice du milieu, une perturbation sur les ondes lumineuses s'y propageant. Ainsi, en 1984, Hasegawa avait déjà démontré que l'instabilité modulationnelle pouvait conduire à un train de solitons optiques par propagation d'une onde continue à l'intérieur d'une fibre de verre [1].

La première étude rapportant l'observation de l'instabilité modulationnelle dans une fibre optique monomode date de 1986. Tai *et al.* ont mis en évidence ce phénomène dans une fibre monomode, en y injectant un laser Nd :YAG, dopé au néodyme. Les impulsions de 100 ps de large, générées à 1319 nm, étaient relativement courtes et situées en régime de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ) [2]. Bien que ce régime facilite son observation, l'instabilité modulationnelle peut également être mise en évidence en régime de dispersion normale [3], dans une fibre biréfringente ou multimode [4] ou une fibre présentant une courbure de dispersion négative [3, 5].

Dans ce chapitre, nous proposons une étude théorique et expérimentale des effets de l'instabilité modulationnelle sur une onde continue et ses conséquences lors de sa propagation dans une fibre optique. Nous avons choisi de nous intéresser plus particulièrement à un pompage au voisinage de la dispersion nulle, qui favorise l'accord de phase. Dans une première partie nous décrivons l'évolution temporelle et spectrale de l'onde incidente, en illustrant les différentes conditions d'accord de phase selon le régime de dispersion normale ou anormale ( $\beta_2 < 0$  ou  $\beta_2 > 0$ ). La deuxième partie sera consacrée à la mise en évidence

---



de la génération d'ondes dispersives vers les courtes longueurs d'onde, observée sur le spectre à la sortie de la fibre. Une troisième partie décrit une nouvelle méthode de mesure des coefficients de dispersion d'une fibre, basée sur les phénomènes décrits précédemment. Enfin, nous terminerons notre étude par l'observation et l'analyse de processus multiples de mélanges à quatre ondes indépendants. Nous distinguerons alors un processus d'instabilité modulationnelle, et deux mélanges à quatre ondes, dans des conditions d'accord et désaccord de phase. L'utilisation d'une pompe très incohérente apporte une dimension supplémentaire à l'originalité de cette étude.

## 2.1 Instabilité modulationnelle et mélange à quatre ondes en régime continu

Nous avons considéré, au cours de notre analyse, que l'instabilité modulationnelle est l'équivalent du processus de mélange à quatre ondes, mais traité d'un point de vue temporel pour le premier, spectral pour le second.

### 2.1.1 Évolution temporelle de l'onde continue

La propagation d'un faisceau intense continu (ou quasi-continu) dans une fibre optique est naturellement instable en raison de la dispersion de vitesse de groupe (GVD, *Group Velocity Dispersion*). En effet, dans la réalité, un faisceau n'est jamais parfaitement monochromatique (la longueur et le temps de cohérence  $\tau_c = 1/\Delta\nu$  des lasers témoignent de cette propriété) et chaque composante du spectre se propage à sa vitesse propre, ce qui crée une modulation de l'onde injectée initialement dans la fibre.

La Fig. 2.1 en montre une illustration élocante. Sur cette figure, nous observons l'évolution d'une onde continue lors de sa propagation non linéaire dans une fibre optique. La courbe bleue représente l'onde continue à l'entrée de la fibre et la courbe rouge, formée d'impulsions ultracourtes, représente l'onde modulée à la sortie de la fibre. Ces figures sont des résultats théoriques obtenus via des simulations numériques de résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger dans une fibre hautement non linéaire. L'équation non linéaire de Schrödinger, rappelée dans le premier chapitre, a été simplifiée en supprimant les effets Raman et les effets d'auto-raïdissement, ces derniers n'ayant un rôle significatif que dans la propagation d'impulsions ultracourtes encore plus puissantes (de type femtosecondes par exemple). Comme nous étudions la propagation d'une onde continue autour du zéro de dispersion dans les deux régimes de dispersion, normal et anormal, nous avons inclus, dans l'équation, les coefficients de dispersion jusqu'à l'ordre 4,

---

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - i\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 A}{\partial T^4} + \frac{\alpha}{2}A = i\gamma|A|^2 A \quad (2.1)$$

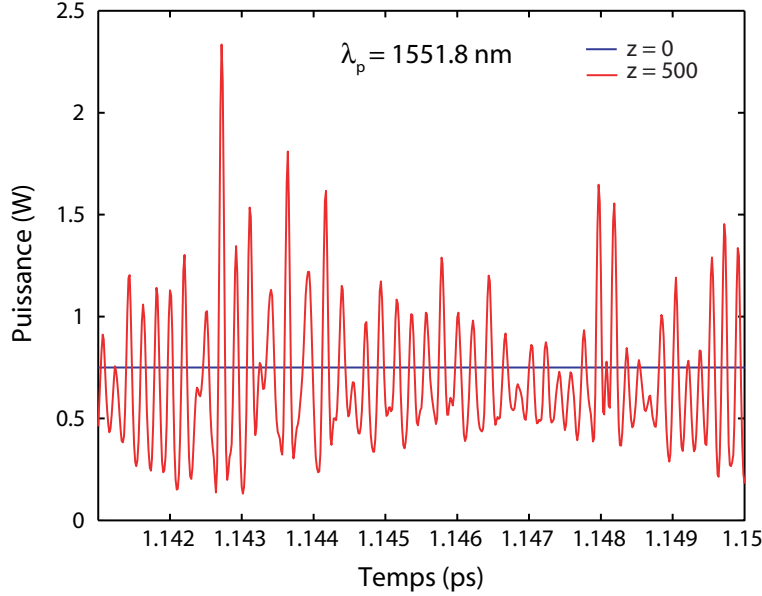


FIGURE 2.1 – (a) Profil d'intensité d'une onde continue injectée dans 500 m de fibre conventionnelle. La courbe bleue représente l'onde continue à l'entrée de la fibre (à  $z = 0$ ), et la courbe rouge représente l'onde lumineuse à la sortie de la fibre après avoir subi l'instabilité modulationnelle (à  $z=500$  m). Ces profils sont le résultat de simulations basées sur l'équation non linéaire de Schrödinger et la méthode de Fourier itérative [6]. Les données utilisées dans cette simulation sont celles de la fibre HNLF reportées dans le tableau Tab. 2.1.

Notre programme de simulation est basé sur la méthode de Fourier itérative, qui consiste à ne prendre en compte que les effets de dispersion et d'absorption sur la première moitié d'un pas puis les effets non linéaires sur la seconde moitié [6].

Une attention particulière est portée aux conditions initiales de propagation, c'est-à-dire à la modélisation de l'onde en entrée de la fibre. Une première approche serait d'utiliser une onde rigoureusement continue, présentant une amplitude et une phase constantes par rapport au temps et un spectre d'entrée parfaitement monochromatique. Cependant, cette approche est loin d'être cohérente avec la réalité car en pratique les lasers continus ne présentent qu'une cohérence partielle et donc une largeur de raie non nulle. De tels lasers présentent des fluctuations aléatoires de phase et d'amplitude sur des fenêtres temporelles de l'ordre de grandeur de leur temps de cohérence. Nous avons donc inclus dans le programme un modèle à diffusion de phase afin de décrire le plus fidèlement possible l'onde en sortie du laser continu [7–9].

### 2.1.2 Modélisation d'une source continue partiellement cohérente

Beaucoup de modèles ont été proposés pour atteindre des résultats théoriques qui se rapprochent, le plus fidèlement possible, des résultats expérimentaux. Récemment, Cavalcanti *et al.* ont modélisé un faisceau partiellement cohérent en ajoutant de petites fluctuations sur la phase et l'amplitude d'un faisceau continu parfait, dans le but d'étudier l'impact de la cohérence partielle de la pompe sur le processus d'instabilité modulationnelle [10]. Entre 2004 et 2006 trois modèles spectraux ont été proposés et ils donnent des résultats, en sortie de fibre, en très bon accord avec les résultats expérimentaux [7–9]. Vanholsbeek *et al.* et Barviau *et al.* ont considéré que tous les modes longitudinaux d'un laser fibré ne peuvent pas être en phase. Cette hypothèse permet, en théorie, de conserver une onde continue dans le domaine temporel, tout en présentant une largeur spectrale non nulle dans le domaine de Fourier. Le principe de ces modèles est de définir l'onde pompe à partir de sa densité spectrale de puissance. Dans le modèle de Vanholsbeek, le spectre à la sortie d'un laser Erbium tout fibré a été mesuré et un profil d'intensité temporel est obtenu en utilisant la transformée de Fourier inverse [8]. Dans le modèle de Barviau, le spectre de puissance optique du champ électrique est défini comme une gaussienne avec une largeur spectrale définie à partir de la largeur de raie du laser modélisé [9]. Cependant, ces deux modèles n'ont pas de réalité physique car les profils temporels associés présentent de fortes fluctuations, en contradiction avec une source continue. C'est pour cette raison que nous avons préféré utilisé le modèle à diffusion de phase [7, 11], nous permettant, ainsi, de mettre en évidence les effets de l'instabilité modulationnelle sur le profil temporel de l'onde. Bien que ce modèle présente des résultats plus éloignés des expériences que les modèles de Vanholsbeek et Barviau, nous avons pu réaliser une étude qualitative permettant de comparer les positions expérimentales et théoriques des bandes Stokes et anti-Stokes, générées par instabilité modulationnelle, et des ondes dispersives générées vers les courtes longueurs d'onde.

Décrivons rapidement ce modèle qui a été initialement utilisé pour modéliser des lasers à semiconducteurs [12] : Nous définissons l'amplitude complexe du champ électrique de la façon suivante

$$A_p(t) = \sqrt{P_0} \exp[i\Phi(t)],$$

avec  $P_0$  la puissance moyenne et  $\Phi(t)$  la phase de l'onde, qui varie avec le temps de façon Brownienne. La largeur à 1/e de la fonction d'autocorrélation [12] temporelle ( $\Gamma(t, z) = \langle A_p(t, z)A_p^*(t, z) \rangle$ ), donne le temps de cohérence du champ ( $\tau_L$ ). Nous montrons également que son spectre a l'allure d'une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est égale à

$$\Delta f = (\pi\tau_L)^{-1}$$

Nous voyons, d'après ces définitions, que seules les fluctuations sur la phase sont prises en compte, l'amplitude de l'onde restant constante dans le temps. Cela permet de conserver une puissance stable, par rapport au temps, tout en introduisant une largeur spectrale initiale non nulle. Nous combinons ainsi, stabilité temporelle en puissance et étalement spectral.

Nous avons ainsi, simulé la propagation d'un faisceau continu dans une fibre optique hautement non linéaire dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau Tab. 2.1, en fin de chapitre. L'évolution temporelle est représentée sur la Fig. 2.1 et l'évolution spectrale sur la Fig. 2.2.

### 2.1.3 Évolution spectrale

Dans une fibre optique, lorsque deux ondes de fréquences différentes se propagent simultanément, elles battent entre elles et génèrent, par effet Kerr optique, un réseau d'indice de réfraction mobile. De nouvelles fréquences peuvent alors apparaître par diffraction temporelle sur ce réseau périodique suivant des ordres de diffraction. Le premier ordre de diffraction fait apparaître deux bandes latérales de chaque côté de la pompe. Comme dans tout système conservatif le transfert d'énergie entre les différentes ondes doit vérifier une stabilité de la valeur de l'énergie globale. Autrement dit le transfert d'énergie entre la pompe et les ondes créées est régi par la loi de conservation de l'énergie qui s'écrit comme suit,

$$\Omega_s = \omega_p - \omega_S = \omega_p - \omega_{AS} \quad (2.2)$$

où  $\omega_p$  est la pulsation de l'onde pompe,  $\omega_S$  et  $\omega_{AS}$  sont les pulsations respectives des bandes d'instabilité Stokes et anti-Stokes. La Fig. 2.2 représente le spectre à la sortie d'une fibre hautement non linéaire sur laquelle nous observons une onde Stokes vers les hautes longueurs d'onde et une onde anti-Stokes vers les courtes longueurs d'onde. Les paramètres qui ont été utilisés dans la simulation pour la fibre HNLF sont les suivants :  $\beta_2 \approx 1,65.10^{-29} \text{s}^2.\text{m}^{-1}$ ,  $\beta_3 = 0,527.10^{-40} \text{s}^3.\text{m}^{-1}$ ,  $\beta_4 = -0,64.10^{-55} \text{s}^4.\text{m}^{-1}$ ,  $\gamma = 11,8.10^{-3} \text{W}^{-1}.\text{m}^{-1}$  et  $\lambda_p = 1551,3 \text{ nm}$ . La longueur d'onde de pompe, 1551,8 nm, est très proche de la longueur d'onde de dispersion nulle et la puissance moyenne a été fixée à 750 mW.

Le phénomène d'instabilité de modulation requiert des conditions particulières sur les propriétés du milieu et de l'onde se propageant dans la fibre. En effet, le transfert d'énergie de la pompe vers les bandes d'instabilité est optimal lorsque les ondes vérifient une relation d'accord de phase. Le déphasage créé entre les ondes par la dispersion chromatique (ou par la biréfringence) de la fibre est alors compensé par l'effet Kerr optique qui induit un déphasage non linéaire de signe opposé en régime de dispersion anormale. Au voisinage

de la dispersion nulle, le second ordre de dispersion est tellement faible qu'il faut tenir compte du quatrième ordre de dispersion pour la détermination de la position des bandes d'instabilité [13].

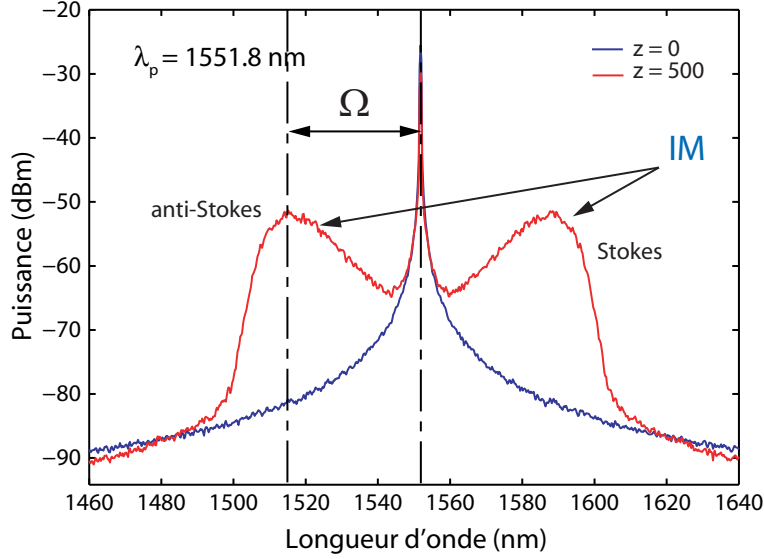


FIGURE 2.2 – Spectres d'entrée (courbe bleue) et de sortie (courbe rouge) d'une onde continue partiellement cohérente se propageant dans 500 m de fibre hautement non linéaire (HNLF).

La relation d'accord de phase, qui donne ces positions, est définie à partir de la conservation des vecteurs d'onde et s'exprime de la façon suivante [6, 14]

$$K = \beta_2 \Omega^2 + \frac{\beta_4}{12} \Omega^4 + 2\gamma P = 0, \quad (2.3)$$

où  $\beta_2$  et  $\beta_4$  sont les coefficients de dispersion de second et quatrième ordres, issus du développement de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  au voisinage de  $\omega_p$ .  $\gamma$  est le coefficient non linéaire de la fibre et  $P$  est la puissance crête à l'entrée de la fibre.  $\Omega = \omega_p - \omega_S = \omega_{AS} - \omega_p$  est la différence entre la pulsation de la pompe et la pulsation de l'onde Stokes  $\omega_S$  ou anti-Stokes  $\omega_{AS}$ . L'équation (2.3) montre que l'instabilité modulationnelle se produit pour différentes conditions d'accord de phase selon le signe et la valeur des deux coefficients de dispersion  $\beta_2$  et  $\beta_4$ .

La Fig. 2.3 représente le décalage spectral entre la pompe et les bandes d'instabilité. Remarquons que les solutions sont très différentes selon le signe de la courbure de dispersion :

Deux solutions sont possibles en régime de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ) quand la

courbure de dispersion est positive ( $\beta_4 > 0$ ). Elles sont représentées par les croix violettes,

Aucune solution n'est envisageable en régime de dispersion normal lorsque la courbure de dispersion est positive ( $\beta_4 > 0$ ). La croix orange illustre cette situation,

Une seule solution est possible dans le cas d'une fibre à courbure de dispersion négative ( $\beta_4 < 0$ ) quelque soit le régime de dispersion, ce qui est représenté par les ronds violet, jaune et orange.

Les paramètres utilisés pour le calcul des solutions des deux équations représentées sur les Fig. 2.3 et Fig. 2.4 sont  $\beta_3 = 0,527.10^{-40}\text{s}^3.\text{m}^{-1}$ ,  $\beta_4 = \pm 0,64.10^{-55}\text{s}^4.\text{m}^{-1}$  et  $\gamma P = 118\text{m}^{-1}$ . L'existence d'instabilité modulationnelle en régime de dispersion normale a déjà été reportée dans des fibres conventionnelles DSF et dans des fibres PCFs [3, 5, 15].

Lorsque cet accord de phase est vérifié le gain paramétrique  $g$  associé aux bandes Stokes et anti-Stokes dépend de la puissance incidente et du coefficient non linéaire de la fibre

$$g = \sqrt{(\gamma P)^2 - \left(\frac{K}{2}\right)^2} \quad (2.4)$$

Les bandes de gain associées à ces différentes situations sont représentées sur la Fig. 2.4. Tout d'abord nous voyons clairement sur la Fig. 2.4.b deux bandes de gain latérales situées de chaque côté de la pompe, ce qui correspond à une seule solution de l'équation (2.3) pour  $\beta_4 < 0$ . Sur la Fig. 2.4.a nous n'observons aucune bande latérale en-dessous de la longueur d'onde de dispersion nulle, deux bandes latérales sont visibles entre la longueur d'onde de dispersion nulle et une longueur d'onde spécifique et enfin quatre bandes latérales sont représentées pour des longueurs d'onde situées au-delà de cette longueur d'onde spécifique. Ces trois situations illustrent les solutions possibles ou non de l'équation (2.3) pour  $\beta_4 > 0$  suivant le régime de dispersion et la longueur d'onde de pompage.

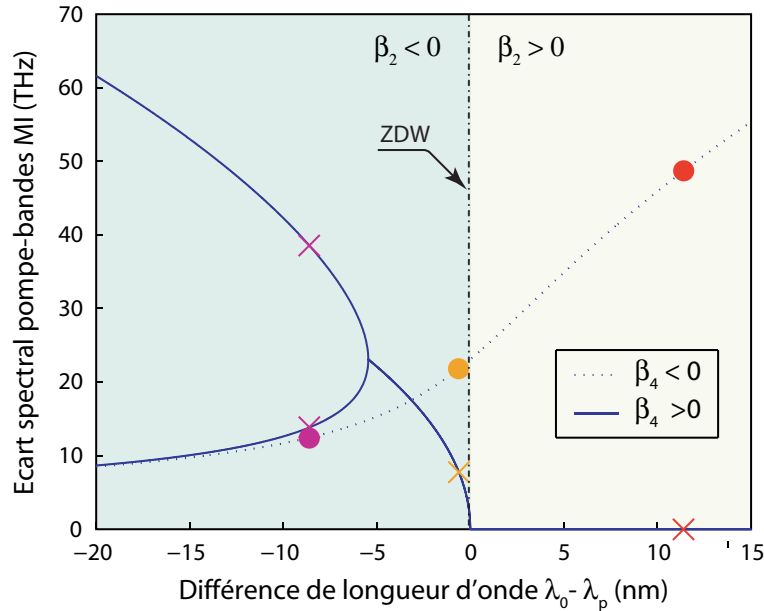


FIGURE 2.3 – Diagramme d'accords de phase associés au processus d'instabilité modulationnelle (courbes rouge et bleue) et au processus de génération d'ondes dispersives (courbe violette). La courbe rouge représente les solutions de l'équation d'accord de phase pour  $\beta_4 < 0$  et la courbe bleue les solutions pour  $\beta_4 > 0$ . La courbe violette représente les solutions de l'équation 2.5.

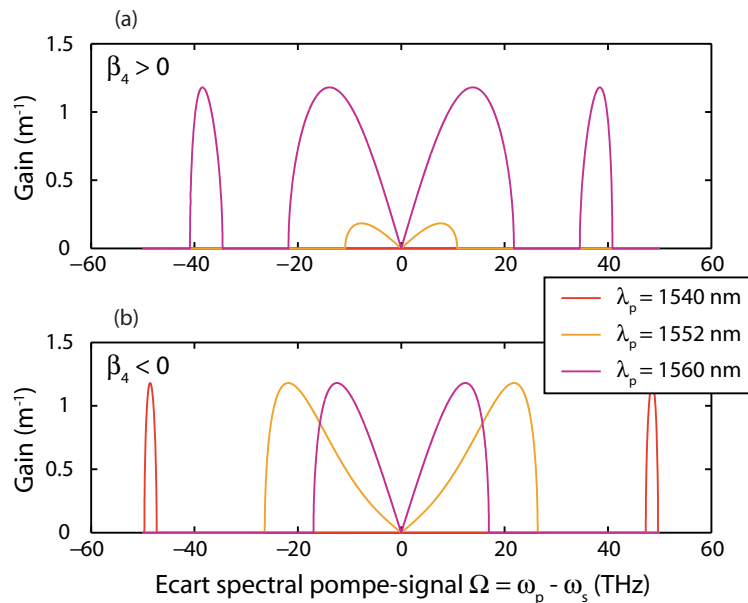


FIGURE 2.4 – Gain paramétrique associé au phénomène d'instabilité modulationnelle, représenté pour (a)  $\beta_4 > 0$  et (b)  $\beta_4 < 0$ . Ces courbes sont tracées pour différentes longueurs d'onde pompe.

## 2.2 Génération d'ondes dispersives

La propagation d'une impulsion courte dans une fibre monomode au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle est sujette à des perturbations dues à la dispersion de troisième ordre. Il a d'abord été démontré en 1985 [16] que le troisième ordre de dispersion peut être utilisé pour réduire l'interaction mutuelle entre solitons. Puis en 1986, une étude numérique a été menée pour mettre en évidence les effets de cette dispersion d'ordre supérieur sur la propagation des solitons dans une fibre optique monomode au voisinage du zéro de dispersion [17].

### 2.2.1 Fission de solitons et génération d'ondes dispersives

Wai *et al.* ont montré que lors de la propagation dans une fibre optique monomode les solitons d'ordres supérieurs se fissionnent en solitons fondamentaux. Un soliton d'ordre  $N$  se fissionne, dans un premier temps, en deux solitons d'ordres 1 et  $N-1$ , puis ainsi de suite pour obtenir, *in fine*,  $N$  solitons fondamentaux [18]. Les simulations réalisées à partir de l'équation non linéaire de Schrödinger en régime de pompage femtoseconde, dans l'article de Dudley *et al.* de 2006 ont montré que le premier soliton fondamental « éjecté », lors de cette fission solitonique, est celui présentant la plus forte puissance crête, la plus petite largeur à mi-hauteur et la vitesse de propagation la plus élevée [19]. Cette fission solitonique libère, à chaque fois, de l'énergie qui est dissipée sous forme d'ondes dispersives.

Dans la littérature, les études portant sur la génération d'ondes dispersives et la fission de solitons sont généralement réalisées avec des sources laser femtosecondes. Notre étude est particulière en ce sens car nous avons utilisé un laser continu comme source de pompage. Cependant, nous pouvons faire un lien direct avec ces études car l'instabilité modulationnelle brise l'onde, initialement continue, en un train d'impulsions ultra courtes, assimilable à un régime de pompage impulsionnel court.

Ces impulsions courtes ont une largeur à mi-hauteur propre,  $T_0$ , et une puissance crête propre,  $P_0$ , à partir desquelles nous calculons la grandeur  $N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}$ , qui n'est généralement pas une valeur entière. Cette grandeur permet de prédire l'ordre du soliton – la valeur entière la plus proche de  $N$  – que tend à devenir l'impulsion. De plus les profils temporels de ces impulsions ultra-courtes n'ont aucune raison d'avoir une forme en sinus hyperbolique. Ces deux considérations témoignent du fait que les impulsions ultra-courtes formées par instabilité modulationnelle ne sont pas des solitons. Cependant, en se propageant dans la fibre, elles tendent à prendre la forme d'un soliton, c'est-à-dire d'une sécante hyperbolique dont la largeur à mi-hauteur et la puissance crête s'accordent pour que  $N$  soit entier. Lors de cette évolution une partie de l'énergie présente dans l'impulsion de départ est dissipée en radiation continue [6].

Cette radiation continue est émise dans le bleu sous forme d'ondes dispersives, décalées de la pompe d'une fréquence  $\delta\omega = |\omega_{\text{DW}} - \omega_p|$ , où  $\omega_p$  et  $\omega_{\text{DW}}$  sont les pulsations respectives



de la pompe et de l'ondes dispersive. Le décalage spectral  $\delta\omega$  vérifie la condition d'accord de phase suivante [17, 20]

$$-\frac{\beta_3}{3}\delta\omega^3 + \beta_2\delta\omega^2 - \gamma P = 0 \quad (2.5)$$

où  $\beta_3$  est le coefficient de dispersion d'ordre 3, ou encore la pente de la courbe de dispersion  $\beta_2$  à la longueur d'onde de dispersion nulle.

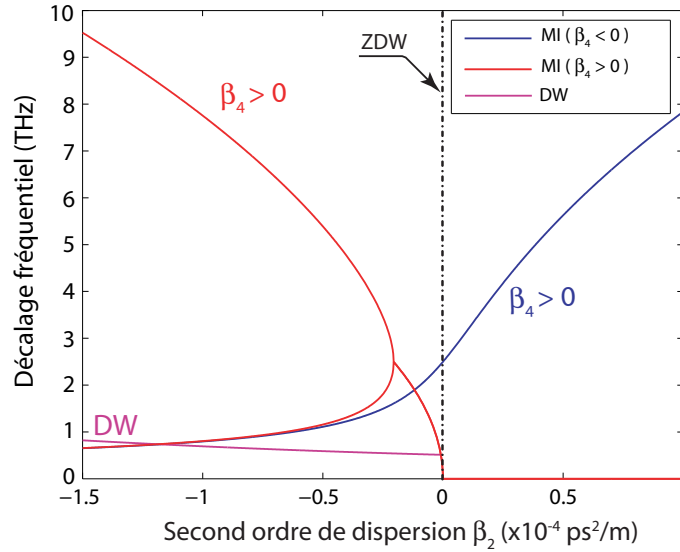


FIGURE 2.5 – Accord de phase de l'instabilité modulationnelle en fonction de l'écart en longueur d'onde entre la pompe et la dispersion nulle pour  $\beta_4 > 0$  (trait plein) et  $\beta_4 < 0$  (trait pointillé). Ces courbes représentent les solutions de l'équation (2.3).

Sur la Fig. 2.5, nous remarquons que l'ensemble des solutions de l'équation d'accord de phase associé à la génération d'ondes dispersives a un comportement linéaire en fonction de la longueur d'onde de pompe. Au voisinage de la longueur de dispersion nulle, le décalage fréquentiel  $\delta\omega$  entre la pompe et l'onde dispersive peut être approximé comme suit [7]

$$\delta\omega = -3\frac{\beta_2}{\beta_3} + \frac{4\beta_3\gamma P}{3\beta_2^2} \quad (2.6)$$

Cette expression confirme le comportement linéaire de ce décalage en fonction de la dispersion chromatique observé sur les Fig. 2.5 et Fig. 2.6. La Fig. 2.6 mettant en évidence la génération d'ondes dispersives, dont la position varie en fonction de la longueur d'onde de pompe.

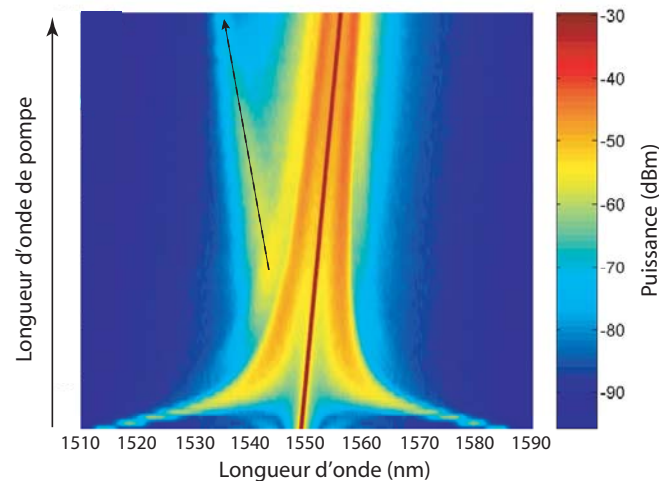


FIGURE 2.6 – Résultats des simulations de la propagation d'une onde continue partiellement cohérente dans une fibre optique DSF de 3,1 km dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau Tab. 2.1. Ces spectres ont été simulés pour une longueur d'onde pompe variant de 1549 à 1556 nm.

### 2.2.2 Asymétrie des bandes d'instabilité

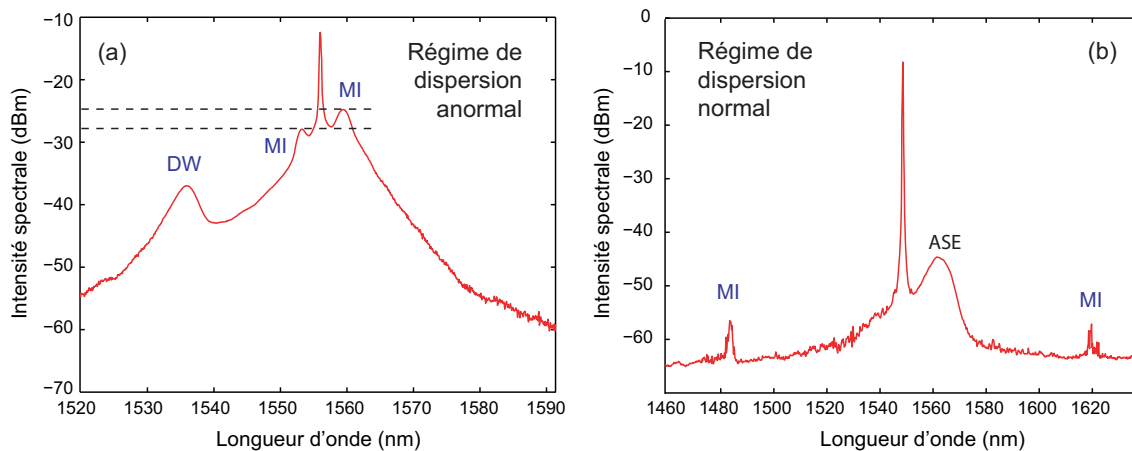


FIGURE 2.7 – Spectres expérimentaux enregistrés à la sortie de la fibre DSF (a) en régime de dispersion anormale et (b) normale pour une puissance d'entrée de 29 dBm. La bande à droite de la pompe correspond à de l'émission spontanée amplifiée (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*, issue de l'amplificateur à fibre utilisé.

Sur la Fig. 2.7.a le spectre expérimental, enregistré pour un pompage en régime de dispersion anormale, montre les deux bandes d'instabilité modulationnelle de chaque côté de la pompe et l'onde dispersive générée dans les courtes longueurs d'onde. Nous observons également une asymétrie entre l'amplitude des bandes Stokes et anti-Stokes. En effet, lors de la formation et de la fission solitonique, la diffusion de l'énergie excédentaire se traduit

par la génération d'ondes dispersives vers les courtes longueurs d'onde. Cette énergie supplémentaire doit alors être compensée du côté des grandes longueurs d'onde. C'est ce qui explique que la bande Stokes présente plus d'énergie que la bande anti-Stokes, alors qu'elles devraient être totalement symétriques, comme c'est le cas en régime normal de dispersion, régime pour lequel il n'y a pas de génération d'ondes dispersives. La Fig. 2.7.b représente un spectre expérimental enregistré pour un pompage en régime de dispersion normal, où la symétrie des bandes d'instabilité est bien visible.

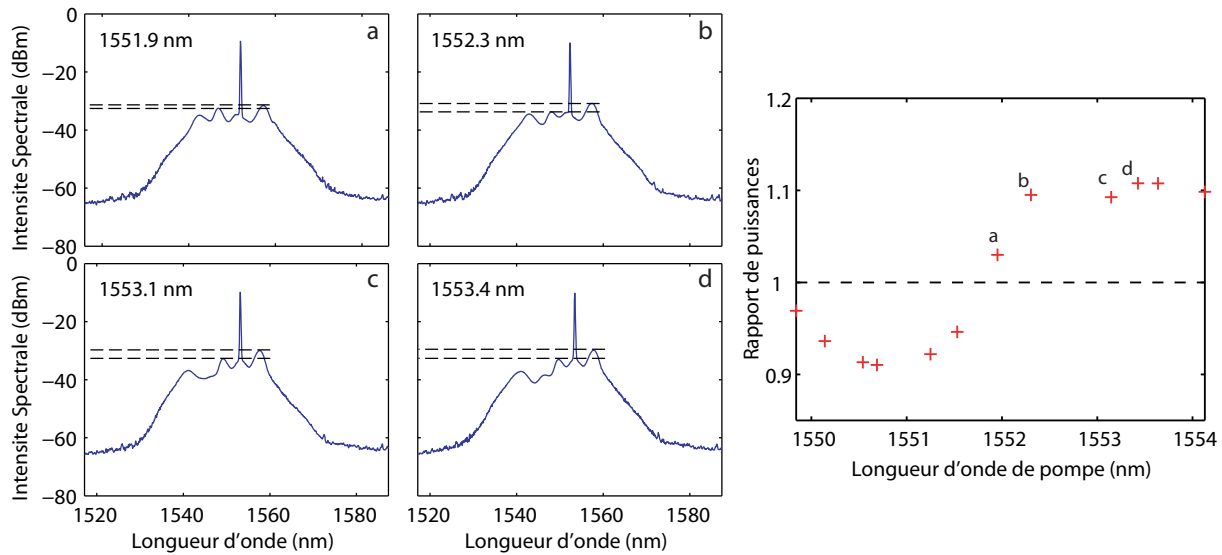


FIGURE 2.8 – Illustration de l'asymétrie spectrale. À gauche, quatre spectres enregistrés pour différentes longueurs d'onde de pompe (a,b,c,d). À droite, rapport d'intensité de la bande anti-Stokes sur la bande Stokes, relevées sur les spectres expérimentaux, en fonction de la longueur d'onde de pompe. Les données des spectres a,b,c et d y sont reportées.

La Fig. 2.8 regroupe quatre spectres, associés à différentes longueurs d'onde de pompe, et un diagramme représentant le rapport entre les intensités des bandes Stokes et anti-Stokes. Les pointillées permettent de mettre en évidence l'asymétrie entre les ondes Stokes et anti-Stokes. Sur le diagramme de droite de la Fig. 2.8, il est important de noter que les intensités relevées sont des puissances logarithmiques, donc négatives. <sup>1</sup>

La Fig. 2.9 regroupe quatre spectres, associés à d'autres longueurs d'onde de pompe, et un diagramme représentant le rapport entre les intensités des bandes Stokes et anti-Stokes. Cette figure met en évidence une inversion d'asymétrie entre les ondes Stokes et anti-Stokes. En effet, sur chaque spectre, nous observons une composante anti-Stokes plus intense que la composante Stokes. Cela résulte du fait que l'onde dispersive est générée à la même longueur d'onde que la bande anti-Stokes. Ce type d'asymétrie n'est pas un phénomène couramment observé dans ce type d'expérience, il est permis grâce aux

<sup>1</sup>Rappelons simplement qu'une puissance  $P(W)$  linéaire est convertie en puissance logarithmique  $P(dBm)$  via la relation suivante :  $P(dBm) = 10 \log_{10} \left[ \frac{P(W)}{1mW} \right]$

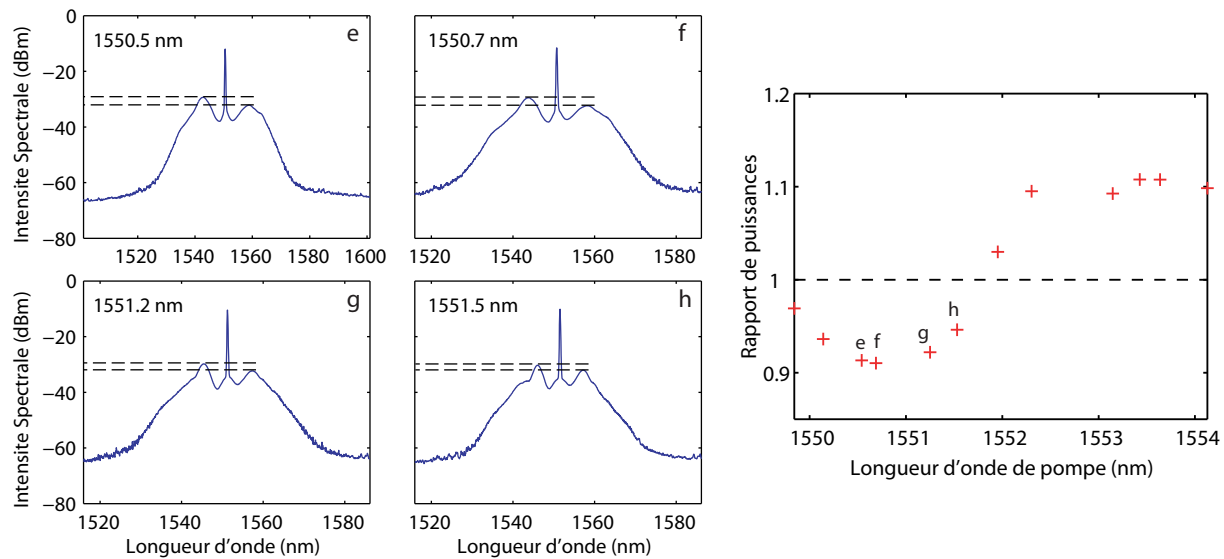


FIGURE 2.9 – Illustration de l’asymétrie spectrale. À gauche, quatre spectres enregistrés pour différentes longueurs d’onde de pompe (e,f,g,h). À droite, rapport d’intensité de la bande anti-Stokes sur la bande Stokes, relevées sur les spectres expérimentaux, en fonction de la longueur d’onde de pompe. Les données des spectres e,f,g et h y sont reportées.

caractéristiques particulières de la fibre utilisée, c’est-à-dire à ces propriétés de dispersion. À partir de ces deux phénomènes physiques, d’instabilité modulationnelle et de génération d’ondes dispersives, nous avons mis en place une nouvelle mesure de la dispersion dans les fibres optiques, que nous présentons dans la prochaine partie de ce chapitre.

## 2.3 Application à la mesure des coefficients de dispersion

Plusieurs méthodes sont actuellement en vigueur pour mesurer les paramètres de dispersion des fibres optiques et sont très utiles, par exemple, aux constructeurs qui s’en servent pour caractériser leurs produits. Ces méthodes se divisent en deux grands groupes,

Les méthodes linéaires (*phase shift*, *differential phase shift*, *time-of-flight*) sont basées sur la mesure du retard temporel relatif pour des impulsions à différentes longueurs d’onde ou sur la mesure du déphasage d’un signal modulé en fonction de la longueur d’onde [21, 22]. La détection du déphasage s’effectue généralement par automodulation de phase, ou intermodulation de phase [6, 23]. Mais en général ces techniques requièrent des impulsions courtes et une faible dispersion chromatique. De plus elles nécessitent un appareillage complexe, coûteux et très sensible.

Les méthodes non linéaires, parmi lesquelles nous distinguons principalement des méthodes basées sur le mélange à quatre ondes [24] permettent de récupérer simultanément les paramètres de dispersion et le coefficient non linéaire des fibres optiques [25, 26].

Notre méthode est basée sur cette dernière technique, qui utilise le processus de mélange à quatre ondes se développant dans les fibres optiques. Le montage expérimental que nous avons mis en place a été inspiré du papier de Grosz *et al.* [27]. Cependant, notre étude diffère de ce papier par la prise en compte du processus de génération d'ondes dispersives, émises via la fission de solitons d'ordres supérieurs. L'originalité de notre méthode se situe également par l'emploi d'un algorithme d'ajustement non linéaire, de type Gauss-Newton, des données expérimentales. Ainsi, les coefficients de dispersion, fortement corrélés au voisinage du zéro de dispersion –les relations d'accord de phase le mettent en évidence – sont mesurés avec une grande précision. Basée sur une technique de régression non linéaire la méthode proposée permet d'extraire le signe et la valeur des paramètres de dispersion d'ordre supérieur directement à partir des spectres expérimentaux [28]. La programmation et la mise en place de l'algorithme de Gauss-Newton ont été réalisées par Baptiste Auguié lors de son stage de fin d'étude au laboratoire.

Notre montage expérimental, représenté sur la Fig. 2.10, est constitué d'un laser fibré dopé à l'Erbium (EDFL, pour *Erbium Doped Fiber Laser*), amplifié par un amplificateur fibré, lui aussi dopé à l'Erbium (EDFA, pour *Erbium Doped Fiber Amplifier*).

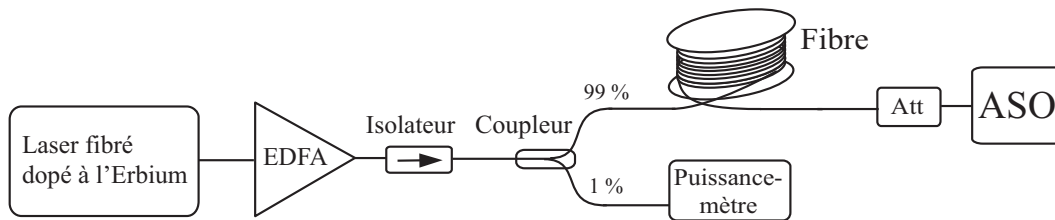


FIGURE 2.10 – Schéma du montage expérimental. EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*) signifie amplificateur fibré dopé à l'Erbium et ASO est un analyseur de spectre optique.

Cet amplificateur présente une puissance de sortie maximale de 33 dBm. Le signal ainsi amplifié est injecté dans la fibre à tester par l'intermédiaire d'un coupleur 99/1. Les fibres optiques utilisées dans cette expérience sont deux fibres conventionnelles dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau Tab. 2.1. Il s'agit d'une fibre DSF, à dispersion décalée, de 3,1 km et d'une fibre HNLF de 500 m. Ces deux fibres présentent des longueurs d'onde de dispersion nulles similaires et proches de la longueur d'onde Télécom, à savoir  $1,55 \mu\text{m}$ . Cependant, elles ont un coefficient non linéaire et des profils de dispersion différents, comme les mesures le confirmeront au paragraphe suivant.

Arrêtons-nous quelques lignes sur le fonctionnement du laser fibré continu qui présente des caractéristiques de cohérence particulièrement intéressantes pour notre expérience.

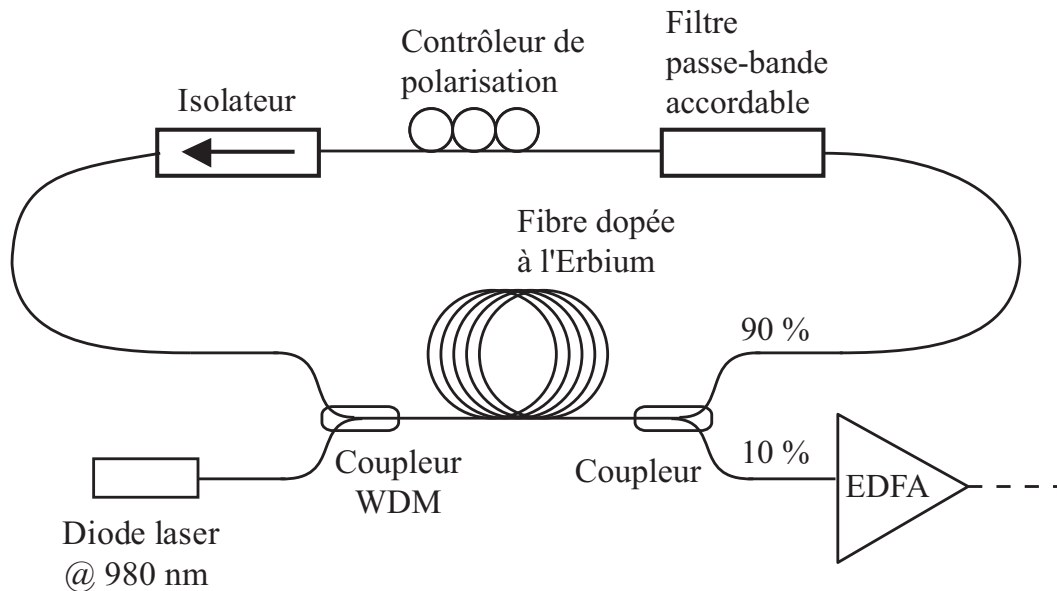


FIGURE 2.11 – Schéma du laser fibré dopé à l'Erbium.

La cavité laser est réalisée par une boucle à l'intérieur de laquelle se trouve une portion de 2 m de fibre dopée à l'Erbium. Cette fibre est pompée par une diode de 50 mW à 980 nm, ce qui correspond à un niveau d'excitation de l'Erbium et qui permet l'inversion de population par pompage optique. La cavité est fermée en entrée par un coupleur WDM (*Wavelength Division Multiplexer*), c'est-à-dire un multiplexeur en longueur d'onde, et en sortie par un coupleur 90/10. La Fig. 2.11, représentant un schéma du laser, souligne la présence, à l'intérieur de la cavité, d'un contrôleur de polarisation et d'un isolateur, qui assurent une bonne efficacité de rendement du laser. Enfin un filtre passe-bande accordable de 1 nm de largeur spectrale est inséré dans la cavité laser après le coupleur fibré pour fixer la longueur d'onde de sortie du laser. Cette longueur d'onde peut alors varier de 1530 nm à 1565 nm, c'est-à-dire au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle des fibres. La largeur de raie du laser a été mesurée à l'aide d'une technique de détection hétérodyne et est égale à 5 GHz. Elle est suffisamment large pour éviter toute rétrodiffusion, par effet Brillouin, de la pompe dans la fibre à tester. Le faisceau laser issu de ce montage présente une cohérence seulement partielle, ce qui présente un grand intérêt pour initier l'instabilité modulationnelle. En effet, ce processus se met alors en place dans la fibre test à partir des fluctuations initiales de phase et d'amplitude de l'onde pompe. Cependant, il est important de noter que les deux bandes étroites d'instabilité peuvent disparaître pour des largeurs de raie laser plus importantes.

Les spectres à la sortie des fibres conventionnelles à tester sont enregistrés à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA, *Optical Spectrum Analyzer*), pour différentes longueurs d'onde de pompe et différentes puissances d'entrée. A chaque longueur d'onde fixée par le filtre passe-bande correspond une puissance de sortie laser différente. Sur

la Fig. 2.12.b nous avons reporté quelques uns des spectres enregistrés à la sortie de la DSF, correspondant à une puissance d'entrée de 28.4 dBm et une longueur d'onde de pompe variant de 1550,4 nm à 1555,1 nm. La puissance injectée dans la fibre est mesurée par un puissance mètre placé à la sortie 1% du coupleur 99/1, dont la sensibilité a été préalablement caractérisée en fonction de la longueur d'onde. Ces spectres sont comparés à des spectres issus de simulations. En effet, la Fig. 2.12.a regroupe des spectres résultants de la simulation d'une onde de puissance égale à 29 dBm se propageant dans une fibre DSF ayant les mêmes caractéristiques que celle utilisée dans l'expérience. La longueur d'onde de pompe varie de 1551,3 nm à 1555,8 nm par pas de 0,5 nm. Nous constatons un bon accord entre les spectres simulés et expérimentaux.

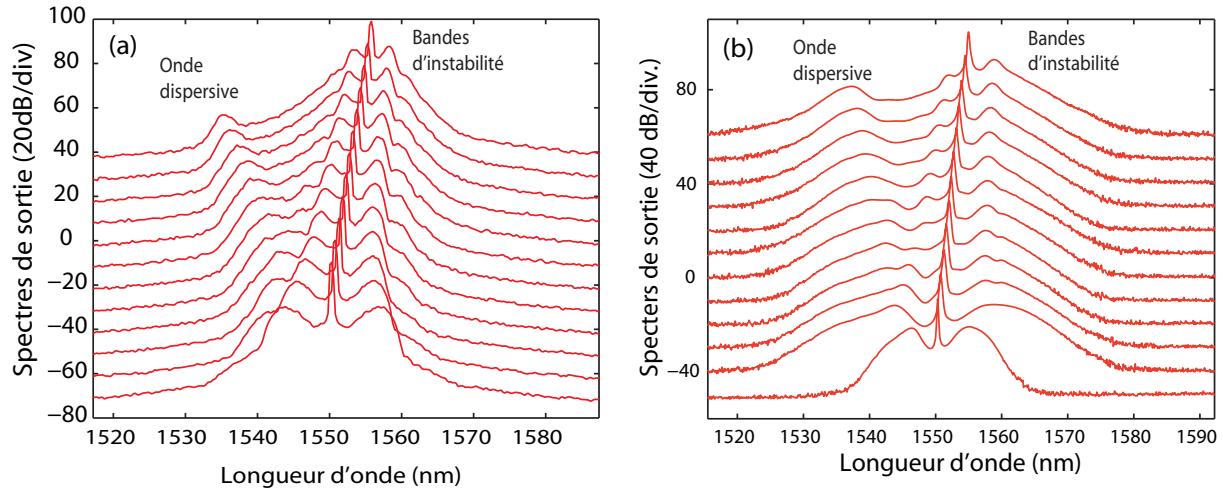


FIGURE 2.12 – (a) Spectres de simulation de la propagation d'une onde continue partiellement cohérente dans une fibre DSF pour différentes longueurs d'onde de pompe s'étalant de 1551,3 à 1555,8 nm par pas de 0,5 nm. La puissance en entrée est fixée à 28,4 dBm. (b) Spectres expérimentaux enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour une puissance d'entrée de 29 dBm et des longueurs d'onde de pompage s'étalant de 1550,4 à 1555,1 nm.

Pour commencer, il est important de déterminer le coefficient non linéaire  $\gamma$  pour chaque fibre à étudier, car notre méthode est basée sur la mesure de la position des bandes d'instabilité et des ondes dispersives. Or ces positions sont déterminées par les relations d'accord de phase (2.3) et (2.5), dépendant de ce coefficient non linéaire  $\gamma$ . Pour cela nous avons utilisé la méthode décrite dans la référence [27] et nous obtenons les valeurs suivantes,

pour la fibre DSF,  $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  et

pour la fibre HNLF,  $\gamma = 11,8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ .

Décrivons maintenant notre méthode de détermination des coefficients de dispersion jusqu'à l'ordre 4. Tout d'abord, nous avons relevé la position des bandes d'instabilité

modulationnelle et des ondes dispersives pour différentes longueurs d'onde de pompe, tout en contrôlant la puissance injectée dans la fibre à tester. Puis, nous avons appliqué une technique de régression non linéaire basée sur un algorithme classique de Gauss-Newton combinant les équations (2.3) et (2.5) afin d'optimiser les valeurs des trois paramètres  $\beta_2$ ,  $\beta_4$  et  $\lambda_0$ , longueur d'onde de dispersion nulle. Les résultats obtenus au final sont reportés dans le tableau Tab. 2.1.

Paramètres	Méthode	DSF	HNLF
ZDW (nm)	mesures	1549,3±0,1	1551,4±0,1
	constructeur	1550	1552
$D$ ps.nm <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup>	mesures	0,0567	-0,0453
$\beta_3(10^{-40}\text{s}^3.\text{m}^{-1})$	mesures	1,15±0,05	0,53±0,01
	constructeur	1,15	0,5
$D_s(\text{ps}.\text{nm}^{-2}.\text{km}^{-1})$	mesures	0,071±0,01	0,033±0,01
	constructeur	0,07	0,033
$\beta_4(10^{-55}\text{s}^4.\text{m}^{-1})$	mesures	-5,7±0,1	-0,65±0,05

TABLE 2.1 – Paramètres de dispersion mesurés et comparés aux données du constructeur.

Enfin, nous avons tracé, sur la Fig. 2.13, les courbes de régression obtenues pour les décalages de fréquence associés à l'instabilité modulationnelle (courbe bleue) et aux ondes dispersives (courbe rouge), autrement dit les solutions des équations (2.3) et (2.5), représentées, respectivement, par les courbes bleue et rouge, en prenant les paramètres déterminés à partir de la méthode de Gauss-Newton.

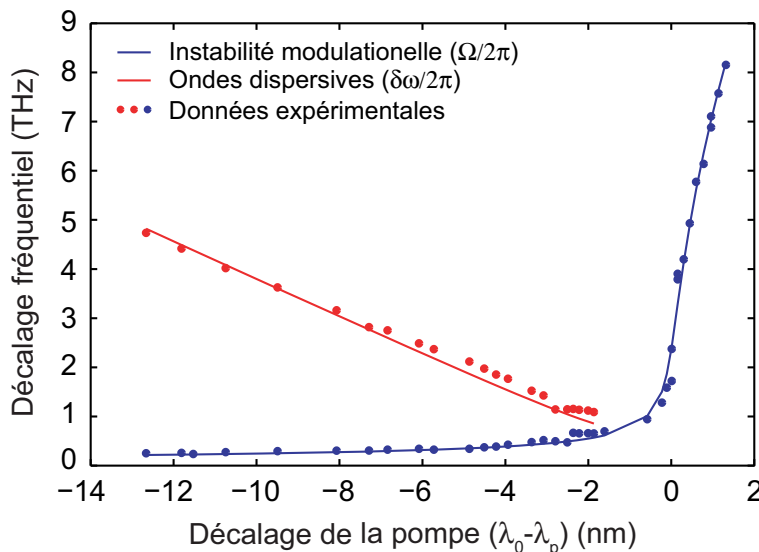


FIGURE 2.13 – Ajustement non linéaire des mesures. Décalages fréquentiels des bandes d'instabilité en bleu et des ondes dispersives en rouge. Les courbes représentent les modèles théoriques tracés avec les paramètres déterminés par l'algorithme de Gauss-Newton. Les points représentent les valeurs expérimentales.



Par comparaison, nous avons reporté les mesures expérimentales correspondantes, c'est-à-dire les positions des bandes d'instabilité et des ondes dispersives, représentées respectivement par les points bleus et rouges. Sur cette figure nous pouvons constater un très bon accord entre résultats expérimentaux et courbes théoriques. Remarquons également une petite divergence entre les mesures expérimentales et les courbes de régression au voisinage de la dispersion nulle, en particulier pour la courbe associée à la génération d'ondes dispersives. Afin d'évaluer l'erreur induite sur la détermination de ces coefficients nous avons calculé leur matrice de corrélation et nous avons vérifié que ces paramètres ne soient pas fortement corrélés, ce qui valide notre technique de résolution combinée. Nous avons également déterminé la matrice de covariance et la déviation standard des paramètres mesurés. Dans le tableau Tab. 2.1 nous avons reporté les valeurs des paramètres suivant :  $D_s = -(2\pi c/\lambda_p^2)\beta_2$  et la pente de dispersion  $D_S = (2\pi c/\lambda_p^2)^2\beta_3$ , et leurs erreurs respectives.

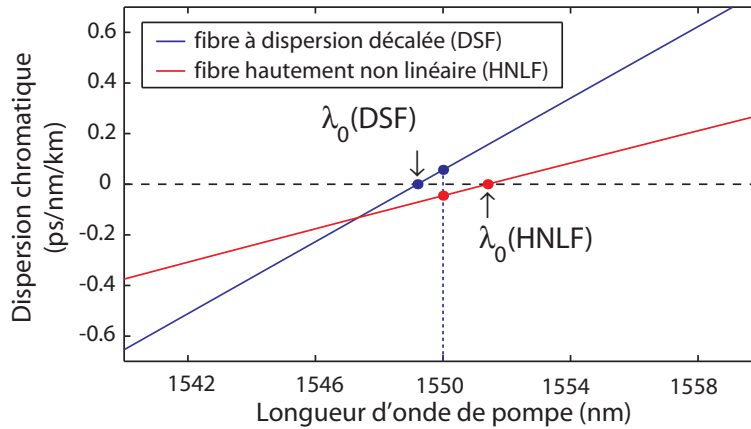


FIGURE 2.14 – Dispersion chromatique mesurée au voisinage de la dispersion nulle pour les fibres à dispersion décalée et hautement non linéaire.

Pour finir, la Fig. 2.14 montre la courbe de dispersion au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle pour les deux fibres conventionnelles étudiées, DSF et HNLF. Cette courbe met en évidence la pente de dispersion plus faible pour la fibre hautement non linéaire.

Dans la partie suivante nous présentons une étude de processus multiple de mélange à quatre ondes. L'expérience réalisée est similaire à l'expérience mise en place pour l'étude de l'instabilité modulationnelle et de la génération d'ondes dispersives, en ajoutant un laser Raman continu.

## 2.4 Processus multiples et indépendants de mélanges à quatre ondes

Au paragraphe 2.1 nous avons présenté une étude des effets de l'instabilité modulationnelle sur une onde continue. Ce phénomène a été assimilé à un processus de mélange à quatre ondes spontané, puisque le processus est initié par du bruit. Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à trois différents types de mélanges à quatre ondes qui se produisent simultanément dans la fibre DSF. Ce phénomène est communément nommé mélange à quatre ondes (FWM) multiple. Lors de la découverte de ce phénomène multiple, les études expérimentales et théoriques s'attachaient à traiter chaque effet séparément [29, 30]. En 1991, Thompson *et al.* ont présenté [31, 32] une expérience mettant en évidence une cascade de mélange à quatre ondes non dégénéré, au premier ordre, faisant apparaître deux bandes latérales par interaction entre deux pompes, puis deux nouvelles bandes latérales par interaction entre les deux premières composantes. Récemment des expériences de cascades multiples ont été présentées montrant une large extension du phénomène, jusqu'à des ordres de cascades élevés [33–35].

Dans cette partie nous présentons un phénomène multiple de mélanges à quatre ondes, différent d'un processus en cascade. Nous distinguons trois processus paramétriques différents, se produisant simultanément dans la fibre optique, tout en restant indépendants. Le premier est illustré par la création de deux bandes latérales de chaque côté de la pompe, issues du même processus d'instabilité modulationnelle que nous avons étudié au paragraphe 2.1. Les deux suivants ne sont pas des phénomènes spontanés et se manifestent à travers la création de deux composantes Stokes, soumises à des conditions d'accord de phase différentes. La première composante est générée à partir de l'interaction entre une pompe et un signal cohérent alors que la seconde est le résultat de l'interaction entre un signal cohérent et un faisceau pompe incohérent. L'utilisation des processus paramétriques, présentant des déphasages importants, a longtemps été négligée pour des applications pratiques telles que la conversion de fréquences, en raison de leur taux d'efficacité faible. Cependant, de récentes recherches ont montré que l'efficacité du mélange à quatre ondes, dans le cas d'un désaccord de phase élevé, est amélioré en présence de gain Raman [36–38]. C'est ce que nous mettrons en évidence dans la seconde partie de ce chapitre.

Dans la dernière partie nous nous intéresserons plus particulièrement à l'interaction entre trois ondes (deux pompes et une composante Stokes), dont l'une est une source de bruit, largement incohérente. Des processus de mélange à quatre ondes mettant en jeu des ondes incohérentes ont déjà été présentés en utilisant des sources partiellement cohérentes [39, 40]. Cependant, ce n'est que récemment que l'utilisation d'une source de bruit ASE, largement incohérente, a mené à des observations similaires [41]. Enfin nous montrerons que les composantes Stokes issues d'un tel processus sont plus étroites que l'onde signal avec laquelle l'accord de phase est réalisé.

Ce travail a été réalisé en collaboration avec Jochen Schroeder et Stéphane Coen du département de physique de l'Université d'Auckland en Nouvelle Zélande, et il a fait

l'objet d'une présentation à *European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference* à Munich en Juin 2007.

### 2.4.1 Accord et désaccord de phase

Généralement il est plus aisé d'observer, dans des systèmes à fibres optiques, des processus multiples de mélange à quatre ondes quand les conditions d'accord de phase imposées sont vérifiées. En effet, l'équation du gain (2.4) rappelée dans le second chapitre montre que l'efficacité du mélange à quatre ondes décroît significativement pour de forts désaccords de phase. Dans cette partie nous présentons trois processus indépendants de mélanges à quatre ondes dans une fibre à dispersion décalée.

La Fig. 2.15 montre le schéma de l'expérience de mélange à quatre ondes multiple. Un

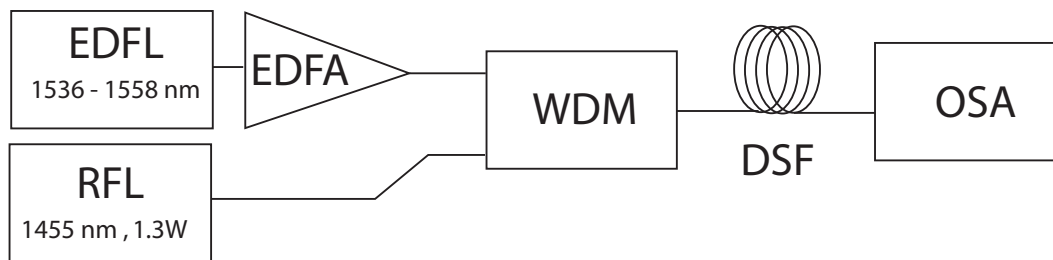


FIGURE 2.15 – Schéma de l'expérience. EDFL, *Erbium Doped Fiber Laser* : laser à fibre dopée Erbium, EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier* : amplificateur à fibre dopée Erbium, RFL, *Raman Fiber Laser* : laser Raman à fibre, WDM, *Wavelength Division Multiplexer* : multiplexeur en longueurs d'onde, DSF, *Dispersion-Shifted Fiber* : fibre à dispersion décalée, OSA, *Optical Spectrum Analyzer* : analyseur de spectre optique.

laser Raman (RFL) continu de longueur d'onde 1455 nm et un laser à fibre dopée Erbium (EDFL), accordable en longueurs d'onde de 1535 nm à 1565 nm sont injectés dans une fibre à dispersion décalée de 3,1 km via un multiplexeur en longueurs d'onde 1450/1550. Le laser EDFL est amplifié avec un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) avant l'injection dans la fibre. Cet amplificateur présente une puissance de sortie maximale de 33 dBm et une large bande d'émission spontanée amplifiée (ASE). Les puissances de sortie du laser Raman et de l'amplificateur EDFA sont égales, respectivement, à 1,3 W et 0,5 W. Bien que la puissance relative entre le laser EDFL et l'émission spontanée ne soit pas constante, nous conserverons la puissance du laser EDFL à un niveau constant, en considérant que la fluctuation de ce rapport de puissance est suffisamment petite pour être négligeable. La longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre DSF est égale à 1549,2 nm et la pente de dispersion à cette longueur d'onde est égale à 0,071 ps.nm<sup>-2</sup>.km<sup>-1</sup>. Cette fibre est identique à celle utilisée dans les expériences des parties précédentes et ses propriétés sont présentées dans le tableau Tab. 2.1.

La Fig. 2.16 présente les spectres enregistrés par l'analyseur de spectre optique à la sor-

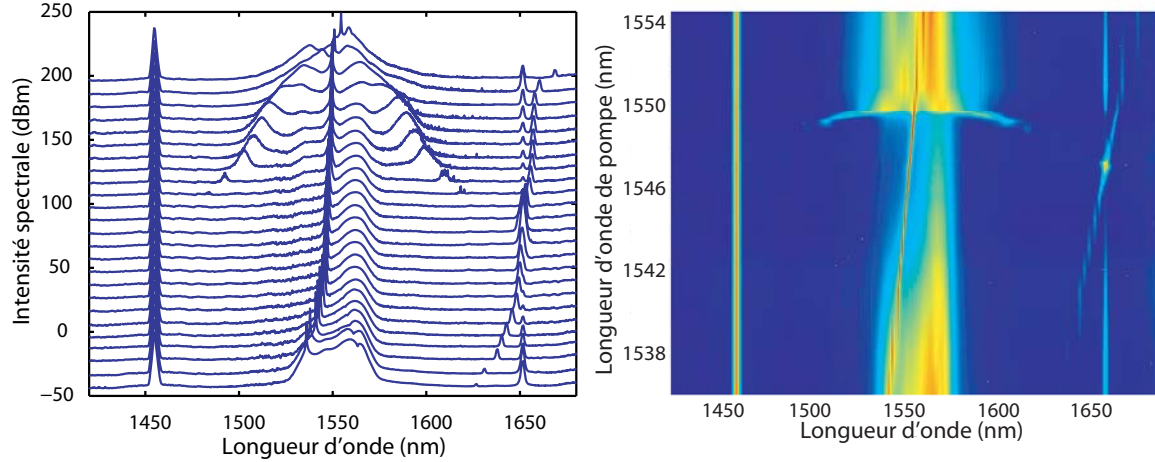


FIGURE 2.16 – (a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour différentes longueurs d'onde du laser Raman, s'étalant de 1536 nm à 1557,75 nm. Les puissances de sortie du laser Raman et de l'amplificateur EDFA sont égales, respectivement, à 1,3 W et 0.5 W. (b) Représentation en fausse couleur des spectres de la même figure.

tie de la fibre DSF, pour différentes longueurs d'onde du laser EDFL. Comme ce laser peut émettre un rayonnement dans les deux régimes de dispersion, normal et anormal, différents effets de mélanges à quatre ondes peuvent être observés. Sur cette figure nous voyons apparaître de nouvelles fréquences optiques générées au voisinage de la longueur d'onde du laser à fibre et vers les grandes longueurs d'onde. C'est la première fois, à notre connaissance, que trois phénomènes de mélanges à quatre ondes indépendants sont observés simultanément dans une fibre optique. Notons également que l'identification de chaque phénomène est aisée car les ondes issues de ces effets sont distinctes. En premier lieu remarquons les larges bandes latérales de chaque côté de la pompe EDFL pour de grandes valeurs de la longueur d'onde de sortie du laser. Il s'agit de bandes d'instabilité modulationnelle, identiques à celles observées précédemment. Nous avons vu que l'existence de ces ondes est régi par des conditions d'accord de phase. A partir de la relation d'accord de phase 2.3 et de l'expression du gain paramétrique 2.4, rappelées dans la deuxième partie de ce chapitre, les conditions d'accord de phase mènent à deux inégalités,

$$\beta_2 + \frac{\beta_4}{12}\Omega^2 < 0 \quad (2.7)$$

$$|\beta_2 + \frac{\beta_4}{12}\Omega^2|\Omega^2 < 4\gamma P \quad (2.8)$$

où  $\beta_2$  et  $\beta_4$  sont les coefficients de dispersion de second et quatrième ordres,  $\gamma$  est le coefficient non linéaire de la fibre et  $P$  est la puissance crête à l'entrée de la fibre.  $\Omega = \omega_p - \omega_S = \omega_{AS} - \omega_p$  est la différence entre la pulsation de la pompe et la pulsation de l'onde Stokes  $\omega_S$  ou anti-Stokes  $\omega_{AS}$ . Ces deux inégalités définissent, pour chaque valeur de  $\beta_2$ , le domaine d'existence des bandes d'instabilité. Remarquons alors qu'en fort régime

de dispersion normale la région spectrale d'existence des bandes d'instabilité sera étroite, alors qu'en léger régime de dispersion anormal cette région s'élargit significativement [5].

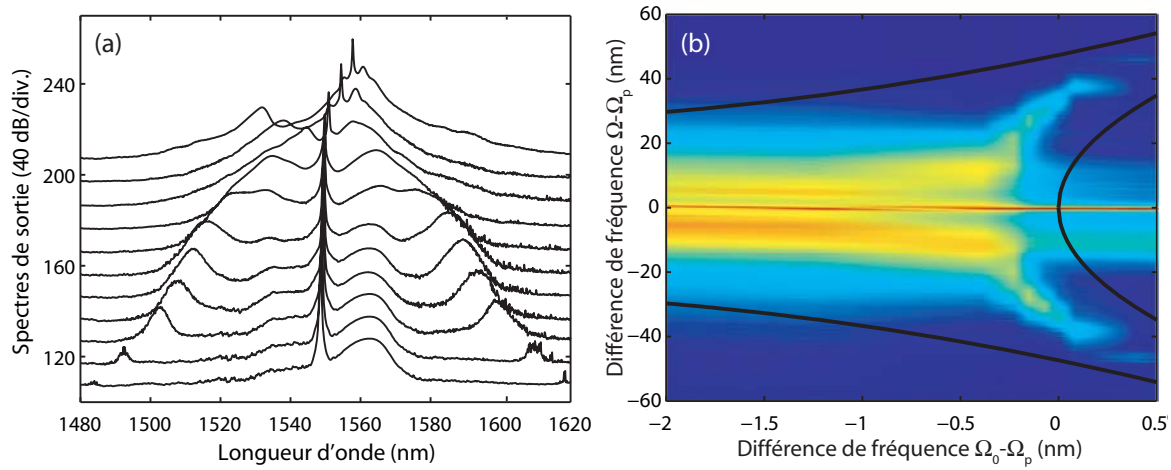


FIGURE 2.17 – (a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour différentes longueurs d'onde du laser Raman, s'étalant de 1548.5 nm à 1557,75 nm. (b) Représentation en fausse couleur des spectres de la même figure.

Les Fig. 2.17.a et 2.17.b montrent un agrandissement des Fig. 2.16.a et 2.16.b pour de grandes longueurs d'onde du laser à fibre. Sur la Fig. 2.17.b, les courbes en pointillés et en trait plein indiquent les limites définies par les inégalités (2.7) et (2.8), respectivement. Cette figure permet de montrer le bon accord entre théorie et expérience, puisque les composantes Stokes sont bien situées à l'intérieur des limites définies par les équations d'accord de phase et de gain paramétrique.

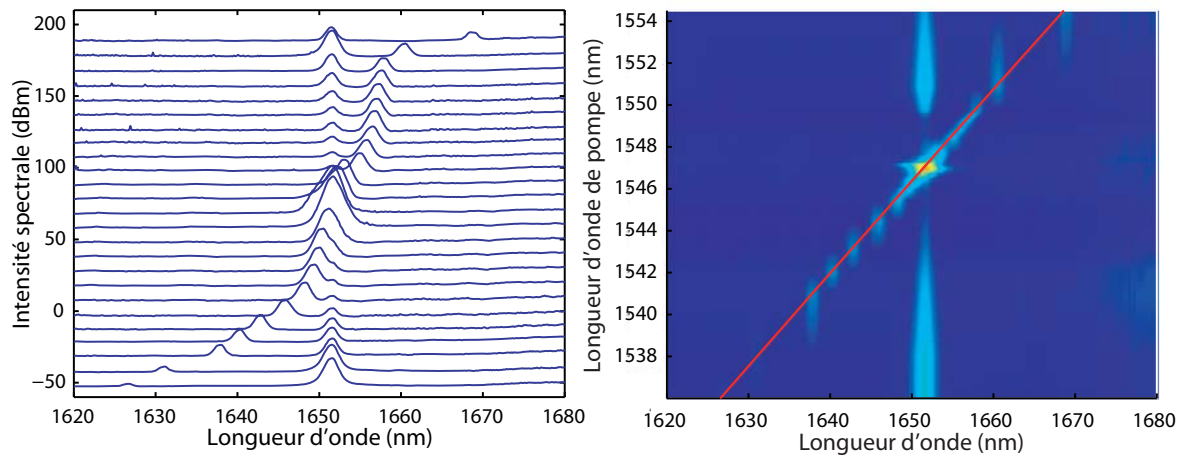


FIGURE 2.18 – (a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF pour différentes longueurs d'onde du laser Raman, s'étalant de 1536 nm à 1557,75 nm. (b) Représentation en fausse couleur des spectres de la même figure.

En second lieu, la Fig. 2.16 montre deux bandes créées vers les grandes longueurs d'onde. Les Fig. 2.18.a et 2.18.b sont des agrandissements des Fig. 2.16.a et 2.16.b autour de ces composantes. La position de l'une des deux ondes varie en fonction de la longueur d'onde du laser EDFL alors que la position de la seconde est fixe quelque soit la longueur d'onde du laser EDFL. Pour faciliter notre analyse, nous nommerons la première onde, S1 et la seconde, S2. Sur la Fig. 2.18.a nous avons tracé la courbe des longueurs d'onde vérifiant la condition de conservation d'énergie  $\omega = 2\omega_{\text{EDFL}} - \omega_{\text{RFL}}$ . Cette courbe est superposée avec les positions de l'onde S1, ce qui montre que cette composante est issue du mélange à quatre ondes entre les deux lasers EDFL et RFL. Cette onde est générée sur une plage de longueurs d'onde s'étalant de 1627 nm à 1668 nm.

L'origine de l'onde S2, générée autour de 1651 nm quelque soit la longueur d'onde du laser EDFL, n'est pas évidente. La première hypothèse serait de penser que le laser à fibre dopée Erbium n'intervient pas dans la création de l'onde S2. Si nous considérons que S2 est issu d'un processus de mélange à quatre ondes dégénéré, mettant en jeu le laser Raman, la position de la pompe est définie à partir de la condition de conservation d'énergie  $\omega_{\text{pompe}} = (\omega_{\text{RFL}} + \omega_{\text{S2}})/2$ . Nous trouvons alors une pompe située à 1547 nm, située dans la bande d'ASE. Ainsi, l'onde S2 est créée par mélange à quatre ondes entre le laser Raman et une composante de la bande d'ASE issue de l'amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA).

Afin de valider nos hypothèses, nous avons calculé le déphasage des ondes pour les deux processus. La relation d'accord de phase doit tenir compte des puissances des lasers RFL et EDFL et s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta k = \beta_2 \Omega^2 + \frac{\beta_4}{12} \Omega^4 + \gamma(2P_{\text{pompe}} - P_{\text{RFL}}) \quad (2.9)$$

où  $P_{\text{pompe}}$  est la puissance du laser EDFL et  $\Omega = \omega_{\text{EDFL}} - \omega_{\text{S1}}$  pour le premier processus et  $\Omega = (\omega_{\text{S2}} - \omega_{\text{RFL}})/2$  pour le second.

Dans l'expression (2.9) nous avons utilisé les valeurs suivantes :  $\beta_2 = 2,81 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta_4 = -5,7 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4 \text{ m}^{-1}$ ,  $P_{\text{pompe}} = 0,5 \text{ W}$  et  $P_{\text{RFL}} = 1,3 \text{ W}$  pour tracer les courbes en pointillés des Fig. 2.19.a et 2.19.b. Sur les Fig. 2.19.a et 2.19.b les puissances respectives des ondes S1 et S2 sont représentées en fonction de l'écart spectral entre les deux sources laser,  $\delta\nu = \nu_{\text{EDFL}} - \nu_{\text{RFL}}$ . Sur ces figures les déphasages  $\Delta k$  associés aux ondes S1 et S2 sont également tracés en fonction de  $\delta\nu$ . La courbe de puissance de l'onde S1 présente un maximum pour une différence spectrale  $\delta\nu = -12,3 \text{ THz}$ . Cette différence correspond à la longueur d'onde 1547 nm, c'est-à-dire à la position de la pompe dans le processus de mélange à quatre ondes à l'origine de la génération de l'onde stationnaire S2. Pour des déphasages plus importants la puissance de l'onde S1 est beaucoup plus faible, situées autour de -45 dBm. La courbe de déphasage est presque linéaire et s'annule pour  $\delta\nu = -12,3 \text{ THz}$ . Notons que le maximum de puissance n'est pas atteint à l'accord de phase parfait. Cet écart peut être du au choix de la valeur du coefficient  $\beta_2$ , constant

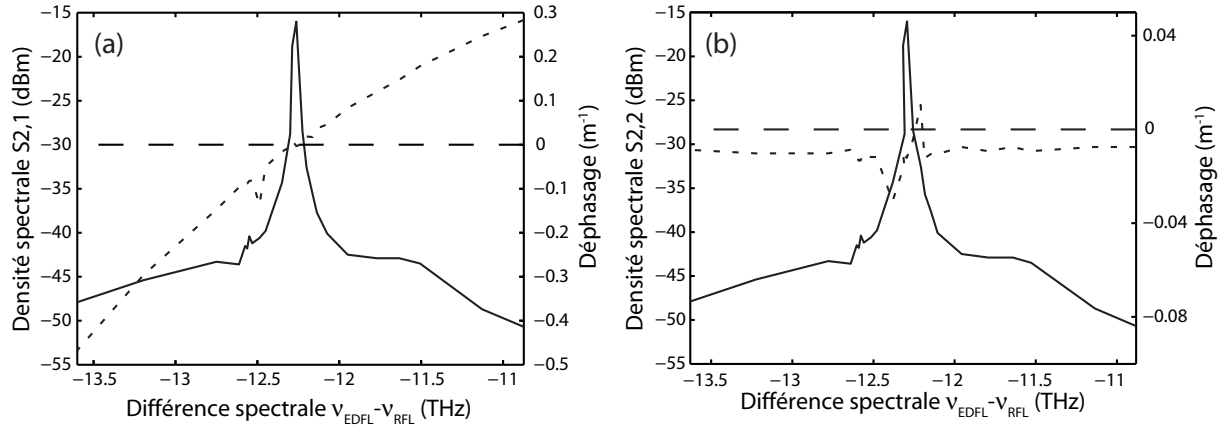


FIGURE 2.19 – Puissance de l’onde Stokes (a) S1 et (b) S2 (en trait plein) en fonction de l’écart spectral entre les lasers EDFL et RFL. Courbe d’accord de phase (en pointillés) associé au mélange à quatre ondes (a) entre les lasers EDFL et RFL et (b) entre le laser Raman et la source ASE. Sur les deux figures les tirets indiquent la position du déphasage nul.

et calculé à partir du coefficient de dispersion de troisième ordre  $\beta_3 = 1,15 \cdot 10^{-40} \text{s}^3 \cdot \text{m}^{-1}$  à la longueur d’onde 1547 nm. Nous pouvons également observer que l’onde S1 atteint des puissances relativement élevées, même pour des déphasages importants. En examinant l’expression du gain paramétrique nous nous serions attendu, au contraire, à une décroissance de la puissance lorsque le déphasage augmente. Cette efficacité de conversion s’explique par la présence d’effets non paramétriques dont nous n’avons pas tenu compte dans notre analyse. La Fig. 2.19.a montre que l’écart spectral entre le laser à fibre et l’onde S1 varie de 11 THz à 13 THz lors de l’expérience. S1 se trouve donc dans la bande de gain Raman du laser EDFL. En 1999, Sylvestre *et al.* ont observé un phénomène similaire où un mélange à quatre ondes présentant un important désaccord de phase est amplifié par diffusion Raman stimulée [36]. La diffusion Raman brise la symétrie du processus de mélange à quatre ondes dégénéré qui, sans Raman, transfère une énergie égale, aux composantes du laser Raman et de l’onde Stokes S1. L’effet est amplifié lorsque la position de S1 coïncide avec le maximum du gain Raman. En effet, sur les Fig. 2.19.a et 2.19.b les courbes de puissances présentent une forte puissance autour de la différence de fréquence  $\delta\nu = -13$  THz. Sur la Fig. 2.19.b la courbe d’accord de phase est maximale pour la même valeur de  $\delta\nu$  que dans le cas de l’onde S1. En fait, nous voyons, sur la Fig 2.18, que les ondes S1 et S2 fusionnent pour n’en former qu’une seule, de forte puissance. Par contre le comportement de l’onde S2 est totalement différent de celui de l’onde S1, en fonction de la longueur d’onde du laser EDFL. En effet, sur la Fig. 2.19.b nous observons une première augmentation de la puissance de l’onde S1 en fonction de la longueur d’onde du laser EDFL  $\lambda_{\text{EDFL}}$ , jusqu’à  $\delta\nu = -12.7$  THz, puis une diminution jusqu’à environ  $\delta\nu = -12.2$  THz. Ensuite la puissance augmente à nouveau pour atteindre son maximum avant de diminuer jusqu’à  $\delta\nu = -11.9$  THz avant d’entamer une nouvelle phase de croissance. Remarquons également que, lors de ces phases de croissance,

la courbe de déphasage reste constante, alors qu'elle présente une variation linéaire dans la région du pic de puissance. Ce phénomène peut être attribué au fait que les deux ondes S1 et S2 fusionnent à 1651.6 nm. Le déphasage calculé est alors celui de l'onde S1. Ainsi, l'onde S2 est issue d'un mélange à quatre ondes dégénéré entre le laser Raman et la source ASE. Sa longueur d'onde est fixe quelque soit la longueur d'onde du laser à fibre dopée Erbium (EDFL). Ce phénomène est intéressant car il montre un processus de mélange à quatre ondes possible entre un signal étroit et une pompe incohérente. Le mélange à quatre ondes mettant en jeu une pompe partiellement incohérente a déjà été observé mais les effets en étaient limités [42] ou l'incohérence était portée par le signal. Afin de vérifier nos interprétations nous avons mis en place une expérience utilisant uniquement la source de bruit ASE, sans le laser EDFL.

### 2.4.2 Mélange à quatre ondes avec une pompe incohérente

Le processus de mélange à quatre ondes a fait l'objet de nombreuses études mais la plupart de ces travaux se sont limités à ne considérer que des ondes parfaitement cohérentes. En 1998, Jang *et al.* ont prédit l'interaction efficace de deux pompes incohérentes, qui présenterait 6 dB d'augmentation en comparaison avec une interaction entre pompes cohérentes [42]. Puis, Cavalcanti *et al.* et Sauters *et al.* se sont intéressés à l'instabilité modulationnelle d'une onde partiellement incohérente [10, 39]. Enfin, d'autres études ont montré la conversion possible de fréquence par mélange à quatre ondes dégénéré avec un faisceau pompe très cohérent et un signal ASE, très incohérent [40]. Contrairement à ces études, nous nous intéressons, ici, au processus mettant en jeu une source de bruit ASE. L'expérience présentée est sensiblement la même que la précédente et elle est schématisée sur la Fig. 2.20. La principale différence avec la partie précédente est la déconnexion du laser à fibre.

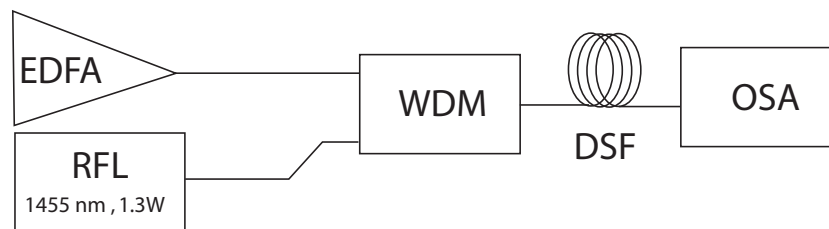


FIGURE 2.20 – Schéma de l'expérience du mélange à quatre ondes dégénéré à partir d'une source de bruit ASE à large bande spectrale, totalement incohérente.

Les spectres à la sortie de la fibre DSF sont enregistrés sur l'analyseur de spectre optique, pour différentes puissances du laser Raman ( $P_{\text{Raman}}$ ) et de la source ASE ( $P_{\text{ASE}}$ ).

Sur la Fig. 2.21.a les spectres en pointillés et en trait plein ont été enregistrés pour une puissance de la source ASE égale à 30 dBm et deux puissances différentes du laser Raman



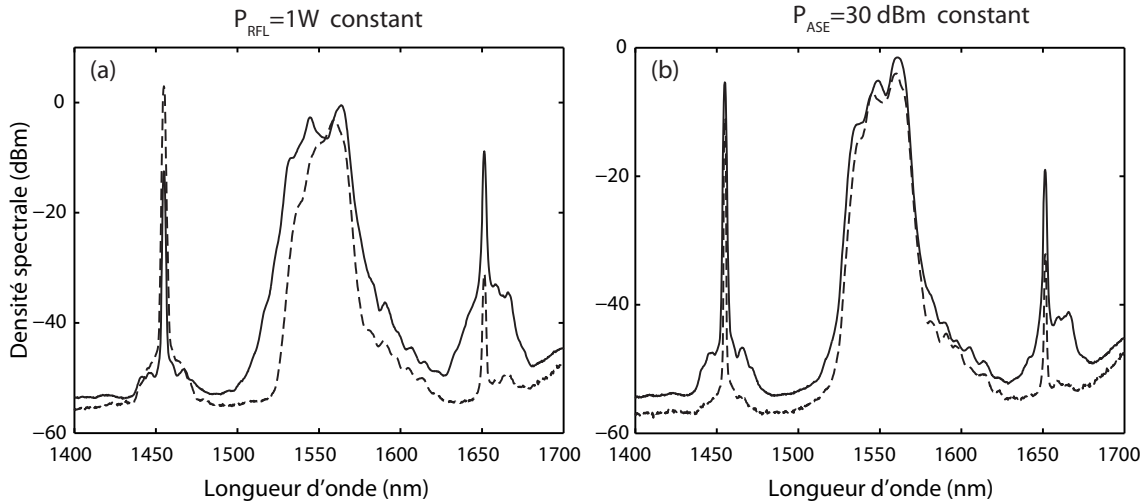


FIGURE 2.21 – Spectres de mélange à quatre ondes entre le laser Raman et la source de bruit ASE (a) pour  $P_{ASE}$  égale à 30 dBm et  $P_{Raman}$  égale à 100 et 900 mW et (b) pour  $P_{Raman}$  fixée à 1W et  $P_{ASE}$  égale à 25 et 33 dBm.  $P_{ASE}$  est la puissance de la source ASE et  $P_{Raman}$  est la puissance du laser Raman.

égales, respectivement, à 100 mW et 900 mW. La Fig. 2.21.b présente deux spectres, en pointillés et en trait plein, enregistrés pour une puissance  $P_{Raman}$  fixée à 1W et deux puissances  $P_{ASE}$  égale, respectivement, à 25 dBm et 33 dBm. Le spectre de la source ASE est centré à 1550 nm et sa largeur, égale à environ 45 nm, est dépendante de la puissance de l'amplificateur EDFA. Les spectres montrent qu'une onde Stokes est créée à 1651.6 nm. Cette composante est similaire à l'onde S2 du paragraphe précédent. Elle est issue du mélange à quatre ondes entre une composante de la source de bruit ASE et le laser Raman. A partir des conditions de conservation d'énergie et d'accord de phase nous avons montré précédemment que la composante fréquentielle qui joue le rôle de pompe dans ce processus est située à 1547 nm, à l'intérieur de la bande d'ASE.

Les graphiques des Fig. 2.21.a et 2.21.b révèlent que la puissance de l'onde Stokes ainsi créée croît en même temps que la puissance de la source ASE et du laser Raman. De plus la Fig. 2.21.b montre que la puissance du laser Raman décroît lorsque la puissance de la source ASE croît. C'est un résultat surprenant car, dans un processus paramétrique, les deux ondes signal et idler sont amplifiées. C'est pourquoi nous devrions observer une forte puissance du laser Raman lorsque la puissance de la source ASE augmente.

Cette différence peut s'expliquer par l'asymétrie introduite par la diffusion Raman stimulée. En effet, comme la diffusion Raman entraîne un transfert d'énergie unilatérale des courtes vers les grandes longueurs d'onde, les ondes Stokes seront plus puissantes que les ondes anti-Stokes, ainsi le transfert d'énergie efficace s'effectue des ondes anti-Stokes vers les ondes Stokes [36].

La puissance de l'onde Stokes en fonction des puissances  $P_{Raman}$  et  $P_{ASE}$  est représentée sur les Fig. 2.22.a et 2.22.b, respectivement, en unité logarithmique. La Fig. 2.22.a montre

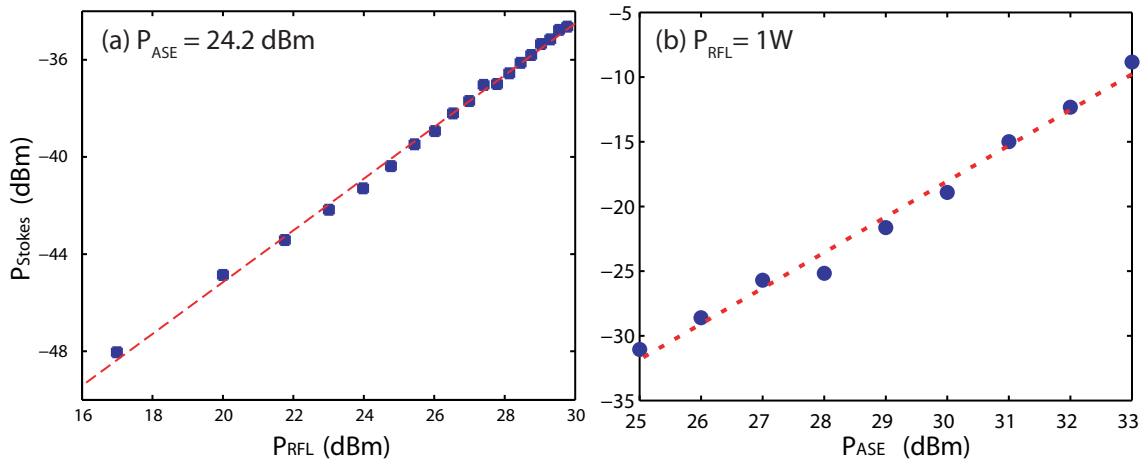


FIGURE 2.22 – (a) Puissance de l'onde Stokes en fonction de la puissance du laser Raman, avec une puissance de la source ASE constante, égale à 24.2 dBm. (b) Puissance de l'onde Stokes en fonction de la puissance de la source ASE, avec une puissance du laser Raman constante, égale à 1 W.

la puissance de l'onde Stokes pour une puissance du laser Raman variant de 50 mW à 1 W et une puissance de la source ASE égale à 24.2 dBm. Remarquons, sur cette figure, que la courbe est une droite avec une pente d'environ 1,1, ce qui signifie que la puissance Stokes dépend linéairement de la puissance du laser Raman. La Fig. 2.22.b montre la puissance de l'onde Stokes pour une puissance de la source ASE variant de 25 dBm à 33 dBm et une puissance du laser Raman égale à 1 W. La puissance de l'onde Stokes croît donc exponentiellement avec la puissance  $P_{ASE}$ .

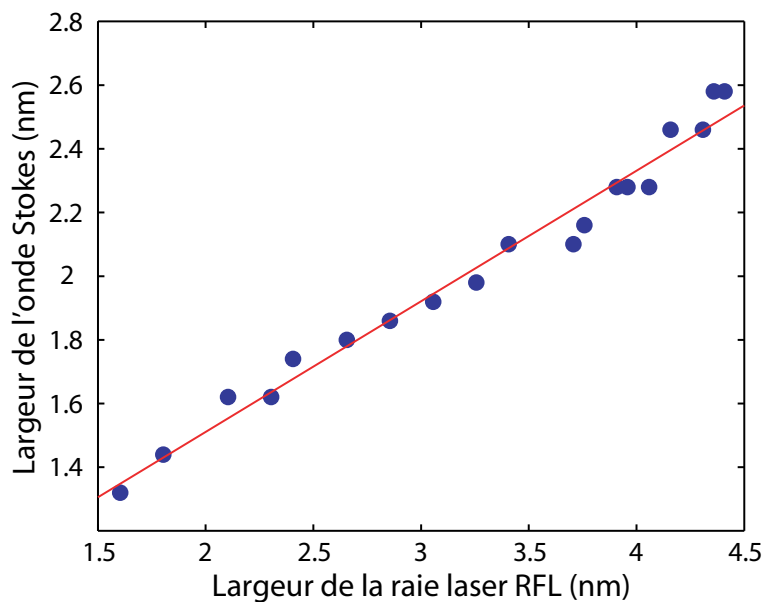


FIGURE 2.23 – Largueur spectrale de l'onde Stokes en fonction de la largeur de raie du laser Raman.

Un autre propriété du processus de mélange à quatre ondes incohérent se révèle en observant la largeur spectrale des ondes Stokes. Pour une largeur et une puissance constantes de la source ASE, la largeur des ondes Stokes dépend linéairement de la largeur du spectre du laser Raman. Le spectre des ondes Stokes restant, tout de même, plus étroit que celui du laser Raman, comme la Fig. 2.23 le montre. Cependant, cela reste vrai uniquement pour de faibles puissances de l'amplificateur. Sur la Fig. 2.21 le spectre des ondes Stokes est clairement plus large que celui du laser Raman. La largeur du gain paramétrique, qui est responsable de la création des ondes Stokes, dépend de la puissance de pompe, et du déphasage. Pour de faibles puissances de pompe, comme c'est le cas sur la Fig. 2.23 la largeur peut être plus petite que la largeur du signal laser, entraînant la génération d'une Stokes plus étroite que l'onde signal.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude expérimentale et théorique, en régime continu, des effets d'instabilité modulationnelle et de génération d'ondes dispersives. Tout d'abord l'instabilité modulationnelle est définie comme l'interaction entre la dispersion chromatique et les effets non linéaires du milieu dans lequel se propage une onde lumineuse continue intense. Elle est décrite, d'un point de vue temporel, comme la brisure d'une onde continue en un train d'impulsions ultracourtes, qui en évoluant vers un état stable, créent une radiation continue vers les courtes longueurs d'onde, appelée aussi « onde dispersive ». D'un point de vue spectral, l'instabilité modulationnelle se manifeste par l'apparition de bandes, dites « d'instabilité », de chaque côté de la pompe. Les simulations sont basées sur l'équation non linéaire de Schrödinger et la méthode de Fourier itérative et nous avons utilisé un modèle à diffusion de phase pour reproduire le plus fidèlement possible le caractère partiellement cohérent de la pompe. Lors de nos expériences et simulations nous avons pu observer un phénomène rare d'inversion d'asymétrie des bandes latérales d'instabilité.

D'autre part, les deux phénomènes physiques décrits ne se produisent que sous certaines conditions, ce qui requiert un choix spécifique de la puissance incidente en fonction des caractéristiques de la fibre. Ces conditions sont définies par des relations d'accord de phase rappelées ici et qui sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et numériques.

Enfin, cette étude a permis de mettre en place une nouvelle méthode de mesure des coefficients de dispersion jusqu'à l'ordre 4. Cette méthode est basée sur les relations d'accord de phase et sur une technique d'ajustement non linéaire de Gauss-Newton. Elle a fait l'objet d'un article dans la revue *Photonics Technology Letters* en septembre 2006 [28].

Dans la dernière partie de ce chapitre nous avons présenté un processus multiple de mélanges à quatre ondes pour lequel nous avons pu observer chaque phénomène indépendamment des autres. À partir de la relation d'accord de phase nous avons iden-

---

tifié un processus d'instabilité modulationnelle entraînant la génération de deux bandes latérales de chaque côté de la pompe centrale. Nous avons alors pu montrer la cohérence entre la position expérimentale des bandes latérales d'instabilité et la position analytique calculée à partir de la relation d'accord de phase et du gain paramétrique.

Puis deux autres processus de mélange à quatre ondes ont été identifiés comme des processus dégénérés pour lesquels le déphasage est très différent. En effet, dans le premier cas l'onde Stokes est générée à différentes longueurs d'onde, en fonction de la longueur d'onde de sortie du laser pompe. Ce processus ne s'établit pas en accord de phase parfait mais il est efficace car il est assisté par la diffusion Raman stimulée.

Dans le second cas l'onde Stokes est générée à la même longueur d'onde, quelque soit la longueur d'onde du laser à fibre. Ce processus est efficace car les ondes mises en jeu vérifient les conditions d'accord de phase, en raison de la proximité du zéro de dispersion. Enfin, ce processus montre la possibilité d'un mélange à quatre ondes avec une pompe totalement incohérente, que nous avons étudié plus précisément dans une seconde partie. Pour de faibles puissances de la pompe incohérente nous avons observé que l'onde Stokes est plus étroite que l'onde signal. En conclusion cette étude peut mener à l'utilisation plus vaste des mélanges à quatre ondes présentant de forts déphasages, dans des applications typiques de conversion de fréquence. Le processus multiple observé dans ce chapitre pourrait également apporter des informations pour comprendre des systèmes dans lesquels plusieurs effets de mélanges à quatre ondes coexistent simultanément, en particulier dans le cas de la génération de supercontinuum, où l'élargissement spectral est causé par l'interaction entre des processus paramétriques et Raman.

Dans le chapitre suivant la génération d'ondes dispersives vers les courtes longueurs d'onde est mise à profit pour l'élargissement spectral d'un faisceau laser nanoseconde dans une fibre optique hautement non linéaire. L'importance de ce phénomène lors de la génération de supercontinuum est mise en évidence et optimisée par le choix d'une fibre aux propriétés adéquates.

## Bibliographie

- [1] A. Hasegawa, “Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers,” *Opt. Lett.* **9**(7), 288 (1984).
  - [2] K. Tai, A. Hasegawa, et A. Tomita, “Observation of Modulation Instability in Optical Fibers,” *Phys. Rev. Lett.* **56**(2), 135–138 (1986).
  - [3] S. Pitois et G. Millot, “Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber,” *Opt. Com.* **226**, 415–422 (2003).
  - [4] G. Millot, S. Pitois, P. T. Dinda, et M. Haelterman, “Observation of modulational instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive bimodal fiber,” *Opt. Lett.* **22**(22), 1686–1688 (1997).
  - [5] J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, et P. S. J. Russell, “Scalar modulation instability in the normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* **28**(22), 2225 – 2227 (2003).
  - [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Optics and Photonics, 2007).
  - [7] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, et S. Pitois, “Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers,” *Opt. Expr.* **12**, 2838 (2004).
  - [8] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, et S. Coen, “The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation,” *Opt. Express* **13**(17), 6615 (2005).
  - [9] B. Barviau, S. Randoux, et P. Suret, “Spectral broadening of a multimode continuous-wave optical field propagating in the normal dispersion regime of a fiber,” *Opt. Lett.* **31**(11), 1696 (2006).
  - [10] S. B. Cavalcanti et G. P. . Agrawal, “Noise amplification in dispersive media,” *Phys. Rev. A* **51**(5), 4086–4092 (1995).
  - [11] M. H. Frosz, O. Bang, et A. Bjarklev, “Soliton collision and Raman gain regimes in continuous-wave pumped supercontinuum generation,” *Opt. Expr.* **14**(20), 9391–9409 (2006).
  - [12] C. Henry, “Theory of the linewidth of SC Lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **18**(2), 159–164 (1982).
  - [13] S. Cavalcanti, J. Cressoni, H. da Cruz, et A. Gouveia-Neto, “Modulation instability in the region of minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers via an extended nonlinear Schrödinger equation,” *Phys. Rev. A* **43**(11), 6162–6165 (1991).
-

- 
- [14] F. K. Abdullaev et S. A. Darmanyan, "Modulational instability in optical fibers near the zero dispersion point," *Opt. Com.* **108**(1-3), 60–64 (1994).
- [15] M. E. Marhic, K. K.-Y. Wong, et L. G. Kazovsky, "Wide-Band Tuning of the Gain Spectra of One-Pump Fiber Optical Parametric Amplifiers," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10**(5), 1133–1141 (2004).
- [16] P. L. . Chu et C. Desem, "Mutual interaction between solitons of unequal amplitudes in optical fibre," *Electron. Lett.* **21**, 228 (1985).
- [17] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, et H. H. Chen, "Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers," *Opt. Lett.* **11**(7), 464 (1986).
- [18] I. Cristiani, R. Tediosi, L. Tartara, et V. Degiorgio, "Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers," *Opt. Express* **12**(1), 124 (2004).
- [19] J. M. Dudley, G. Genty, et S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
- [20] N. Akhmediev et M. Karlsson, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers," *Phys. Rev. A* **51**(3), 2602–2607 (1995).
- [21] S. E. Mechels, J. B. Schlager, et D. L. Franzen, "Accurate Measurements of the Zero-Dispersion Wavelength in Optical Fibers," *J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol.* **102**(3), 333–347 (1997).
- [22] J. Y. Lee et D. Y. Kim, "Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber usingspectral white light interferometry," *Opt. Express* **14**(24), 11,608–11,615 (2006).
- [23] K. Kim et R. Stolen, "Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers," *Opt. Lett.* **19**(4), 257–259 (1994).
- [24] M. Artiglia, E. Ciaramella, et S. B., "Using modulation instability to determine Kerr coefficient in optical fibres," *Elec. Lett.* **31**(12), 1012 (1995).
- [25] H. Chen, "Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing," *Opt. Commun.* **220**, 331–335 (2003).
- [26] J. Fatome, S. Pitois, et G. Millot, "Measurement of nonlinear and chromatic dispersion parameters of optical fibers using modulation instability," *Optical Fiber Technology*, Elsevier Inc. (2006).
- [27] C. Mazzali, D. Grosz, et H. Fragnito, "Simple method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero dispersion wavelength of optical fibers," *Photon. Technol. Lett.* **11**(2), 251 (1999).
-

- 
- [28] B. Auguie, A. Mussot, A. Boucon, E. Lantz, et T. Sylvestre, "Ultralow chromatic dispersion measurement of optical fibers with a tunable fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**(17), 1825–1827 (2006).
- [29] Y. Chen et A. W. Snyder, "Four-photon parametric mixing in optical fibers : effect of pump depletion," *Opt. Lett.* **14**(1), 87–89 (1989).
- [30] G. Cappellini et S. Trillo, "Third-order three-wave mixing in single-mode fibers : exact solutions and spatial instability effects," *J. Opt. Soc. Am. B* **8**(4), 824–838 (1991).
- [31] J. R. Thompson et R. Roy, "Multiple four-wave mixing process in an optical fiber," *Opt. Lett.* **16**(8), 557–559 (1991).
- [32] J. R. Thompson et R. Roy, "Nonlinear dynamics of multiple four-wave mixing processes in a single-mode fiber," *Phys. Rev. A* **43**(9), 4987–4996 (1991).
- [33] C. J. McKinstrie et M. G. Raymer, "Four-wave-mixing cascades near the zero-dispersion frequency," *Opt. Express* **14**(21), 9600–9610 (2006).
- [34] A. C. Sodre, J. M. C. Boggio, A. A. Rieznik, H. E. Hernandez-Figueroa, H. L. Fragnito, et J. C. Knight, "Highly efficient generation of broadband cascaded four-wave mixing products," *Opt. Express* **16**(4), 2816–2828 (2008).
- [35] A. Carrasco-Sanz, S. Martín-López, M. González-Herráez, P. Corredera, M. L. Hernanz, et L. Abrardi, "Generation of a reference frequency comb by cascaded four-wave mixing enhanced by Raman amplification," *Opt. Com.* **281**(10), 2948–2953 (2008).
- [36] T. Sylvestre, H. Maillotte, E. Lantz, et P. T. Dinda, "Raman-assisted parametric frequency conversion in a normally dispersive single-mode fiber," *Opt. Lett.* **24**(22), 1561–1563 (1999).
- [37] S. Coen, D. A. Wardle, et J. D. Harvey, "Observation of Non-Phase-Matched Parametric Amplification in Resonant Nonlinear Optics," *Phys. Rev. Lett.* **89**(27), 273,901 (2002).
- [38] J.-P. Fève, "Phase-matching and mitigation of four-wave mixing in fibers with positive gain," *Opt. Express* **15**(2), 577–582 (2007).
- [39] A. Sauter, S. Pitois, G. Millot, et A. Picozzi, "Incoherent modulation instability in instantaneous nonlinear Kerr media," *Opt. Lett.* **30**(16), 2143–2145 (2005).
- [40] S. Gao, C. Yang, X. Xiao, Y. Tian, Z. You, et G. Jin, "Wavelength conversion of spectrum-sliced broadband amplified spontaneous emission light by hybrid four-wave mixing in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers," *Opt. Express* **14**(7), 2873–2879 (2006).
-

- 
- [41] J. M. C. Boggio et H. L. Fragnito, “Simple four-wave-mixing-based method for measuring the ratio between the third- and fourth-order dispersion in optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(9), 2046–2054 (2007).
- [42] Y. Jang et Y. Chung, “Four-wave mixing of incoherent light in a dispersion-shifted fiber using a spectrum-sliced fiber amplifier light source,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**(2), 218–220 (1998).
-





## Chapitre 3

# Source nanoseconde à ultra large bande spectrale

Le travail présenté dans ce chapitre porte sur la réalisation de sources de lumière proche-infrarouge à ultra large bande spectrale, composées de sources laser nanosecondes et de fibres optiques conventionnelles, à dispersion décalée (DSF) et hautement non linéaire (HNLF). Une grande partie des travaux de recherche présentés dans la littérature concernant la génération de supercontinuum dans les fibres optiques en silice, met en jeu des lasers à impulsions ultra-brèves, type femtosecondes, présentant des puissances crêtes élevées, ce qui favorise les effets non linéaires à l'origine de l'élargissement spectral de la pompe. Cependant, des sources nanosecondes ont déjà été utilisées en association avec une fibre microstructurée [1] et une fibre conventionnelle [2]. L'utilisation de telles sources vise à diminuer le coût et l'encombrement des sources de pompe. C'est dans ce contexte que l'étude présentée ici a été réalisée. Nous avons développé des sources à ultra large bande spectrale à partir de lasers nanosecondes, dans des fibres conventionnelles hautement non linéaires. L'utilisation de telles fibres a permis de rendre les sources plus robustes, tout en améliorant l'élargissement des spectres de sortie. En effet, le coefficient non linéaire de la fibre HNLF est cinq fois supérieur à celui d'une fibre à dispersion décalée, ce qui entraîne un accroissement des effets non linéaires et donc un élargissement spectral plus important. De plus ces fibres présentent une pente de dispersion deux fois plus faible que dans les fibres DSF, élargissant ainsi le domaine d'existence des ondes dispersives du côté des courtes longueurs d'onde.

Dans un premier temps, nous avons développé une source entièrement fibrée, dans le cadre d'une collaboration européenne avec le Service d'Électromagnétisme et de Télécommunications de la Faculté Polytechnique de Mons en Belgique. La pompe utilisée est un laser nanoseconde fibré, dont les impulsions sont déclenchées par effets combinés des diffusions Rayleigh et Brillouin. Cependant, ces deux effets se produisant de façon aléatoire dans la cavité laser, le taux de répétition et la puissance crête des impulsions sont très instables.

---



le laser décrit ici, le milieu amplificateur est une fibre dopée à l'Erbium. La Fig. 3.2.a représente un schéma simplifié des transitions d'énergie possibles dans les fibres en silice dopées à l'Erbium. Sur cette figure, seuls les deux premiers niveaux d'énergie, les plus efficaces, sont représentés. Ces derniers correspondent à des niveaux d'excitation d'ions associés aux longueurs d'onde de 980 nm et 1480 nm. Les ions excités se relaxent sur le niveau fondamental en émettant une radiation autour de 1540 nm. La Fig. 3.2.b représente les spectres d'émission et d'absorption de l'Erbium et montre que ces émissions s'effectuent autour de 1540 nm. L'émission laser à la sortie de la fibre dopée Erbium se situe donc autour de cette longueur d'onde. Puis cette onde subit les effets des diffusions Rayleigh puis Brillouin, comme il est présenté dans la suite.

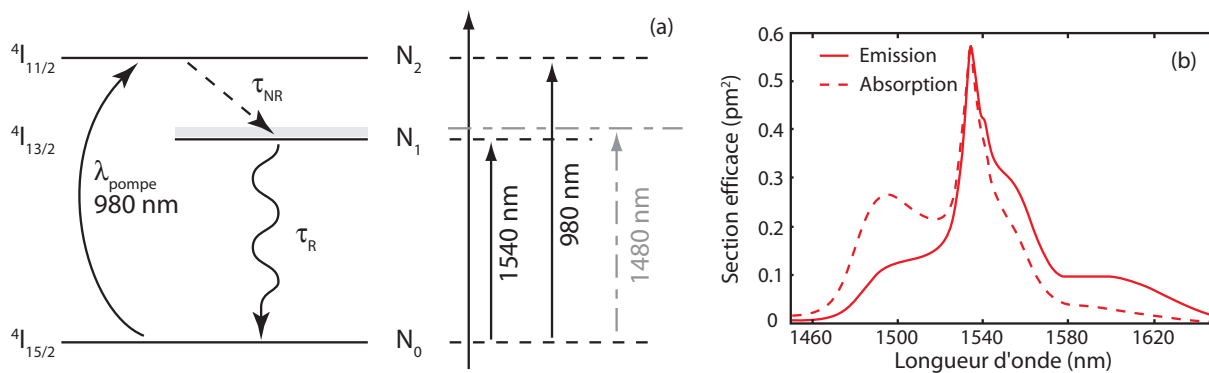


FIGURE 3.2 – (a) Diagramme d'énergie simplifié de l'ion erbium dans une fibre optique en silice [6–8]. (b) Sections efficaces d'émission (trait plein) et d'absorption (trait pointillé) en fonction de la longueur d'onde.

La diffusion Rayleigh est le résultat de l'interaction d'une onde électromagnétique avec des particules du milieu dont les dimensions sont très petites devant la longueur d'onde [9]. Ces particules diffusent un rayonnement dans toutes les directions, en particulier dans le sens opposé à la direction de propagation de l'onde incidente. L'originalité liée à ce phénomène dans notre montage vient de la présence d'une boucle fermée par le coupleur 95/5, ce qui entraîne la formation de deux miroirs Rayleigh distribués, dont le coefficient de réflexion est très faible ( $1/600$ ) [10]. Autrement dit, ces miroirs assurent une rétrodiffusion Rayleigh à l'intérieur de la boucle, ce qui suffit à initier l'amplification par diffusion Brillouin stimulée, puis à déclencher le laser.

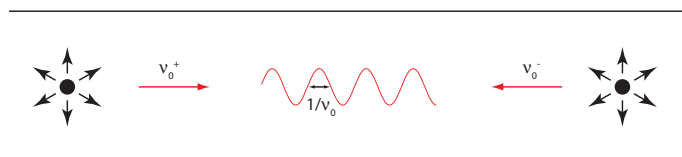


FIGURE 3.3 – Schéma de principe de la diffusion Rayleigh dans les fibres optiques.

Nous rappelons tout d'abord le principe de la diffusion Brillouin stimulée sur la Fig 3.4. L'onde incidente est rétrodiffusée par réflexion sur un réseau mobile, créé par l'interaction entre l'onde pompe et l'onde Stokes Brillouin. La Fig. 3.4.b représente le spectre à l'entrée de la fibre et montre les ondes pompe et Stokes Brillouin.  $\nu_p$  et  $\nu_S$  sont les fréquences des

ondes pompe et Brillouin,  $\nu_B$  est le décalage fréquentiel Brillouin entre la pompe et l'onde Stokes et  $\Delta\nu_B$  est la largeur à mi-hauteur de l'onde Stokes.

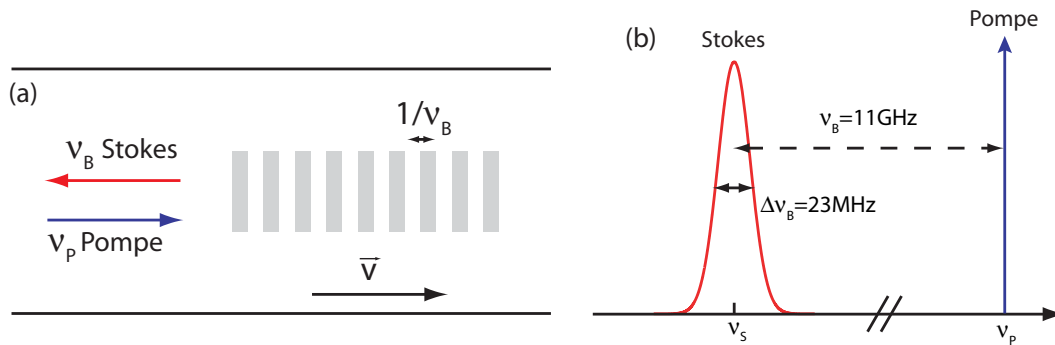


FIGURE 3.4 – (a) Schéma de principe de la diffusion Brillouin. L'onde incidente est rétrodiffusée par réflexion sur le réseau mobile créé par l'onde acoustique. (b) Représentation schématique des champs et fréquences mis en jeu dans le processus de diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique de silice.

À partir d'une haute puissance de pompage, la première composante Stokes devient assez intense pour qu'apparaisse une composante Stokes d'ordre deux qui peut à son tour engendrer l'apparition d'une composante Stokes d'ordre trois. Cet effet de « cascade Brillouin » [11] est représenté sur la Fig. 3.5. Chaque onde Stokes (représentées en bleu sur la figure) joue le rôle de pompe (pics rouges) pour générer l'onde Stokes suivante.

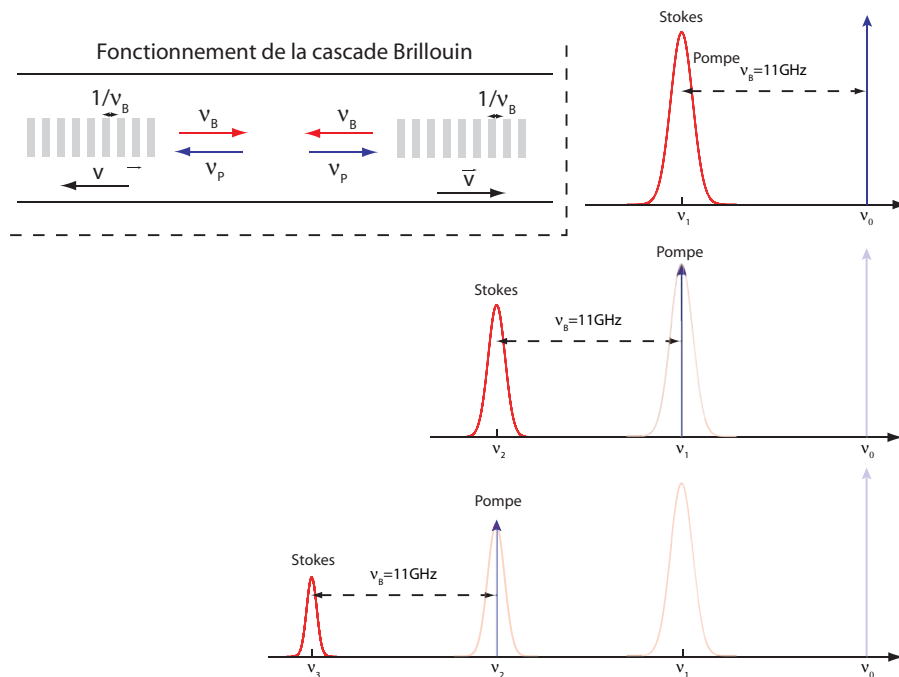


FIGURE 3.5 – Schéma de principe de la cascade Brillouin. Chaque onde Stokes joue le rôle d'une pompe pour créer une nouvelle onde Stokes.

À la sortie du laser les traces temporelle et spectrale d'une impulsion ont été enregistrées, respectivement, à l'aide d'un oscilloscope et d'un analyseur de spectre optique. Une représentation de ces traces est reportée sur la Fig. 3.6. Sur le spectre de la radiation laser (Fig. 3.6.b) nous observons trois pics distincts, associés aux trois ordres Brillouin présents dans la cavité laser. Sur la Fig. 3.6.a, le spectre est centré sur la longueur d'onde de sortie laser, c'est-à-dire 1556 nm et l'impulsion a une largeur à mi-hauteur d'environ 10 ns. Le taux de répétition fluctue autour de 5 kHz, la puissance de sortie moyenne autour de 25 mW et la puissance crête autour de 500 W avec une dispersion de 15 %. Ces fluctuations sont essentiellement dues au caractère aléatoire des rétrodiffusions Brillouin et Rayleigh [12]. Le réseau de Bragg, dont la largeur de raie en réflexion est égale à 35 GHz autour de 1556 nm, limite le nombre de composantes Stokes générées par effet Brillouin. Ainsi, en sortie du laser, après le réseau de Bragg fibré qui joue le rôle de filtre optique, nous récupérons uniquement les ordres impairs (1 et 3).

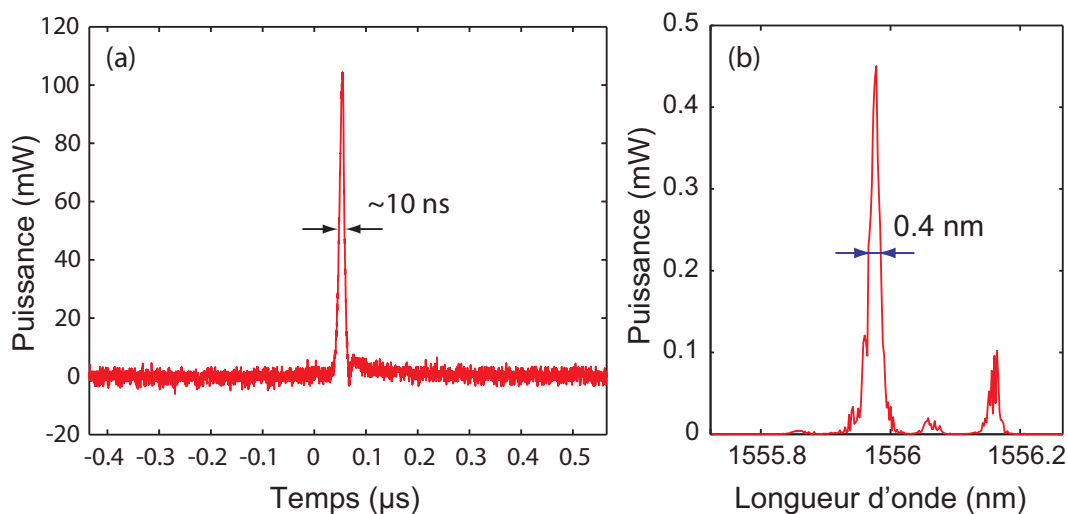


FIGURE 3.6 – (a) Trace temporelle enregistrée à la sortie du laser fibré impulsionnel sur l'oscilloscope. (b) Spectre du laser enregistré par l'analyseur de spectre optique.

En résumé, au début de chaque cycle la réflexion sur le réseau de Bragg fibré et la rétrodiffusion Rayleigh dans l'anneau d'interférométrie sont responsables de l'inversion de population qui s'intensifie dans la cavité, jusqu'au dépassement du seuil laser. La rétrodiffusion Rayleigh assure une largeur de raie finie pour la radiation laser, fixant ainsi les conditions de génération de la diffusion Brillouin stimulée. Puis l'effet de cascade entraîne un élargissement du spectre et, pour finir, l'inversion de population s'épuise par la génération d'une impulsion laser à 1556 nm. Notons que la propriété multimodale du laser est un avantage dans la génération de supercontinuum car elle facilite la mise en place de l'instabilité modulationnelle, phénomène qui initie la génération du supercontinuum en régime continu et quasi-continu. De plus elle améliore le lissage et l'homogénéité des spectres [13].

### 3.1.2 Génération de supercontinuum

Le schéma expérimental de la source ultra-large bande est présenté sur la Fig. 3.7. À la sortie du laser un système de pertes a été introduit dans le but de faire varier la puissance injectée dans la fibre. Il s'agit d'induire des pertes par courbure en enroulant la fibre autour de cylindres de diamètres 12 mm et 15 mm, en effectuant un à huit tours, créant ainsi une échelle de puissance. Puis nous avons inséré un coupleur 99/1 afin de mesurer la puissance injectée dans la fibre. Enfin, pour limiter les pertes entre les différents composants, les différents éléments ont été soudés les uns aux autres, procurant à notre source un caractère tout fibré.

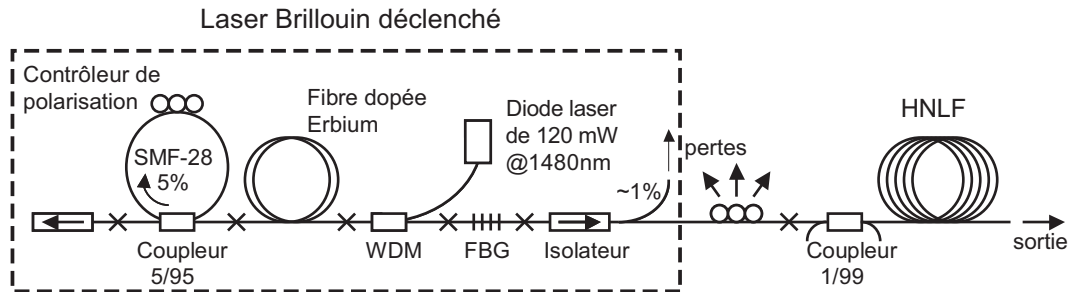


FIGURE 3.7 – Schéma du montage de génération de supercontinuum dans la fibre HNLF à partir du laser fibré « Brillouin/Rayleigh ». Le montage du laser à modes déclenchés est délimité par un cadre pointillé.

La fibre hautement non linéaire utilisée dans notre montage est la même que celle de la référence [4]. Son coefficient non linéaire est égal à  $11 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  et sa longueur d'onde de dispersion nulle est située à 1553 nm. Les propriétés de dispersion sont les suivantes : dispersion chromatique,  $D(\lambda) = -0,11 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  et pente de dispersion,  $D_S(\lambda) = 0,032 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$ . Enfin la longueur d'onde de coupure du mode fondamental est située à 1150 nm. Pour finir, les spectres à la sortie de la fibre hautement non linéaire sont enregistrés sur un analyseur de spectre optique, dont la sensibilité spectrale s'étend de 600 nm à 1750 nm. Ces limites peuvent être dépassées mais dans ce cas les mesures sont effectuées uniquement pour une étude qualitative des résultats.

La Fig. 3.8 regroupe les spectres enregistrés par l'analyseur de spectre optique pour différentes puissances d'entrée dans la fibre hautement non linéaire, la flèche représentant le sens de croissance de la puissance d'entrée. Nous observons les différentes étapes de la dynamique de génération du supercontinuum.

Tout d'abord remarquons que le pompage a lieu en régime de dispersion anormale et proche du zéro de dispersion ( $\lambda_0(1551.4 \text{ nm}) < \lambda_p(1556 \text{ nm})$ ). Dans ce contexte, la pente de dispersion joue un rôle important dans le processus d'élargissement spectral ainsi que les effets solitoniques. Si nous nous reportons à la Fig. 2.3, en considérant les propriétés de dispersion de la fibre ( $\beta_4 > 0$ ), nous pouvons prévoir la présence de deux bandes d'instabilité (entourées par les cercles pointillés) de chaque côté, et proche, de la pompe. Sur la

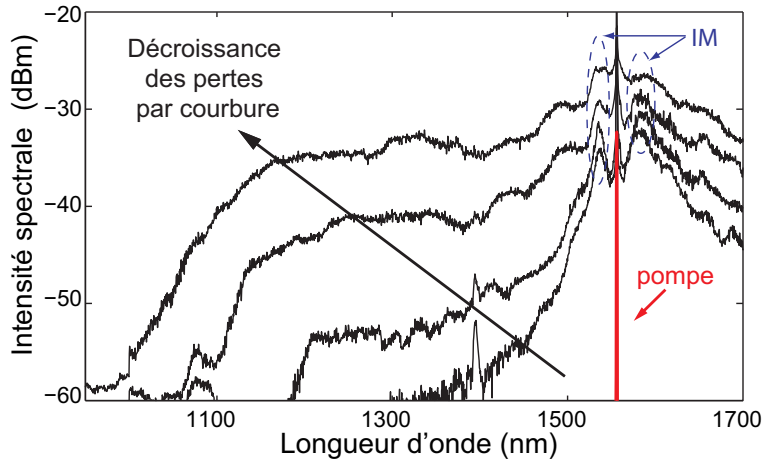


FIGURE 3.8 – Spectres enregistrés à la sortie de la fibre HNLf pour différentes puissances d'injection. La flèche noire représentant le sens de croissance de la puissance d'entrée.

Fig. 3.8, à basse puissance, ces deux bandes sont bien visibles. Dans le domaine temporel l'instabilité modulationnelle a pour effet de briser l'impulsion nanoseconde en un train d'impulsions ultracourtes, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent pour une onde continue. Ces impulsions ont une durée  $\Delta T < 1/\Omega_{MI}$ , inférieure à quelques dizaines de femtosecondes. Elles évoluent, au cours de la propagation, vers des solitons fondamentaux et d'ordres supérieurs. Ces solitons sont instables en raison du troisième ordre de dispersion, non négligeable pour un pompage au voisinage du zéro de dispersion. De plus, à partir d'une certaine puissance d'entrée l'effet Raman intervient également comme un élément de perturbation de ces solitons d'ordres supérieurs. Ces derniers subissent alors un auto-décalage fréquentiel vers les grandes longueurs d'onde, nommé communément en anglais, *soliton self-frequency shift* [14].

Lors de l'évolution des impulsions ultracourtes, créées par instabilité modulationnelle, vers un régime solitonique, de l'énergie est alors diffusée en radiation non solitonique vers les courtes longueurs d'onde. Les solitons d'ordres supérieurs instables en raison de la pente de dispersion et de la diffusion Raman stimulée se fissionnent en solitons fondamentaux. Lors de cette fission de l'énergie est ainsi évacuée des impulsions sous forme d'ondes dispersives, vers les courtes longueurs d'onde. Sur la Fig. 3.8, pour de hautes puissances d'entrée, nous observons les différentes ondes dispersives générées autour de 1500 nm puis 1000 nm. Ces positions sont en bon accord avec l'expression analytique de la relation d'accord de phase, dont l'équation simplifiée est la suivante [2] :  $\delta\omega \approx -3\frac{\beta_2}{\beta_3} = -3(\omega_p - \omega_0)$ . Le supercontinuum le plus étendu est obtenu pour une puissance d'entrée élevée et est représenté sur la Fig. 3.9. Le spectre s'étend de 1100 nm à 2100 nm. La limite haute de notre analyseur de spectre optique se situant à 1750 nm nous avons fabriqué un spectromètre, pour l'analyse spectrale des hautes longueurs d'onde, à l'aide d'un réseau en transmission – de période égale à 300 lignes/mm – et d'une photodiode InGaAs étendue – sensible de 1,2  $\mu\text{m}$  à 2,6  $\mu\text{m}$ .



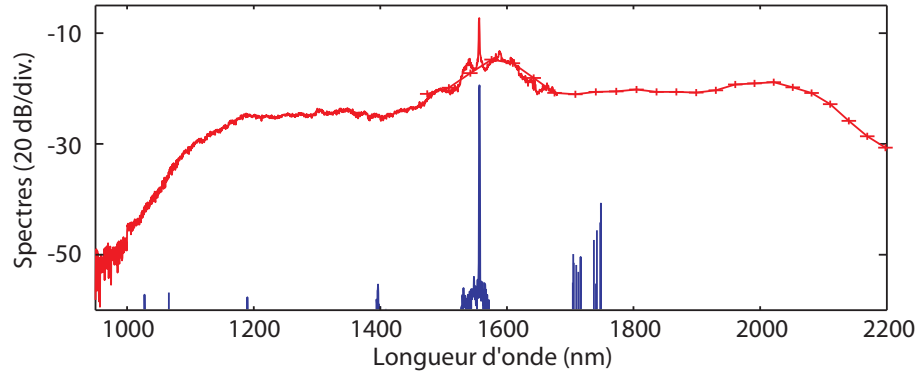


FIGURE 3.9 – Spectre étendu enregistré via l’analyseur de spectre optique (courbe noire - trait plein) et via le spectromètre étendu (courbe noire - croix). Spectre à la sortie du laser, avant injection dans la fibre hautement non linéaire (courbe grise).

Le spectre s’étend, *in fine*, de la longueur de coupure du mode fondamental 1100 nm jusqu’à 2100 nm, la limite à partir de laquelle les pertes dans les fibres en silice dopée au Germanium augmente exponentiellement. La Fig. 3.9 montre un élargissement spectral final quasi-symétrique par rapport à la pompe. En raison de l’asymétrie du gain Raman nous nous attendions à avoir un élargissement moins important vers les courtes longueurs d’onde mais la génération d’ondes dispersives dans cette région est efficace car le coefficient de dispersion de troisième ordre  $\beta_3$  est faible ( $\delta\omega = -3\frac{\beta_2}{\beta_3}$ ). En effet, d’après l’équation (2.6), rappelée dans la parenthèse précédente, nous pouvons prédire que les ondes dispersives seront générées jusqu’à 1100 nm car l’élargissement maximum du spectre vers les grandes longueurs d’onde s’étend jusqu’à 2100 nm. La fréquence minimale associée est alors égale à 143 THz ce qui donne une fréquence théorique égale à 152 THz, ce qui est en accord avec l’extension de la génération des ondes dispersives vers les courtes longueurs d’onde. En fait la fréquence maximale des ondes dispersives est égale à 273 THz et correspond à un décalage spectral de 130 THz, avec la pompe. La différence entre valeurs théorique et expérimentale peut être attribuée à la longueur d’onde de coupure du mode fondamental dans la fibre HNLf, qui limite l’élargissement spectral vers les courtes longueurs d’onde. De plus le régime quasi-continu améliore l’homogénéité du spectre de sortie.

Nous comparons les résultats de notre expérience avec ceux d’une expérience similaire, qui comporte une fibre DSF de 200 m à la place de la fibre HNLf [15]. La Fig. 3.10 présente les spectres enregistrés pour les deux fibres.

Le coefficient non linéaire de la fibre HNLf, ainsi que le gain Raman, sont au moins cinq fois plus élevés que ceux de la DSF, ce qui facilite la mise en place des effets non linéaires (cf équation non linéaire de Schrödinger (1.32)). Ensuite la pente de dispersion, c’est-à-dire le coefficient de dispersion d’ordre 3,  $\beta_3$ , est deux fois moins important pour la HNLf que pour la DSF. Or lorsque nous étudions la relation d’accord de phase simplifiée liée à la génération des ondes dispersives :  $\delta\omega \approx -3\frac{\beta_2}{\beta_3}$ , il est évident que dans le cas de la HNLf

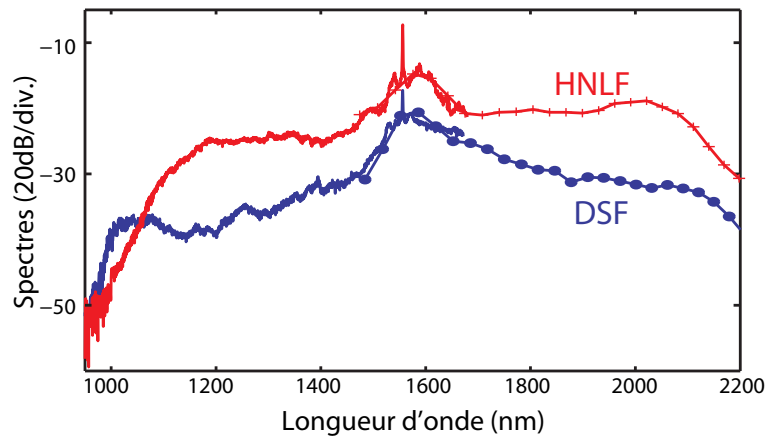


FIGURE 3.10 – Spectres étendus enregistrés via l’analyseur de spectre optique (trait plein) et via le spectromètre étendu (croix et ronds) pour le montage avec la fibre HNLF (courbe noire) et la fibre DSF (courbe grise).

les ondes dispersives seront générées plus loin dans les courtes longueurs d’onde, que dans le cas de la DSF. Ce qui explique un élargissement spectral plus important lorsque nous utilisons une fibre hautement non linéaire. La comparaison est visible sur la Fig. 3.10, où nous pouvons voir une augmentation de l’intensité spectrale de 10 dB du côté des courtes longueurs d’onde entre le montage utilisant la HNLF et celui utilisant la DSF. Les différentes longueurs de fibre n’empêchent pas de mettre en évidence les avantages de la fibre hautement linéaire pour la génération de supercontinuum. En effet, au-delà d’une certaine longueur de fibre, le supercontinuum perd en intensité en raison des pertes linéiques, liées directement à la longueur de propagation et en deçà l’élargissement spectral lié à l’effet Kerr optique est moindre car il est directement lié à la grandeur  $\gamma PL$  comme nous l’avons vu dans l’équation non linéaire de Schrödinger.

Ce travail a fait l’objet d’une publication en août 2008 dans *Optics Communications* [16]. Il a été également présenté à la conférence CLEO, *European Communication on Optical Conference* à Berlin en novembre 2007. [17].

## 3.2 Laser fibré « Kult » et stabilité en puissance

Dans cette partie nous présentons une source ultra-large bande réalisée à partir d’un laser fibré, injecté dans la fibre hautement non linéaire dont nous avons mis en évidence les performances au début de ce chapitre. De même que dans l’expérience précédente nous comparons les résultats obtenus pour la fibre HNLF avec ceux obtenus avec une fibre DSF. Cependant, la fibre à dispersion décalée utilisée ici est de même longueur que la fibre hautement non linéaire. L’intérêt principal de cette expérience réside dans l’utilisation du laser fibré « Kult », prêté par la société Keopsys. Ce laser présente, en effet, des

impulsions stables (puissance et taux de répétition) et une puissance accordable. Avec sa puissance de sortie maximale élevée nous pouvons légitimement nous attendre à une augmentation de la conversion de la pompe dans le supercontinuum.

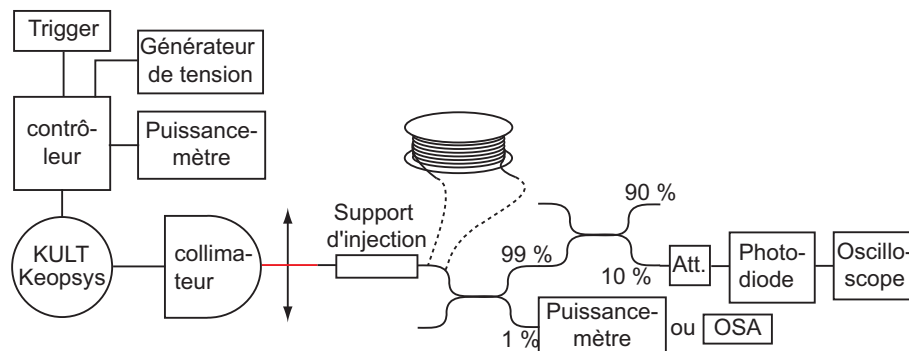


FIGURE 3.11 – Montage expérimental de mesure du taux de couplage (sans fibre) et de génération de supercontinuum (avec une fibre à tester).

La source utilisée pour générer le supercontinuum est un laser fibré nanoseconde émettant à la longueur d'onde de 1545 nm. La puissance en sortie est accordable, modulable via la tension appliquée à la diode de pompe. Un signal périodique, généré par un contrôleur, doit être appliqué au laser, afin de le faire fonctionner en mode impulsif. La période du signal fixe le taux de répétition des impulsions à la sortie du laser. La Fig. 3.11 schématise l'expérience de génération de supercontinuum à partir de ce laser. Nous ne pouvons pas connecter directement la sortie laser à une autre fibre car les puissances sont trop élevées et une telle connexion pourrait entraîner une dégradation des connecteurs. Un collimateur de faisceaux est alors utilisé à la sortie du laser pour minimiser la divergence du faisceau et optimiser l'efficacité de couplage du laser dans la fibre. Une lentille asphérique d'ouverture numérique 0,5, placée entre le collimateur et l'entrée de fibre sert à focaliser le faisceau sur le cœur de la fibre. À partir des puissances mesurées à la sortie du laser et d'une fibre monomode, le taux de couplage du laser dans la fibre a été évalué à 22 %, ce qui permet de déterminer la puissance injectée à l'entrée de la fibre en fonction de la tension appliquée à la diode de pompe.

Les Fig. 3.12 représentent les spectres enregistrés à la sortie d'une fibre monomode dans laquelle le laser a été injecté, pour différentes puissances de sortie du laser. Sur ces figures nous pouvons constater que le spectre du laser s'élargit en fonction de la puissance de sortie. Cet élargissement est dû aux effets non linéaires (effet Kerr optique) présents dans les fibres composant le laser. Sur la Fig. 3.12.a, nous pouvons, par exemple observer, pour les hautes puissances, des bandes d'instabilité modulationnelle de chaque côté de la pompe. Pour des puissances faibles nous observons une bande d'amplification d'émission spontanée (ASE) vers les grandes longueurs d'onde et une cascade de processus de mélange à quatre ondes qui se développe symétriquement par rapport à la pompe lorsque la puissance de sortie croît. La Fig. 3.13 regroupe des traces temporelles enregistrées à l'oscilloscope pour

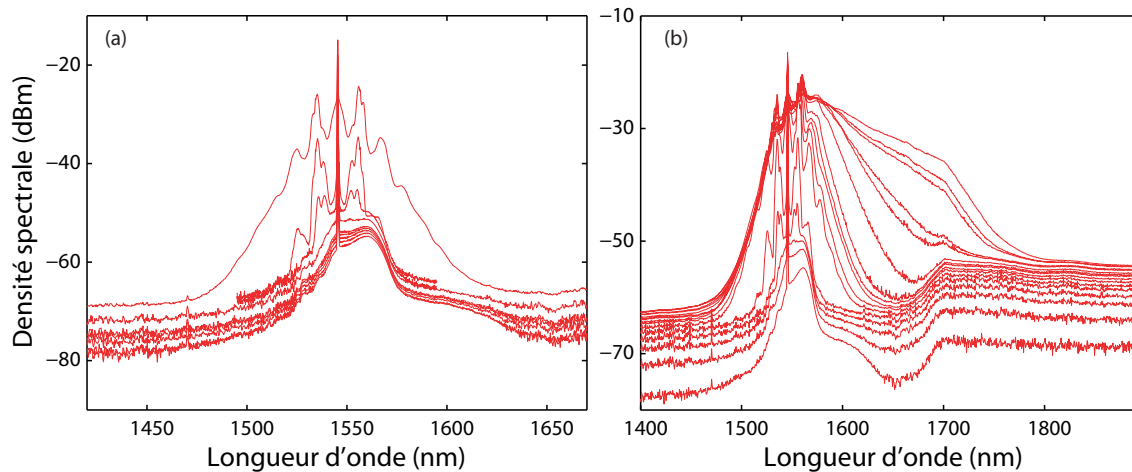


FIGURE 3.12 – Spectres enregistrés à la sortie d’une fibre monomode standard dans laquelle le laser a été injecté. La puissance en sortie de la fibre varie de (a) 8 mW à 110 mW et de (b) 3 mW à 230 mW.

une puissance moyenne de sortie du laser de quelques mW, à l’aide d’une photodiode rapide de 3,5 GHz de bande passante. Sur la première Fig. 3.13.a le taux de répétition du laser a été mesuré à l’aide des curseurs de l’oscilloscope et s’élève à 20 kHz. La Fig. 3.13.b est un agrandissement de la première et montre une largeur de l’impulsion d’environ 7 ns.

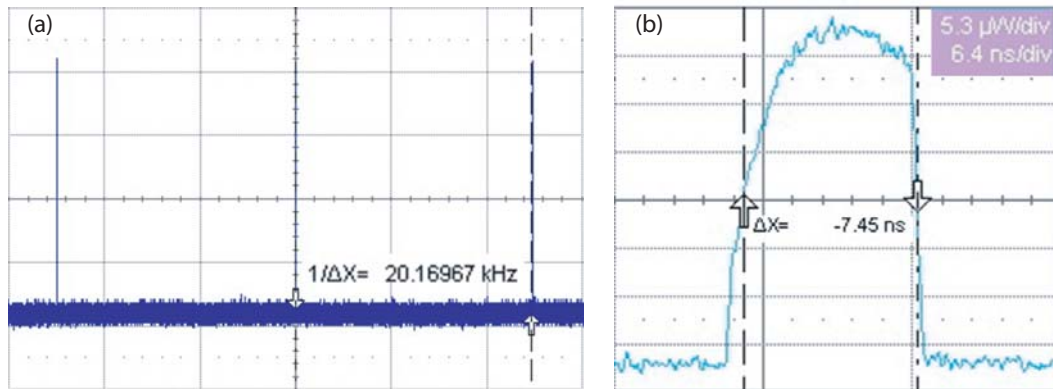


FIGURE 3.13 – Traces temporelles enregistrées sur l’oscilloscope pour une puissance de sortie du laser de quelques mW. Le taux de répétition du laser est d’environ (a) 20 kHz et la largeur à mi-hauteur de l’impulsion est de (b) 7,4 ns.

Les deux fibres utilisées dans notre montage sont des fibres à dispersion décalée (DSF) dont l’une est une fibre hautement non linéaire (HNLF). Les caractéristiques de ces fibres sont reportées dans le tableau Tab. 3.1, où  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  et  $\beta_4$  sont les coefficients de dispersion de second, troisième et quatrième ordres.  $\gamma$  est le coefficient non linéaire et  $\alpha$  le coefficient d’atténuation de la fibres.  $\beta_3$ ,  $\beta_4$ ,  $\gamma$  et  $\alpha$  sont des données fournies par le constructeur.  $\beta_2$  est calculé grâce à l’expression  $\beta_2(\lambda_p) = 2\pi c\beta_3 \left( \frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_0} \right)$  car la longueur d’onde de pompe est proche de la longueur d’onde de dispersion nulle. La dispersion  $D$  et la pente de

Propriétés	Unités	Fibres			
		DSF		HNLf	
ZDW	nm	1549.2		1551.4	
$\beta_2$	$10^{-28} s^2.m^{-1}$	4.23	14.4	2.65	6.84
$\beta_3$	$s^3.m^{-1}$	$1.28 \times 10^{-40}$		$5.27 \times 10^{-41}$	
$\beta_4$	$s^4.m^{-1}$	$-5.7 \times 10^{-55}$		$-0.64 \times 10^{-55}$	
$\gamma$	$W^{-1}.m^{-1}$	0.2		0.58	
$\alpha$	$dB.km^{-1}$	2		11.8	
$\lambda_p$	nm	1545	1535	1545	1535
$D(\lambda)$	$ps.nm^{-1}.km^{-1}$	-0.33	-1.15	-0.21	-0.55
$D_S(\lambda)$	$ps.nm^{-2}.km^{-1}$	0.08	0.083	0.033	0.034
$G_R$	$W^{-1}.km^{-1}$	1.5		7	

TABLE 3.1 – Caractéristiques des fibres conventionnelles à dispersion décalée et hautement non linéaire.

dispersion  $D_S$  sont calculées à partir des expressions rappelées dans le premier chapitre, liées aux ordres de dispersion. Les valeurs du coefficient Raman  $G_R$  sont issus du papier d'Okuno *et al.* de 2001 [18]. Ces fibres sont également utilisées dans le montage présenté dans la section 3.3.

Nous présentons d'abord les résultats obtenus avec la fibre DSF. La Fig. 3.14.a représente les spectres obtenus à l'analyseur de spectre optique pour différentes puissances d'injection. Les puissances d'injection ont été estimées à partir du coefficient de couplage du laser dans la fibre, estimé à 22 %. Les spectres enregistrés ont été tracés sur une même figure, afin de visualiser la dynamique de formation du supercontinuum.

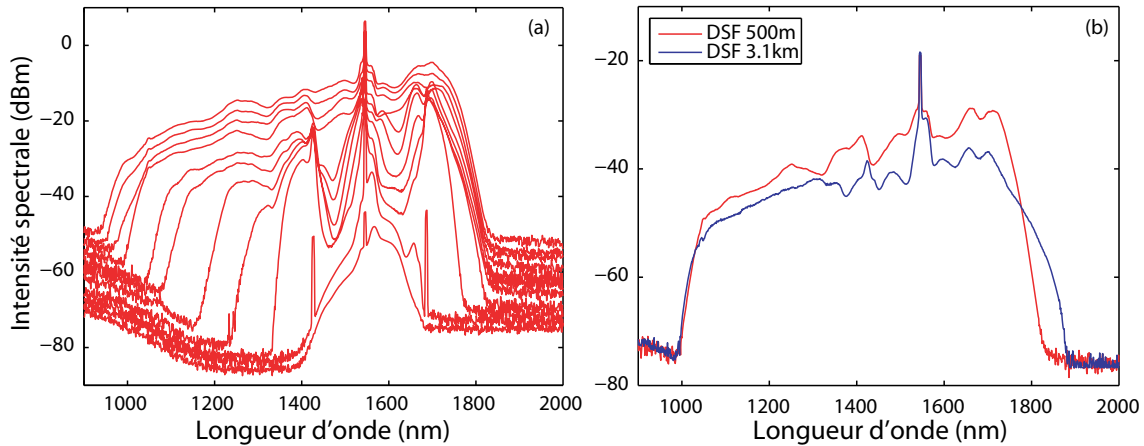


FIGURE 3.14 – (a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF de 500 m pour un couplage croissant du laser Keopsys dans la fibre. La puissance injectée en entrée de fibre s'étale de 0 mW à 180 mW. (b) Comparaison des supercontinuum obtenus dans les deux portions de fibre DSF de 3,1 km (courbe grise) et de 500 m (courbe noire) pour une puissance d'entrée égale à 70 mW.

Deux portions, de 3,1 km et 500 m, de la même fibre ont été utilisées dans cette expérience. Les spectres obtenus pour chacune de ces portions sont comparés sur la Fig. 3.14.b. Sur cette figure, nous observons un décalage d'au moins 5 dB entre les deux spectres, décalage que nous expliquons par les pertes plus importantes liées directement à la longueur de propagation. Cette comparaison permet de montrer qu'à partir d'une certaine longueur de fibre l'élargissement spectral atteint un maximum, ce qui permet la comparaison entre deux fibres différentes (HNLF et DSF), de longueurs différentes, comme nous l'avons fait dans la première partie de ce chapitre. L'élargissement spectral plus important vers les grandes longueurs d'onde pour la fibre de 3,1 km est attribué à la mauvaise sensibilité de l'analyseur de spectre, dont les mesures ne sont pas fiables au-delà de 1750 nm.

Après avoir remplacé la fibre DSF par la fibre HNLF nous enregistrons les spectres à la sortie de cette fibre pour différentes puissances injectées. La Fig. 3.15.a regroupe quelques uns de ces spectres et montre la dynamique de formation du supercontinuum. En particulier, nous reconnaissons le plateau de l'élargissement vers les courtes longueurs d'onde, caractéristique des fibres hautement non linéaires. Cet élargissement est dû à la génération d'ondes dispersives et au mélange à quatre ondes entre la pompe et les ondes Stokes.

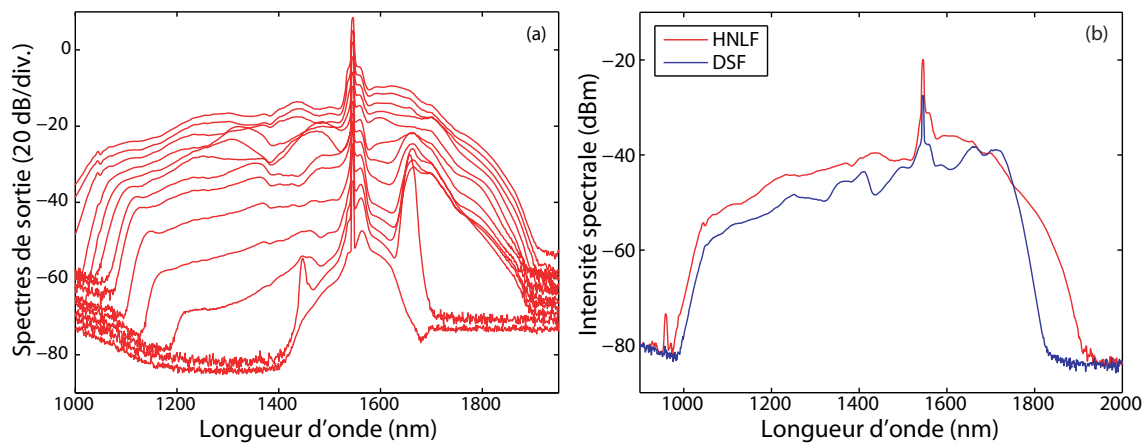


FIGURE 3.15 – (a) Supercontinuum généré dans la fibre HNLF à partir du laser Keopsys pour différentes puissances d'entrée. La puissance injectée dans la fibre est estimée variant de 0 à 200 mW. (b) Supercontinuum généré dans les fibres HNLF (courbe noire) et DSF (courbe grise).

Enfin la Fig. 3.15.b présente une comparaison des spectres étendus, obtenus avec chacune des fibres et vise à mettre en évidence les propriétés de la fibre hautement non linéaire, plus adéquates pour l'élargissement spectral homogène que celles de la fibre à dispersion décalée. En effet, comme le montre le tableau Tab. 3.1, le coefficient de la fibre HNLF est quasiment six fois plus élevé que celui de la fibre DSF. Les effets liés à l'effet Kerr optique ainsi qu'à la diffusion Raman stimulée sont alors exacerbés. De plus remarquons que le coefficient de dispersion d'ordre 3 ( $\beta_3$ ) est près de deux fois et

de moins en moins élevé pour la fibre HNLF que pour la fibre DSF. Ceci implique que les ondes dispersives seront générées plus loin de la pompe, pour la fibre hautement non linéaire, et entraîne ainsi un élargissement plus important vers les courtes longueurs d'ondes.

### 3.3 Microlaser « Tango » et compacité

Le laser utilisé dans ce montage est un microlaser nanoseconde, de type *microchip*, de la société suédoise Cobolt. Son fonctionnement est simple, une diode de pompe émettant à 980 nm pompe un milieu à gain, constitué de verre dopé à l'Erbium et à l'Ytterbium avec un absorbant saturable. Le laser émet, à 1535 nm, des impulsions de 3 ns. Le taux de répétition de ces impulsions est égal à 3.3 kHz. La largeur des impulsions et leur taux de répétition ont été mesurés grâce à une photodiode (3.5 GHz) et un oscilloscope (6 GHz) rapides. Les traces enregistrées à l'oscilloscope sont présentées sur la Fig. 3.16. Les puissances crête et moyenne sont, respectivement égales à 14 mW et 1.2 kW. Ce laser est injecté dans la fibre DSF ou HNLF grâce à un objectif de microscope ( $\times 20$ ). Un coupleur 90/10, préalablement caractérisé est inséré dans le montage pour évaluer la puissance injectée dans la fibre à l'aide d'un puissance-mètre.

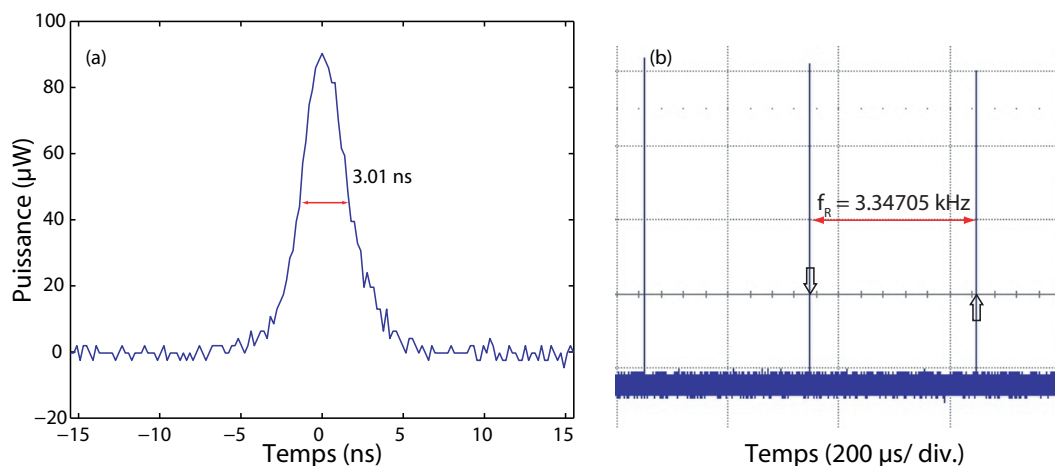


FIGURE 3.16 – Traces des impulsions lasers émises par le laser « Tango » et enregistrées à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope pour différentes échelles temporelles. (a) La largeur de l'impulsion est évaluée à environ 3 ns. (b) Le taux de répétition est égal à 3,3 kHz.

Comme dans les expériences précédentes, la première fibre utilisée pour la génération de supercontinuum est la fibre DSF de 500 m. La Fig. 3.17.a présente les spectres enregistrés par l'analyseur de spectre optique à la sortie de cette fibre pour différentes puissances injectées.

La Fig. 3.17.b présente un spectre enregistré à la sortie de la fibre DSF pour une puis-



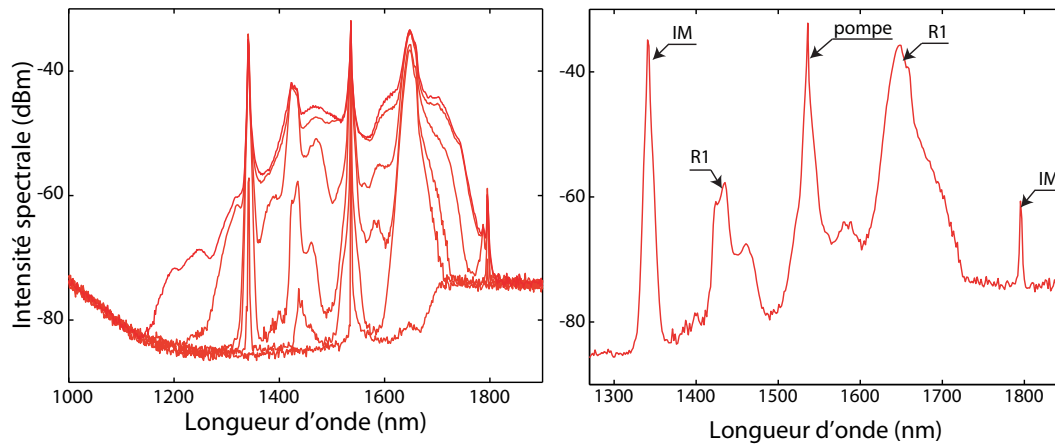


FIGURE 3.17 – (a) Élargissement spectral des impulsions issues du microlaser pour des puissances moyennes en entrée de fibre DSF s'échelonnant de 1 à 14 mW. (b) Spectre enregistré à la sortie de la fibre pour une puissance d'injection d'environ 6 mW. IM désigne les bandes d'instabilité et R1 les bandes associées au premier ordre Raman.

sance d'injection d'environ 6 mW. Ce spectre permet d'observer une étape intermédiaire de la formation du supercontinuum dans la fibre. Nous pouvons voir les bandes Raman Stokes et anti-Stokes, du premier ordre, à droite et à gauche de la pompe, désignées par les symboles respectifs AS1 et S1. En effet, la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p$  (1535 nm) est inférieure à la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_0$  (1549.3 nm), autrement dit le régime de dispersion est normal, à la longueur d'onde de pompe. Ainsi, la pompe génère un premier ordre Raman à 1646 nm, qui se situe en régime de dispersion anormale. Cette composante subit alors un élargissement vers les grandes longueurs d'onde par auto-décalage fréquentiel. Simultanément deux bandes fines, d'instabilité modulationnelle, apparaissent de chaque côté de la pompe. Elles sont désignées par le symbole IM sur la Fig 3.17.b, et sont générées en raison du signe négatif du coefficient de dispersion d'ordre 4,  $\beta_4$ . En effet, si nous revenons à l'équation d'accord de phase (2.3) rappelée au chapitre précédent nous voyons sur la Fig.2.3, représentant ses solutions, que le phénomène d'instabilité modulationnelle n'est efficace, en régime de dispersion normale, uniquement lorsque  $\beta_4$  est négatif. Dans ce cas particulier les bandes sont générées loin de la pompe.

Nous avons ensuite injecté le microlaser dans la fibre HNLF. La Fig. 3.18.a présente les spectres enregistrés par l'analyseur de spectre optique à la sortie de cette fibre pour différentes puissances d'injection.

L'élargissement spectral maximum enregistré est présenté sur la Fig. 3.18.b et s'étend de la longueur d'onde de coupure du mode fondamental, c'est-à-dire 1100 nm, jusqu'à la limite de sensibilité de l'analyseur de spectre, soit 1750 nm. D'après les mesures effectuées dans la première section de ce chapitre, avec le spectromètre étendu, nous pouvons supposer que ce spectre peut s'étendre au-delà de 2000 nm. L'étendue spectrale serait alors d'environ 900 nm.



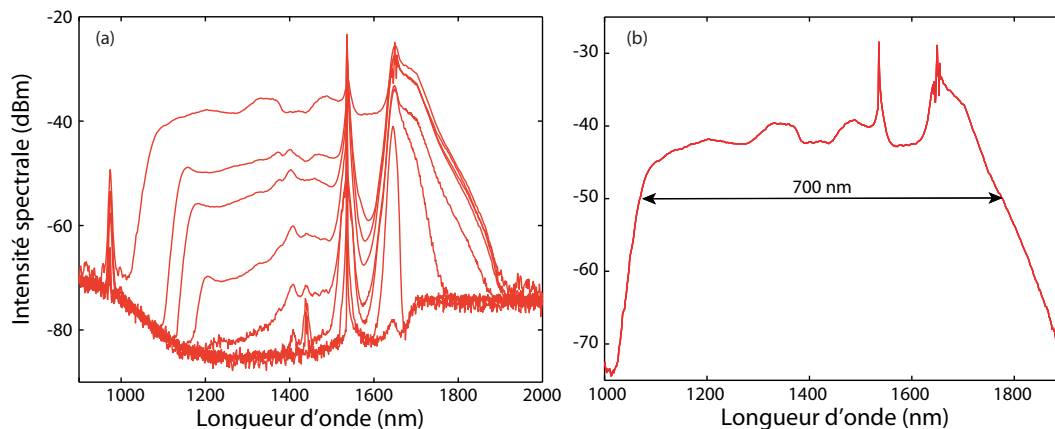


FIGURE 3.18 – (a) Élargissement spectral des impulsions issues du microlaser pour des puissances moyennes en entrée de fibre HNLF s'échelonnant de 1 à 13 mW. (b) Supercontinuum enregistré à la sortie de la fibre HNLF pour une puissance d'injection maximale. L'élargissement spectral s'étend de 1100 à 1800 nm.

### 3.4 Comparaison des lasers « Kult » et « Tango »

Pour finir cette étude avec le laser fibré « Kult » et le microlaser « Tango » nous proposons une comparaison des spectres obtenus avec chacun des lasers. La Fig. 3.19 présente ces spectres pour chacune des deux fibres testées, à savoir la fibre DSF sur la Fig. 3.19.a et la fibre HNLF sur la Fig. 3.19.b.

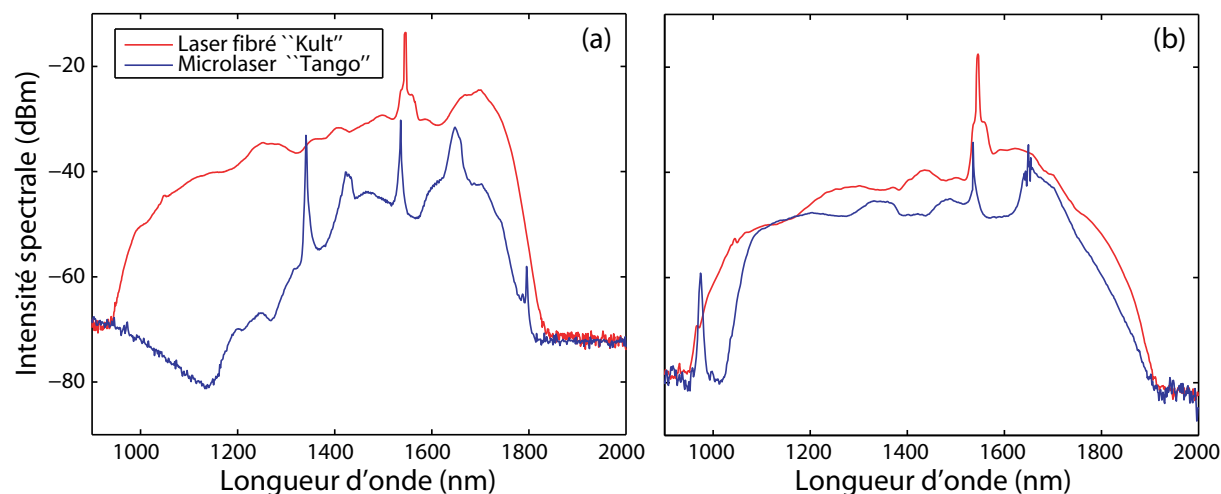


FIGURE 3.19 – Spectres enregistrés à la sortie de la fibre DSF (a) et de la fibre HNLF (b), après injection des lasers « Kult » (trait plein) puis « Tango » (pointillés).

Dans le cas de la fibre DSF, il est évident que le laser fibré, plus puissant, est plus approprié à la génération de supercontinuum que le microlaser. En effet, en outre sa puissance de sortie beaucoup plus élevée, sa longueur d'onde est plus proche de la longueur

d'onde de dispersion nulle de la fibre, deux propriétés qui entraînent l'augmentation des effets non linéaires dans la fibre. Par contre dans la fibre hautement non linéaire, la différence entre les deux spectres, que nous observons sur la Fig. 3.19.b, est beaucoup moins évidente. Nous pouvons supposer que la puissance du microlaser est suffisante pour atteindre un spectre ultra large, car elle est combinée à un coefficient non linéaire élevé.

## Conclusion

En conclusion nous avons présenté la génération de supercontinuum dans des fibres conventionnelles, à dispersion décalée (DSF) et hautement non linéaire (HNLF), à partir de laser impulsions nanosecondes. Dans cette étude nous avons mis en évidence les propriétés avantageuses de la fibre HNLF pour la génération de supercontinuum, par rapport aux fibres DSF. D'une part, leur coefficient non linéaire jusqu'à cinq fois plus élevé améliore les effets non linéaires et donc l'élargissement spectral. D'autre part la pente de dispersion, à la longueur d'onde  $1.5 \mu m$ , est trois fois plus faible, ce qui élargit le domaine spectral d'existence des ondes dispersives, vers les courtes longueurs d'onde.

L'étude réalisée visait également la comparaison de génération de supercontinuum pour différentes sources de pompage. La première expérience reportée comportait une source laser impulsionnelle, à mode déclenché par interaction Rayleigh/Brillouin. Ce laser à fibre, directement connecté à la fibre HNLF par soudure, a permis de mettre en place une source à large bande spectrale, entièrement fibrée. Cependant, la particularité de fonctionnement du laser fibré entraînait une instabilité sur la puissance de sortie de la source. Dans la deuxième expérience, nous avons utilisé un laser fibré de haute puissance, injecté dans la fibre HNLF par un objectif de microscope, pour éviter tout endommagement du connecteur de sortie. Ainsi, le gain en stabilité de puissance est contrebalancé avec le coût de la pompe et la perte du caractère tout fibré de notre source à large bande spectrale. Enfin dans une troisième expérience nous avons injecté un microlaser nanoseconde dans la fibre HNLF, et nous avons obtenu, sensiblement, les mêmes spectres, un peu moins étendus pour le microlaser que pour le laser à fibre.

Dans le but d'un transfert de technologie et la conception d'un prototype de la source à large bande spectrale dans le proche infrarouge, nous avons sélectionné le microlaser « Tango » qui présente un bon compromis entre le coût, l'étendue spectrale et la robustesse.

## Bibliographie

- [1] J. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton, et S. Coen, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping,” *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 765–771 (2002).
  - [2] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, et S. Pitois, “Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers,” *Opt. Exp.* **12**, 2838 (2004).
  - [3] A. Abeeluck et C. Headley, “Supercontinuum growth in a highly nonlinear fiber with a low-coherence semiconductor laser diode,” *Appl. Phys. Lett.* **85**(21), 4863–4865 (2004).
  - [4] T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, et S. Coen, “Supercontinuum generation using continuous-wave multiwavelength pumping and dispersion management,” *Opt. Lett.* **31**(13), 2036–2038 (2006).
  - [5] A. Fotiadi, P. Mégret, et M. Blondel, “Dynamics of a self-Q-switched fiber laser with a Rayleigh-stimulated Brillouin scattering ring mirror,” *Opt. Lett.* **29**(10), 1078–1080 (2004).
  - [6] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers : principles and applications* (Wiley & sons, 1994).
  - [7] S. Calvez, “Laser à fibre pour les télécommunications multipléxées en longueur d’onde : étude de l’accordabilité en longueur d’onde et de la génération de trains multi-longueurs d’onde d’impulsions par voie électro-optique,” Thèse de doctorat, U.F.R. des Sciences et Techniques de l’Université de Franche-Comté (2002).
  - [8] J.-B. Lecourt, “Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d’absorbants saturables,” Thèse de doctorat, Faculté des Sciences et Techniques de l’Université de Rouen (2006).
  - [9] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic Press, 2008).
  - [10] A. H. Hartog et M. P. Gold, “On the theory of backscattering in single-mode optical fibers,” *J. Lightwave Technol.* **2**, 76–82 (1984).
  - [11] S. Randoux, V. Lecoecue, B. Ségard, et J. Zemmouri, “Dynamical behavior of a Brillouin fiber ring laser emitting two Stokes components,” *Phys. Rev. A* **52**(3), 2327–2334 (1995).
  - [12] Kovalev, V. I., et R. G. Harrison, “Observation of Inhomogeneous Spectral Broadening of Stimulated Brillouin Scattering in an Optical Fiber,” *Phys. Rev. Lett.* **85**(9), 1879–1882 (2000).
-

- 
- [13] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, et S. Coen, “The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation,” *Opt. Exp.* **13**(17), 6615–6625 (2005).
- [14] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, “Soliton self frequency shift cancellation in photonic crystal fibers,” *Science* **301**, 1705–1708 (2003).
- [15] A. Fotiadi et P. Mégret, “Self-Q-switched Er-Brillouin fiber source with extra-cavity generation of a Raman supercontinuum in a dispersion-shifted fiber,” *Opt. Lett.* **31**(11), 1621–1623 (2006).
- [16] A. Boucon, A. Fotiadi, P. Mégret, H. Maillotte, et T. Sylvestre, “Low-threshold all-fiber 1000 nm supercontinuum source based on highly non-linear fiber,” *Opt. Com.* **281**(15-16), 4095–4098 (2008).
- [17] A. Boucon, A. Fotiadi, P. Megret, H. Maillotte, et T. Sylvestre, “A low-threshold all-fiber 1000nm-band supercontinuum source,” in *European Conference on Optical Communication* (2007).
- [18] T. Okuno, T. Tsuzaki, M. Hirano, T. Miyamoto, M. Kakui, M. Onishi, Y. Nakai, et M. Nishimura, “Nonlinear-fiber-based discrete Raman amplifier with sufficiently suppressed degradation of WDM signal quality,” in *Optical Amplifiers and Their Applications*, OAA, OTuB5 (Stresa, Italy, 2001).
-



## Chapitre 4

# Génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée à deux zéros de dispersion

La génération de supercontinuum dans les fibres microstructurées a fait l'objet de nombreuses études depuis l'avènement de ce nouveau type de guide dans les années 2000 [1,2]. La méthode la plus courante consiste à injecter un laser femtoseconde dans une fibre microstructurée, au voisinage de sa longueur d'onde de dispersion nulle et en régime de dispersion anormale [3]. Les impulsions lumineuses, de forte puissance, sont alors confinées dans le cœur, de petite dimension, de la fibre et subissent les effets non linéaires présents dans le guide, et exacerbés en raison du coefficient non linéaire, jusqu'à trente fois supérieur à celui des fibres conventionnelles. Un autre avantage des fibres microstructurées est leur caractère monomode sur une large plage de longueur d'onde, ce qui permet une extension spectrale plus grande, qui n'est pas limitée par la longueur d'onde de coupure du mode fondamental de la fibre, comme il en est question dans le chapitre précédent. Enfin, la dispersion de la fibre est également un facteur important agissant sur la dynamique de génération de supercontinuum. En effet, si la pompe se situe au voisinage de la dispersion nulle, les accords de phase liés aux effets d'instabilité modulationnelle ou de génération d'ondes dispersives sont facilités et donc l'élargissement spectral l'est également. De plus, si le régime de dispersion à la longueur d'onde du laser est anormal, l'auto-décalage des solitons par effet Raman permet un élargissement homogène de la source. Comme la fabrication des fibres microstructurées est flexible, les profils de dispersion peuvent être très variés et conçus pour des applications précises. Dans les années 90, un grand nombre de générations de spectres larges a été réalisé au voisinage des longueurs d'onde Télécoms car le développement de systèmes de multiplexage en longueurs d'onde était en plein essor [4-9]. Dans ce contexte une faible dispersion autour 1550 nm était une propriété intéressante.

---

Les supercontinuum attirent, encore à l'heure actuelle, de nombreuses recherches en raison de la grande diversité de leurs applications, touchant aussi bien la métrologie optique que l'imagerie biophotonique [10]. Récemment nous avons vu l'émergence de la génération de supercontinuum dans des fibres optiques microstructurées, dans lesquelles le confinement de la lumière et la possibilité de concevoir des profils de dispersion variés, ont mené à un nombre impressionnant d'études, associées à des plages de longueurs d'onde variées [1, 2]. Dans la plupart des expériences reportées dans la littérature, les fibres microstructurées utilisées présentent un seul zéro de dispersion, situé dans le visible ou le proche infrarouge. Récemment la génération de supercontinuum dans des fibres à plusieurs zéros de dispersion a fait l'objet d'études aussi bien expérimentales que théoriques [11–16].

Dans ce chapitre, nous présentons la génération de supercontinuum dans une fibre à cristal photonique (PCF), à partir d'un microlaser nanoseconde à mode déclenché, et pour deux configurations particulières.

Dans la première partie, le microlaser de longueur d'onde 1535 nm est injecté seul dans la fibre PCF. La génération de supercontinuum à partir d'impulsions longues (dynamique quasi-continue) montre une dynamique spécifique, que nous décrirons à partir de nos résultats expérimentaux. En particulier, l'interaction entre l'instabilité modulationnelle (IM) et la diffusion Raman stimulée (SRS) sera mise en évidence. Dans cette expérience, la longueur d'onde de pompe est située au voisinage du second zéro de dispersion, où la pente de dispersion est négative. Les résultats expérimentaux montrent un spectre de sortie s'étalant de 1350 nm à 1700 nm. Enfin, nous montrerons la génération d'une cascade Raman anti-Stokes par mélange à quatre ondes dégénéré.

La seconde partie présente l'étude de la génération de supercontinuum dans la fibre microstructurée, par double pompage au voisinage des deux zéros de dispersion. La position des pompes, proches de la dispersion nulle, permet la mise en place de supercontinuum dans le visible et l'infrarouge. À faible puissance, le spectre infrarouge est sensiblement le même que dans l'expérience de la première partie. Le spectre visible s'étend d'abord par effet Raman jusqu'au premier zéro de dispersion, puis par effets solitons jusqu'au second zéro de dispersion. À forte puissance le spectre à la sortie de la fibre s'étend sur plus de 1400 nm pour des puissances d'entrée intenses.

## 4.1 Fibre microstructurée à deux zéros de dispersion

Dans notre étude nous avons utilisé une fibre à cristal photonique (PCF) de 38 m prêtée par Draka. Cette fibre possède un arrangement de trous particulier, qui définit un profil de dispersion présentant deux zéros [17]. Une image de la section transverse de la fibre, enregistrée par un microscope électronique à balayage, est représentée sur la Fig. 4.1.a. Cette figure montre quatre rangées de trous de différents diamètres ( $d$ ) et espacements

( $\Lambda$ ). Sur les deux premières rangées les trous possèdent un diamètre identique  $d = 880$  nm et sont espacés de la même distance  $\Lambda = 1,63$  nm. Ce sont ces deux premières rangées qui déterminent le profil de dispersion de la fibre. Cette fibre présente également un coefficient non linéaire élevé,  $\gamma = 20,5$   $W^{-1}.km^{-1}$ .

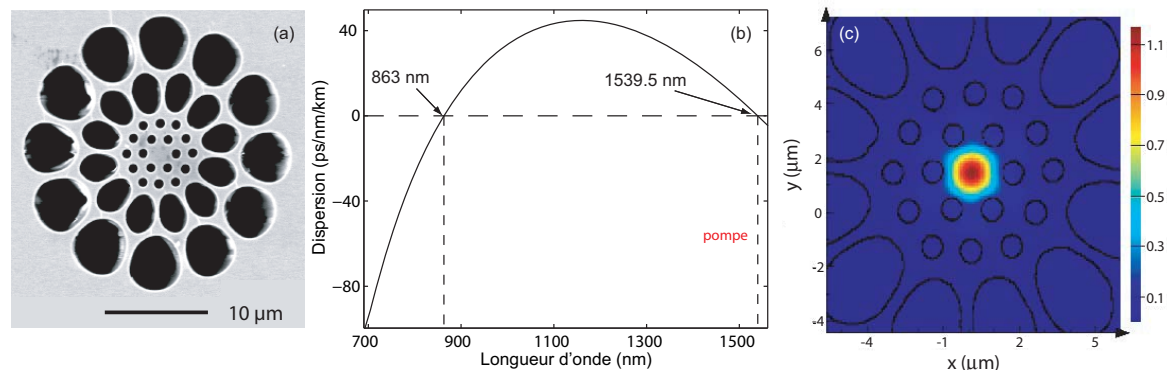


FIGURE 4.1 – (a) Section transverse de la fibre microstructurée enregistrée avec un microscope électronique à balayage. (b) Courbe de dispersion du mode fondamental supporté par la fibre microstructurée. Cette courbe montre deux zéros de dispersion, à 863 nm et 1539,5 nm, respectivement. (c) Profil du mode fondamental, simulé par le logiciel *MODE Solutions*.

À partir de l'image MEB de la coupe transverse de la fibre, la courbe de dispersion du mode fondamental se propageant dans la fibre a été calculée à l'aide du logiciel *MODE Solutions*, développé par Lumerical. Ce mode est représenté sur la Fig. 4.1.c. Cette simulation a été réalisée par Jean-Charles Beugnot, actuellement en post-doctorat à l'École Polytechnique de Lausanne. La courbe de dispersion obtenue est représentée sur la Fig. 4.1.b et nous remarquons la présence de deux zéros de dispersion, respectivement, à 863 nm et 1539,5 nm.

Paramètres	$A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)$	$\gamma(W^{-1}.km^{-1})$	$\beta_2(s^2.km^{-1})$	$\beta_3(s^3.km^{-1})$	$\beta_4(s^4.km^{-1})$
Valeurs	5	20,5	$-1,207 \times 10^{-24}$	$-0,315 \times 10^{-36}$	$0,002 \times 10^{-48}$

TABLE 4.1 – Paramètres de la fibre PCF5.

Les autres caractéristiques de la fibre microstructurée sont regroupées dans le tableau Tab. 4.1, où  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective de la fibre,  $\gamma$  son coefficient non linéaire, et  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  et  $\beta_4$  sont les coefficients de dispersion, respectivement, de second, troisième et quatrième ordre à longueur d'onde de pompe 1535 nm. Ces coefficients ont été calculés à partir du profil de la Fig. 4.1.b, à l'aide d'une régression non linéaire autour de 1535 nm. Notons qu'à cette longueur d'onde le coefficient de dispersion d'ordre 3,  $\beta_3$ , est négatif. Le coefficient d'absorption de cette fibre est fourni par le constructeur et est égal à 10 dB/km, ce qui représente 0,4 dB pour notre portion de fibre de 38 m.



## 4.2 Pompage au voisinage du second zéro de dispersion

L'expérience de simple pompage consiste à injecter un faisceau laser intense dans la fibre, au voisinage du second zéro de dispersion, afin de générer un supercontinuum. Le micro-laser utilisé génère des impulsions, à mode déclenché (Q-switched), de 3,1 ns à 1535 nm avec un taux de répétition de 3,3 kHz et une puissance moyenne de 17 mW. L'injection du faisceau laser dans la fibre PCF est assurée par l'utilisation d'un objectif de microscope  $\times 20$  traité pour l'infrarouge et le taux de couplage est estimé à 30%. La dynamique de formation du supercontinuum a été observée et analysée, dans le domaine spectral, pour différentes puissances d'entrée. Le gradient de puissance est réalisé en désalignant le système d'injection.

Les spectres enregistrés à la sortie de la fibre PCF sont présentés sur la Fig. 4.2 pour différentes puissances d'entrée. La Fig. 4.2.a présente des spectres dont la puissance de sortie associée est respectivement égale à 50  $\mu\text{W}$  et 1 mW et la Fig. 4.2.b présente des spectres associés à des puissances de sortie, respectivement égales à 50  $\mu\text{W}$  et 1,3 mW.

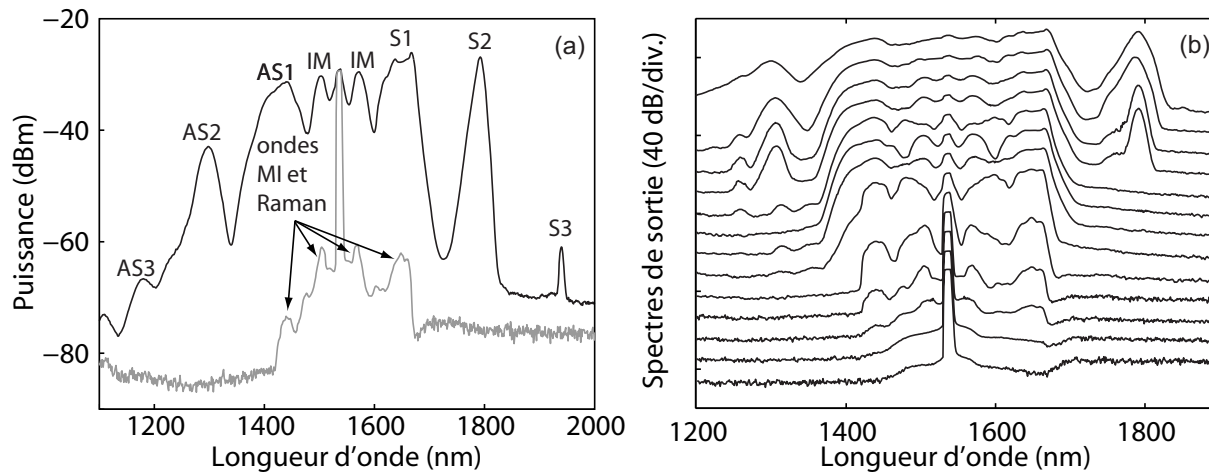


FIGURE 4.2 – (a) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre PCF pour deux puissances de sortie égales à 200  $\mu\text{W}$  (courbe grise) et 1 mW (courbe noire). Les lettres S et AS désignent les ordres Raman Stokes et anti-Stokes et IM désigne les bandes d'instabilité modulationnelle. (b) Spectres enregistrés à la sortie de la fibre PCF pour une puissance d'entrée croissante. La puissance de sortie s'étale de 50  $\mu\text{W}$  à 1,3 mW.

Le faisceau pompe, situé proche du second ordre de dispersion de la fibre, subi un élargissement spectral causé par le phénomène d'instabilité modulationnelle, qui se manifeste, dans le domaine de Fourier, par l'apparition de bandes spectrales symétriques par rapport à la pompe. Dans le cas d'un pompage proche de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre, le calcul des positions de ces bandes doit prendre en compte les ordres de dispersion d'ordres supérieurs. Rappelons la relation d'accord de phase évoquée dans

le second chapitre :

$$K = \beta_2 \Omega^2 + \frac{\beta_4}{12} \Omega^4 + 2\gamma P = 0 \quad (4.1)$$

où  $\beta_2$  et  $\beta_4$  sont les coefficients de dispersion de second et quatrième ordres, issus du développement de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  au voisinage de  $\omega_p$ .  $\gamma$  est le coefficient non linéaire de la fibre et  $P$  est la puissance crête à l'entrée de la fibre.  $\Omega = \omega_p - \omega_S = \omega_{AS} - \omega_p$  est la différence entre les pulsations de la pompe  $\omega_p$  et de l'onde Stokes  $\omega_S$  ou anti-Stokes  $\omega_{AS}$ . Nous avons tracé les solutions  $|\Omega|$  de cette équation sur la Fig. 4.3.a pour deux puissances d'entrée différentes, égales à 15 W pour la courbe en trait plein et 50 W pour la courbe en trait pointillé. Cette figure montre que, selon la puissance injectée dans la fibre, il existe une ou deux solutions de l'équation (4.1), c'est-à-dire deux ou quatre bandes d'instabilité modulationnelle. Par exemple, à basse puissance deux solutions  $|\Omega|$  sont possibles alors qu'à haute puissance il n'y en a qu'une seule.

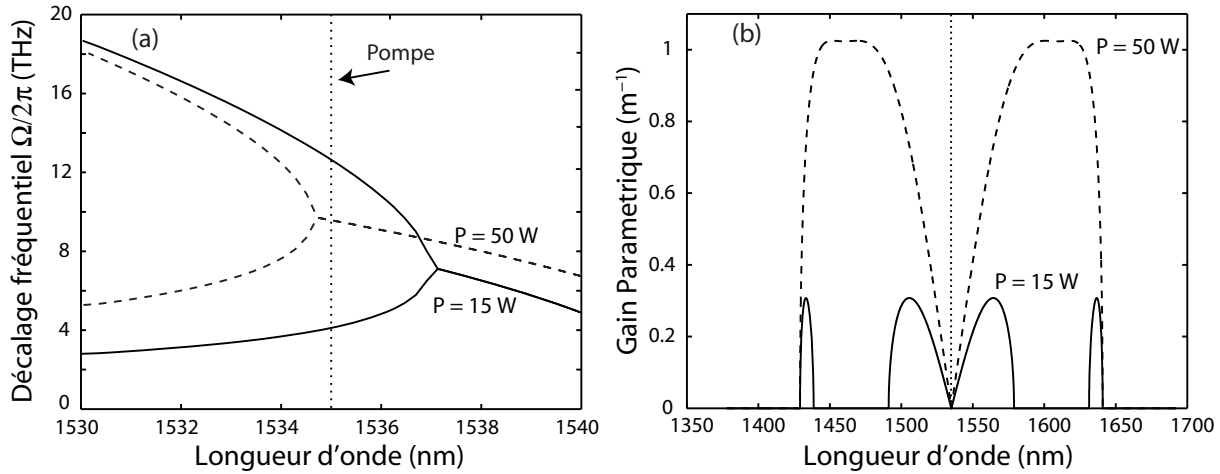


FIGURE 4.3 – (a) Décalage fréquentiel entre la pompe et les bandes d'instabilité modulationnelle ( $\Omega/2\pi$ ) en fonction de la longueur d'onde de pompe pour une puissance crête faible égale à 10 W (trait plein) et pour une puissance crête plus élevée égale à 50 W (pointillés). (b) Spectres de gain paramétrique correspondant aux courbes de la figure (a).

Ainsi, sur la Fig. 4.2.a les deux bandes latérales, observées proches de la pompe, et situées à 1501,3 nm et 1570,2 nm correspondent à une première solution de l'équation (4.1) et les bandes latérales, plus éloignées de la pompe, situées à 1441 nm et 1642,1 nm sont associées à une seconde solution. Cette situation est illustrée sur la Fig. 4.3.b qui représente les spectres de gain paramétrique, en unité de longueur, dont l'expression est  $g^2 = (\gamma P)^2 - (K/2)^2$ . Notons que la position des bandes latérales les plus éloignées de la pompe est la même que les composantes Stokes et anti-Stokes associées au premier ordre Raman. Sur les graphiques de la Fig. 4.3, nous remarquons, en effet, qu'à haute puissance

l'équation (4.1) possède une seule solution à la longueur d'onde de pompe et que les bandes latérales sont assez large pour recouvrir les composantes associées au premier ordre Raman.

La composante Stokes Raman de premier ordre, générée à partir de la pompe, croît avec la puissance d'entrée et atteint une puissance assez élevée pour générer, à son tour, une composante Stokes, initiant ainsi un processus de cascade [18]. Sur la Fig. 4.2.a, nous montrons la génération d'un premier ordre Raman (S1), initié par instabilité modulationnelle, puis pour des puissances d'entrée plus fortes, nous observons l'apparition de composantes Raman de second (S2) et troisième (S3) ordres, respectivement, à 1792 nm et 1935 nm. Notons que le troisième ordre Raman apparaît avec une faible puissance au-delà des limites de sensibilité de l'OSA (600-1700 nm), ce qui laisse supposer qu'il est beaucoup plus puissant.

Cette cascade Raman est similaire à celles observées quand un laser visible est injecté dans une fibre conventionnelle, loin du zéro de dispersion [19]. Ici la pente de dispersion est négative à la longueur d'onde de pompe, ce qui explique l'élargissement spectral limité vers les grandes longueurs d'onde. En effet les composantes Stokes Raman sont générées en régime de dispersion normale et ne subissent donc pas les effets d'auto-décalage des solitons comme c'est le cas dans les expériences du chapitre précédent.

Enfin, remarquons la présence de composantes anti-Stokes (AS1, AS2 et AS3) intenses sur les spectres de la Fig. 4.2. Contrairement au processus d'instabilité modulationnelle, le gain Raman est anti-symétrique. C'est pourquoi les composantes spectrales anti-Stokes sont, habituellement, fortement atténuées. Cependant, nous observons, sur la Fig. 4.2.a des composantes anti-Stokes relativement intenses, issus d'un mélange à quatre ondes entre la pompe et les composantes Raman Stokes. Ce processus semble particulièrement efficace pour la composante anti-Stokes de premier ordre. La superposition possible d'une bande d'instabilité, associée à une solution de l'équation (4.1), avec la composante anti-Stokes Raman de premier ordre, peut être une explication de l'importance de la composante spectrale à 1441 nm. Enfin, les composantes anti-Stokes observées sur les Fig. 4.2.a et 4.2.b présentent une largeur spectrale, qui augmente en fonction de la puissance d'entrée. L'élargissement spectral de ces composantes est attribué au fait que ces dernières se propagent en régime de dispersion anormale.

Pour finir les composantes anti-Stokes deviennent assez puissantes, comparables aux composantes Stokes, et contribuent à la génération d'un supercontinuum plat de 350 nm de large, comme le montre la Fig. 4.4.

Ainsi, nous venons de présenter la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée à deux zéros de dispersion, à partir d'un microlaser nanoseconde à 1535 nm, à mode déclenché. La configuration spécifique du pompage proche du second zéro de dispersion, où la pente de dispersion est négative, a permis la mise en place d'une cascade

---

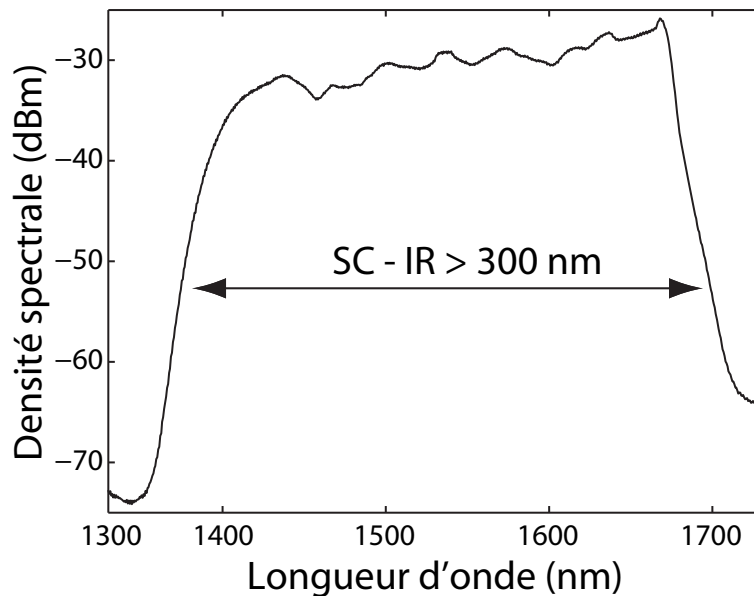


FIGURE 4.4 – Supercontinuum généré dans la fibre microstructurée pour une puissance moyenne d'entrée maximale. Le spectre s'étend de 1350 nm à 1700 nm.

Raman jusqu'à l'ordre 3 et la génération de composantes anti-Stokes intenses par mélange à quatre ondes. À forte puissance, l'étendue spectrale atteint 350 nm de large, de 1350 nm à 1700 nm, recouvrant ainsi la totalité des bandes Télécoms E à XL. Cette source pourrait trouver des applications directes pour le test de composants ou le multiplexage en longueurs d'onde.

Dans la partie suivante nous présentons une expérience de génération de supercontinuum, dans la même fibre microstructurée par double pompage, à partir d'un microlaser nanoseconde similaire. Le faisceau laser est doublé en fréquence par un cristal PPLN, puis le fondamental et le second harmonique sont injectés simultanément dans la fibre pour la génération de supercontinuum ultra large.

### 4.3 Pompages au voisinage des deux zéros de dispersion

Les premières études sur la génération de supercontinuum par double pompage ont été réalisées dans des fibres photoniques à zéro de dispersion unique. En 2004 Champert *et al.* ont montré, dans une étude expérimentale, que le pompage simultané d'une fibre PCF en régime de dispersion normale et anormale entraîne la génération d'un supercontinuum homogène dans le domaine visible et la suppression de la cascade Raman par intermodulation de phase [20]. La confirmation théorique de la mise en place de ce phénomène a été présentée l'année suivante, dans l'étude d'une source bleue à large bande spectrale [21]. En effet, ces travaux ont montré que la contribution simultanée de l'intermodulation de phase et de l'auto-décalage fréquentiel des solitons, explique l'extension du supercontinuum vers les courtes longueurs d'onde. Des études plus récentes ont été menées dans des fibres à deux zéros de dispersion [22,23]. Schreiber *et al.* ont montré la contribution simultanée de l'intermodulation de phase et du transfert d'énergie vers les ondes dispersives, entraînant une extension spectrale des deux côtés du spectre. Une autre étude, utilisant une source nanoseconde, a mis l'accent sur un mécanisme de cascade d'intermodulation de phase [24] pour expliquer l'extension du supercontinuum et montrer que ces processus physiques contribuent au lissage du continuum visible.

Nous présentons, ici, la génération de supercontinuum par double pompage d'une fibre microstructurée à deux zéros de dispersion. La position des pompes, autour des zéros de dispersion montre une nouvelle dynamique de formation de supercontinuum. En effet, chaque pompe s'élargit en supercontinuum, dans le visible en régime de dispersion anormale et dans l'infrarouge, en régime de dispersion normale. Enfin, les effets d'intermodulation de phase entraînent l'extension vers les grandes longueurs d'onde et le lissage du spectre infrarouge. Le spectre final s'étend sur 1400 nm, de 550 nm à 1950 nm.

#### 4.3.1 Génération de second harmonique dans un cristal PPLN

##### 4.3.1.1 Quasi-accord de phase

Jusqu'à présent nous avons parlé d'effets non linéaires liés à la susceptibilité de troisième ordre,  $\chi^{(3)}$  (effet Kerr, diffusion Raman, diffusion Brillouin). La génération de second harmonique est également un effet non linéaire, mais elle est liée à la susceptibilité d'ordre 2,  $\chi^{(2)}$ , et ne peut donc avoir lieu que dans des milieux ne possédant pas de symétrie de révolution. Il fait intervenir deux ondes de pulsations respectives  $\omega$  (pour l'onde fondamentale) et  $2\omega$  (pour l'onde de second harmonique), qui ne se propagent pas à la même vitesse de groupe dans un cristal en raison de la dépendance en longueur d'onde de l'in-

---

dice de réfraction. Ainsi, la différence de vitesse de groupe,  $\frac{c}{n_\omega} - \frac{c}{n_{2\omega}}$ , entre les deux ondes, entraîne un déphasage de l'une par rapport à l'autre, qui évolue au cours de la propagation. Lorsque les ondes sont en phase un transfert d'énergie de l'onde fondamentale vers l'onde de second harmonique se produit, puis lorsqu'elles sont en opposition de phase c'est le transfert d'énergie inverse qui se met en place. Ce processus équilibré ne permet pas un doublage de fréquence efficace à la sortie d'un cristal quelconque. Cependant, il est possible de surmonter ce problème par deux méthodes différentes :

Dans un cristal biréfringent, en injectant le faisceau fondamental dans une direction définie, suivant laquelle les indices de réfractifs  $n_\omega$  et  $n_{2\omega}$  sont égaux, les ondes restent en phase tout au long de la propagation. Dans ce cas, il s'agit de génération de second harmonique par *accord de phase parfait* dans un cristal biréfringent [25, 26]. La Fig. 4.5.b montre, en trait plein, une conversion de fréquence efficace par biréfringence.

Dans un cristal non biréfringent, inverser la polarisation du milieu entraîne une inversion de signe du coefficient non linéaire du cristal, et simultanément, le signe du déphasage entre les ondes. Ainsi, en inversant périodiquement la polarisation, avec un pas correspondant au maximum de conversion du fondamental vers le second harmonique le transfert d'énergie a toujours lieu dans le même sens. La génération de second harmonique est alors efficace par *quasi-accord de phase* (QAP) [27]. La Fig. 4.5.b représente le rendement de conversion en fonction de la distance parcourue. Le schéma d'un cristal présentant des domaines de polarisation périodiquement inversée est représenté sur la Fig. 4.5.a.

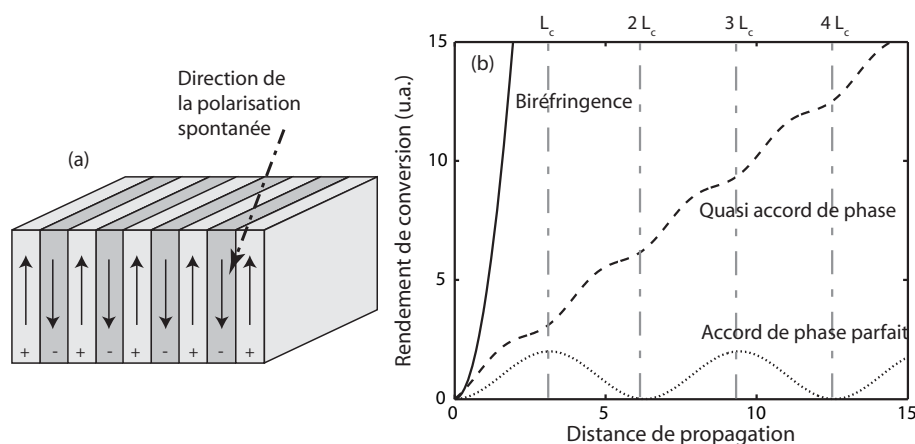


FIGURE 4.5 – (a) Structure d'un réseau à polarisation périodiquement inversé dans un cristal non linéaire  $\chi^{(2)}$ . (b) Comparaison du rendement de doublage de fréquence, entre l'accord de phase par biréfringence (trait plein), l'accord de phase dans le Niobate de Lithium (tirets) et le quasi-accord de phase (pointillés).

Les équations couplées régissant la génération de second harmonique peuvent être exprimées de la façon suivante [28]

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{2i\omega_1^2 d_{\text{eff}}}{k_1 c^2} A_2 A_1^* e^{-i\Delta k z}, \quad (4.2)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\omega_2^2 d_{\text{eff}}}{k_2 c^2} A_1^2 e^{-i\Delta k z}, \quad (4.3)$$

où  $\omega_1$  et  $\omega_2 = 2\omega_1$  sont les pulsations respectives des ondes fondamentale et second harmonique.  $\Delta k = 2k_1 - k_2$  est le déphasage entre ces deux ondes,  $A_j$  est l'amplitude, lentement variable, de l'onde  $j=(1,2)$  et  $k_j = \frac{n_j \omega_j}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda_j}$  son vecteur de propagation.

À partir de ces équations, le rendement de conversion peut s'écrire comme suit [28]

$$\eta_{\text{SHG}} = \tanh^2 \left( \sqrt{\frac{8\pi d_{\text{eff}}^2 L^2 P}{\epsilon_0 c n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda^2 w_0^2}} \right), \quad (4.4)$$

où  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{F.m}^{-1}$  est la permittivité diélectrique du vide.  $w_0$  (« waist ») est le rayon du faisceau lumineux au centre du cristal,  $d_{\text{eff}} = 16 \text{pm/V}$  [29] le coefficient non linéaire du matériau,  $L$  la longueur du cristal sur laquelle la conversion de fréquence est efficace et  $n_{\omega} \approx n_{2\omega} \approx 2.2$  est l'indice de réfraction du milieu.  $P$  est la puissance crête des impulsions traversant le cristal et est estimée à 1,38 kW (pour une puissance moyenne égale à 16 mW). Dans la suite nous verrons que la conversion est assez efficace pour pouvoir utiliser le faisceau doublé en fréquence comme une seconde pompe dans notre expérience de génération de supercontinuum. Dans notre montage, nous avons utilisé la méthode du quasi-accord de phase dans un cristal PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*), afin d'obtenir une onde de second harmonique à 767,5 nm, à partir d'un microlaser à 1535 nm. Nous décrirons les caractéristiques de ce cristal dans la partie suivante.

#### 4.3.1.2 Cristal PPLN

N'existant pas à l'état naturel, le Niobate de Lithium est fabriqué à partir de méthodes de croissances cristallines. Lors de la fabrication, des impuretés ou des défauts peuvent être introduits dans la structure de façon à faciliter le dopage du cristal pour des applications particulières [30]. Comme sa fabrication est flexible, le Niobate de Lithium peut être conçu sous différentes formes, suivant l'usage que nous voulons en faire, par exemple, sous la forme d'un cristal, la plus courante, ou celle d'une fibre, encore compliquée à mettre en œuvre pour une conversion de fréquence efficace. Ses propriétés diélectriques et optiques

---

sont très intéressantes car elles sont fortement dépendantes de la température [31, 32] et de la longueur d'onde de travail [33]. C'est ce qui rend idéal le Niobate de Lithium pour l'inscription d'un réseau à polarisation inversée. Le cristal PPLN est un réseau dont la polarisation s'inverse à chaque pas, comme l'illustre la Fig. 4.5.a. La période des domaines d'inversion est choisie en fonction de l'utilisation visée car il existe différents types de conversion de fréquence :

si deux ondes se propagent dans le milieu, elles peuvent interagir entre elles, sous la forme d'une *somme* ou d'une *différence de fréquences* ou interagir chacune avec elle-même et générer ses propres harmoniques, par exemple par *génération de second harmonique* [34–36]. Ces processus permettent de concevoir de nouvelles sources laser, dont la longueur d'onde se situe dans le visible [37–39].

si une seule onde est présente, la *génération paramétrique optique* peut alors se mettre en place. À partir de cet effet nous pouvons créer un oscillateur paramétrique optique [40] ou un amplificateur paramétrique optique [41].

Le pas du réseau dépend de la longueur d'onde à convertir et est égale à  $\Lambda = \frac{\lambda}{(n_{\omega} - n_{2\omega})}$  [42].

La fabrication d'un PPLN peut avoir lieu lors de la croissance du cristal, en modifiant la méthode de croissance dite de « Czochralski » [43] ou en lui appliquant un champ électrique périodique. D'autres méthodes consistent à modifier la structure du Niobate de Lithium après sa fabrication, en y appliquant un champ électrique intense à température ambiante ou en inscrivant directement le réseau par faisceau d'électrons dans le cristal [44].

Dans notre expérience nous avons utilisé le cristal PPLN décrit sur la Fig. 4.6, acheté chez Thorlabs.

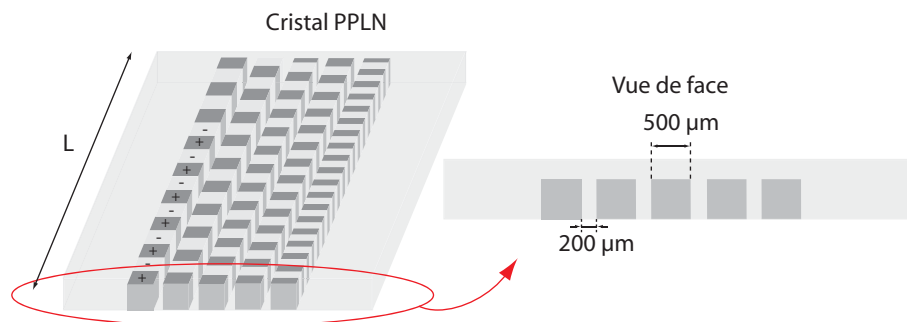


FIGURE 4.6 – Cristal PPLN utilisé dans notre expérience. À l'intérieur du cristal de Niobate de Lithium cinq réseaux sont inscrits, de pas différents, égaux à 18,2 - 18,4 - 18,6 - 18,8 et 19 μm.

Ce cristal est constitué de cinq réseaux de dimensions 500 μm × 500 μm × 10 mm, espacés les uns des autres de 200 μm. Remarquons, sur la Fig. 4.6, que chaque réseau



possède son propre pas, dont la valeur varie de 18,2 à 19  $\mu\text{m}$ . Lors de l'expérience de doublage de fréquence, illustrée sur la Fig. 4.7, nous avons testé tous les réseaux et celui qui mène à un maximum de conversion est le réseau dont le pas est égal à 18,2  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à une différence d'indice d'environ 0,08. Après avoir choisi le réseau adéquat, la température a également fait l'objet d'un procédé d'optimisation. La température pour laquelle la conversion de fréquence est la plus efficace est située entre 142 C et 143 C. Pour maintenir le cristal à cette température nous l'avons placé dans un four, connecté à un contrôleur de température.

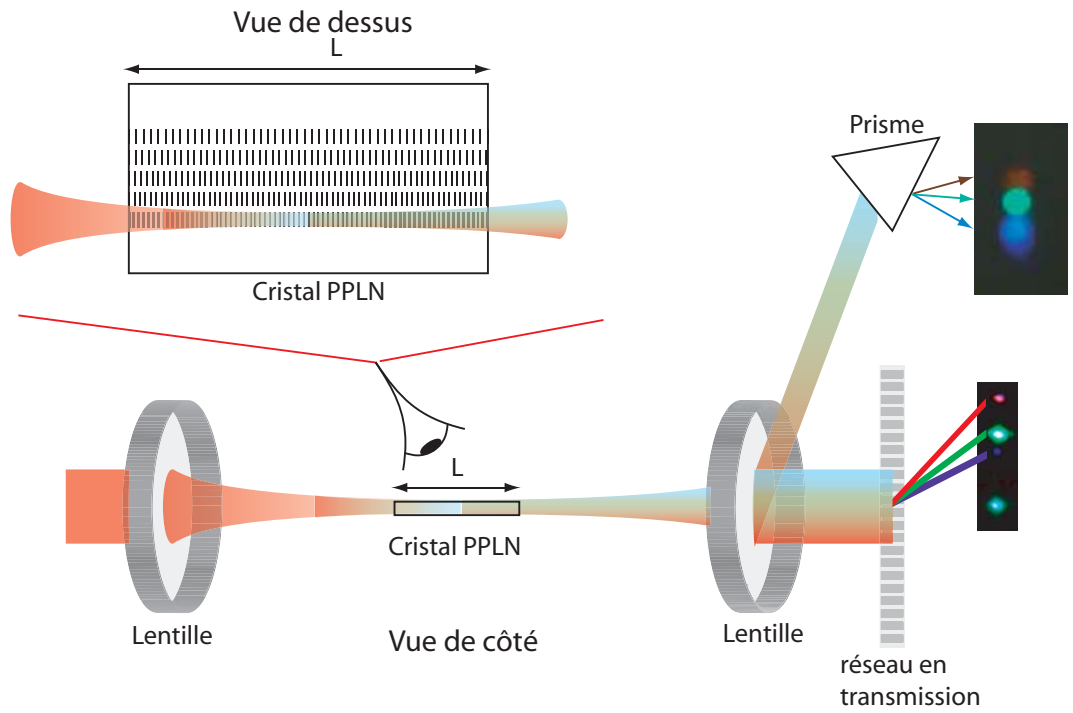


FIGURE 4.7 – Schéma de l'expérience de doublage de fréquence du laser dans le cristal PPLN.

Un faisceau de polarisation verticale subit l'influence de l'inversion périodique de la polarisation des domaines ferroélectriques, alors qu'un faisceau de polarisation horizontale ne sera pas modifié lors de sa propagation dans le cristal PPLN. C'est pourquoi nous avons vérifié que le laser est polarisé verticalement, à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisations. Cette observation permet de lever l'obligation d'utiliser un système de polarisation entre le laser et le cristal et de diminuer les pertes.

Ensuite le choix de la lentille utilisée pour l'injection du faisceau laser dans le cristal est un facteur déterminant pour l'efficacité de conversion. Il existe, en effet, une taille optimale du faisceau incident au centre du cristal pour laquelle le taux de conversion est maximum. Si le faisceau n'est pas suffisamment focalisé la puissance et donc l'efficacité de conversion sera faible. Au contraire, si le faisceau lumineux est trop focalisé au centre, la puissance au point focal sera certes élevée mais le faisceau, plus divergent, traversant le cristal sur toute sa longueur aura une puissance moindre. La loi donnée par le constructeur est valable dans

le cas d'un faisceau gaussien : la taille ( $2w_0$ ) du faisceau sur le plan focal est choisie pour obtenir une longueur de Rayleigh égale à la moitié de la longueur du cristal, c'est-à-dire :  $w_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi}$ , où  $w_0$  est le « waist » du faisceau. À partir de cette expression la distance focale de la lentille utilisée a été choisie égale à 50 mm.

La Fig. 4.8 illustre l'expérience de doublage de fréquence. Le four permet de maintenir le cristal PPLN à la température d'optimisation et la lentille, placée à sa sortie, sert à focaliser les faisceaux lumineux (de longueurs d'onde différentes) sur un réseau en transmission, possédant 300 lignes/mm puis sur un prisme. Sur l'écran placé après le réseau ou après le prisme, des faisceaux de longueurs d'onde différentes apparaissent, constituant ainsi la sortie d'une source RGB (red-green-blue) [39].

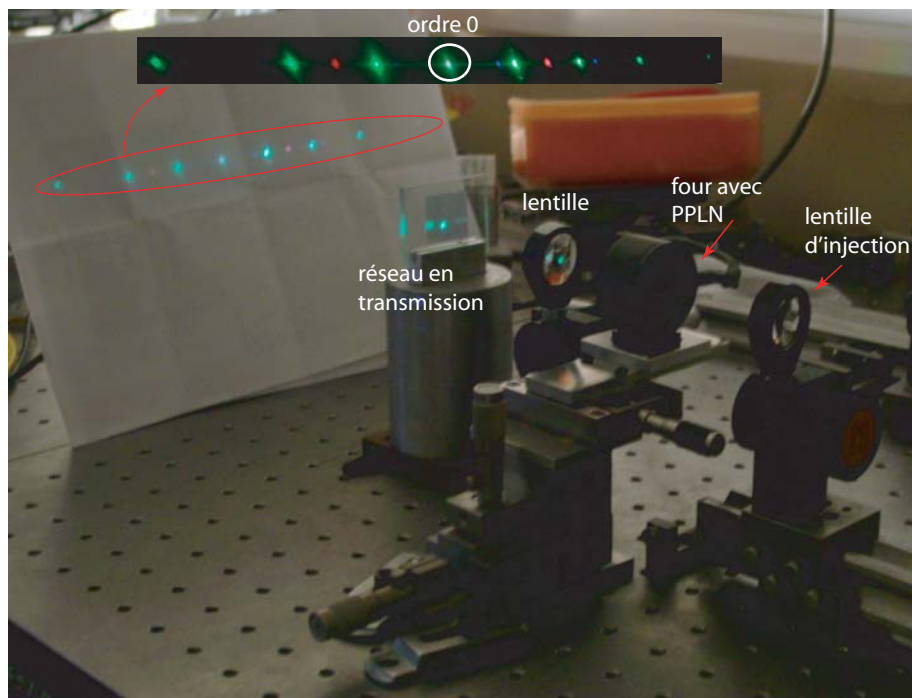


FIGURE 4.8 – Représentation de l'expérience de doublage de fréquence du laser dans le cristal PPLN.

Afin de déterminer les longueurs d'onde des faisceaux sortant du cristal, ceux-ci sont injectés dans une fibre monomode standard à l'aide d'un objectif de microscope, puis cette fibre est connectée à un analyseur de spectre optique, puis à un spectromètre visible. La Fig. 4.9 représente la superposition d'un spectre enregistré par l'analyseur de spectre « Agilent », sensible pour la plage de longueurs d'onde 600-1700 nm, et un spectre enregistré par un spectromètre visible « Ocean Optics », sensible pour la plage de longueurs d'onde 350-1100 nm. Nous distinguons cinq longueurs d'onde différentes :

le laser à 1535 nm (fondamental),

le résidu de la pompe du laser à 970 nm,

le second harmonique du faisceau laser à 767,5 nm (doublé),  
 la somme de fréquence entre le fondamental et le second harmonique à 511.5 nm et  
 le second harmonique du doublé à 383,75 nm (spot bleu).

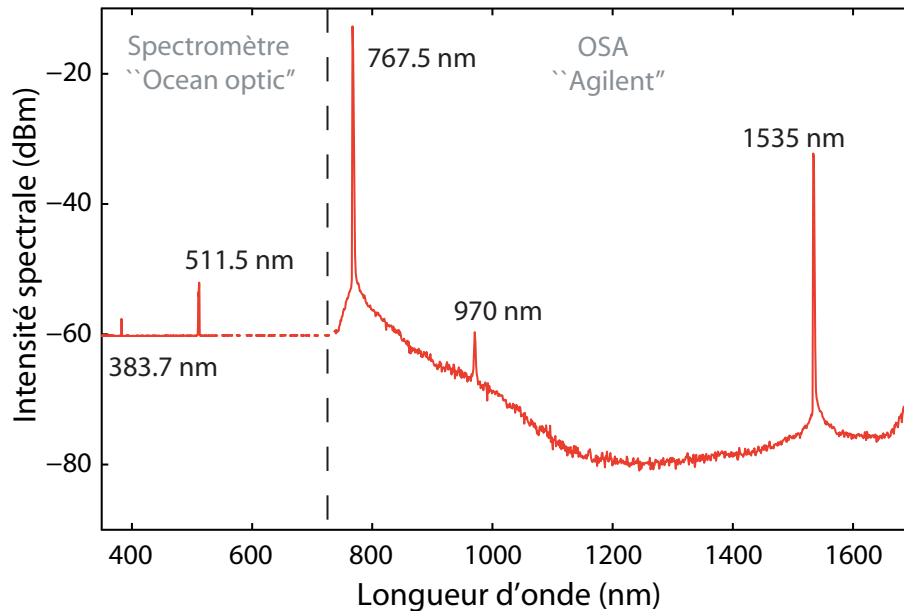


FIGURE 4.9 – Spectres des faisceaux lumineux à la sortie du cristal PPLN. L’encart représente un enregistrement du spectre vers les courtes longueurs d’onde pour un réglage différent de l’analyseur de spectre optique.

À la sortie du cristal, la puissance totale mesurée est égale à 1,5 mW pour l’ensemble des longueurs d’onde visible, lorsque la puissance à l’entrée du cristal (après la lentille d’injection) est égale à 16 mW. Le taux de conversion de l’infrarouge vers le visible est donc égal à environ 10%. Sur le spectre de la Fig. 4.9, nous voyons que les ondes à 1535 nm et 767,5 nm sont beaucoup plus puissantes que les autres. C’est pourquoi nous prendrons en compte uniquement ces ondes dans l’expérience de double pompage, les autres ne sont pas assez intenses pour entraîner des effets non linéaires dans la fibre microstructurée.

### 4.3.2 Génération de supercontinuum par double pompage

La Fig. 4.10.a représente le schéma de l’expérience du double pompage de la fibre microstructurée à deux zéros de dispersion. Les impulsions du microlaser, de largeur 4,3 ns, générées à 1535 nm avec une cadence de 2,7 kHz, sont injectées dans le cristal PPLN à l’aide d’une lentille de distance focale égale à 50 mm. À la sortie du cristal les faisceaux sont injectés dans la fibre microstructurée à l’aide de deux objectifs de microscope, l’un visible de grossissement  $\times 10$  et le deuxième infrarouge de grossissement  $\times 20$ . Puis les

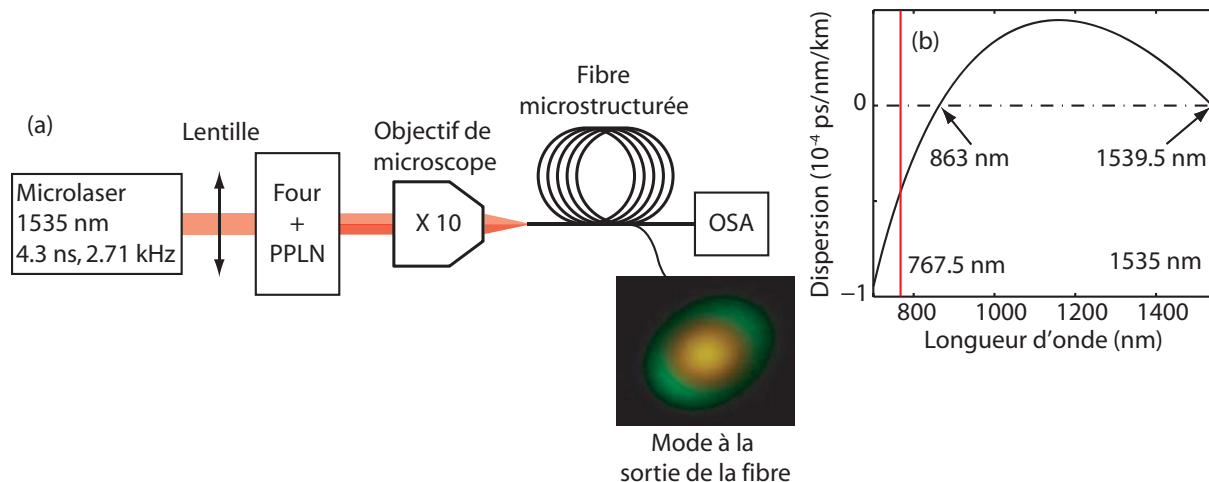


FIGURE 4.10 – (a) Schéma du montage de double pompage de la fibre microstructurée à deux zéros de dispersion. (b) Profil de dispersion de la fibre microstructurée PCF5 sur lequel les droites rouges montrent la position des longueurs d'onde de pompe.

spectres à la sortie de la fibre sont enregistrés sur l'analyseur de spectre optique. Le mode à la sortie de la fibre, pour un couplage en entrée de fibre non optimisé, est représenté sur la Fig. 4.10. Au centre le mode fondamental est quasiment blanc, ce qui signifie que le continuum visible est monomode. Autour de ce mode nous observons une couronne verte qui représente un mode supérieur sur lequel se propage la composante de longueur d'onde 511 nm, résultant de la somme de fréquence entre la pompe et le second harmonique.

La Fig. 4.10.b montre le profil de dispersion de la fibre microstructurée avec la position des longueurs d'onde de pompe indiquées par les deux droites verticales, qui s'accordent quasiment avec les deux zéros de dispersion. Notons, cependant, que la pompe visible est située environ 100 nm en dessous du premier zéro de dispersion.

En raison des aberrations chromatiques de l'objectif de microscope visible, les faisceaux lumineux de longueurs d'onde différentes ne focalisent pas sur le même plan. De ce fait la position optimale du couplage d'un faisceau lumineux dans la fibre dépend de la longueur d'onde, et nous pouvons donc faire varier le pourcentage de couplage du faisceau rouge par rapport à celui du faisceau infrarouge. L'objectif infrarouge n'a été utilisé que pour optimiser l'injection du faisceau fondamental dans la fibre, pour les spectres de la Fig. 4.11.

La Fig. 4.11 montre les spectres obtenus en sortie de fibre, lorsque le couplage est optimisé pour le faisceau infrarouge. Le taux de couplage est d'environ 30% dans la fibre PCF5 pour l'injection du rayonnement visible dans la fibre. Sur la Fig. 4.11.a, les spectres sont représentés sur une large plage de longueurs d'onde, de 500 nm à 1900 nm. Nous voyons la présence du faisceau de second harmonique, dont la puissance est trop faible pour entraîner des effets non linéaires.

La Fig. 4.11.b regroupe les mêmes spectres, représentés sur une plage de longueurs d'onde

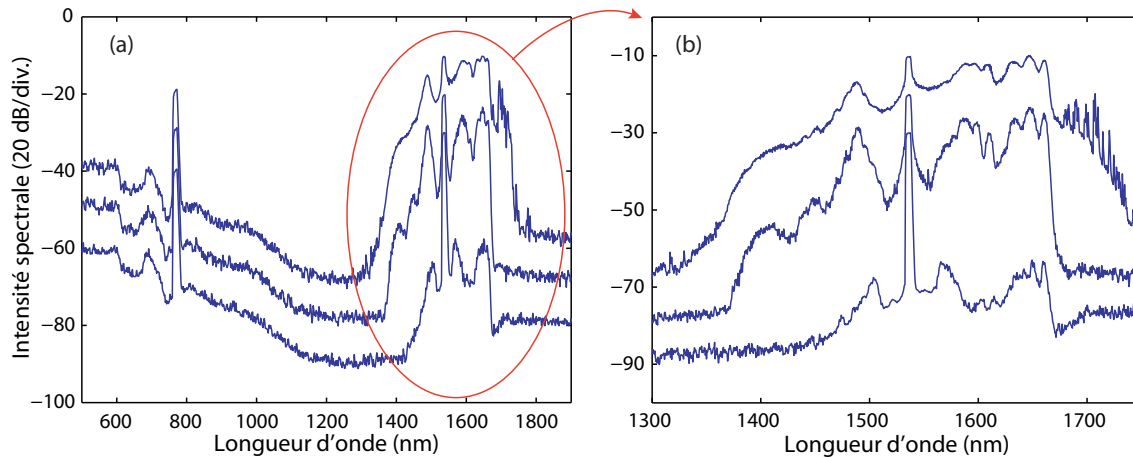


FIGURE 4.11 – Spectres enregistrés à la sortie de la fibre microstructurée lorsque le couplage des faisceaux lumineux dans cette fibre a été optimisé pour le fondamental. Les spectres sont représentés avec un *offset* pour une question de clarté des résultats, sur une large plage de longueurs d’onde (a) et autour de la longueur d’onde du laser (b).

plus étroite, située autour de la longueur d’onde de pompe. Remarquons que ces spectres sont quasiment les mêmes que ceux obtenus dans la première partie de ce chapitre, pour un pompage simple de la fibre. Les composantes Raman Stokes sont générées vers les grandes longueurs d’onde et les composantes anti-Stokes, résultant du mélange à quatre ondes dégénéré entre la pompe et les différentes composantes Stokes, sont générées du côté des courtes longueurs d’onde, par rapport à la longueur d’onde de la pompe.

La Fig. 4.12 représente les spectres enregistrés à la sortie de la fibre en désalignant le système de couplage dans la direction de l’axe optique. Cette méthode permet de modifier l’optimisation du couplage, avantageant le faisceau rouge au détriment du faisceau infrarouge. Sur la Fig. 4.12.a nous retrouvons l’élargissement de l’onde fondamentale et le pic fin du doublé. Le régime est le même que pour les spectres représentés sur la Fig. 4.11.

Si nous continuons à éloigner l’entrée de fibre du plan focal associé au faisceau fondamental nous augmentons le taux de couplage du doublé dans la fibre et donc la puissance de la pompe visible. Nous observons alors sur les Fig. 4.12.b, 4.12.c, et 4.12.d un élargissement du doublé et la génération de continuum dans le visible.

Sur la Fig. 4.12.b le continuum infrarouge est moins large que sur la figure 4.12.a. Nous observons, en particulier la disparition d’une onde anti-Stokes. Simultanément, le second harmonique devient assez puissant pour générer un premier ordre Raman, décalé de 13.2 THz de la pompe visible. Nous voyons, en effet, l’apparition d’un premier ordre Raman Stokes à 795 nm. Puis la cascade Raman se met en place et comme le montre les Fig. 4.12.b, 4.12.c, et 4.12.d, elle s’étend jusqu’au troisième ordre, stoppée par le premier zéro de dispersion.

Au-delà de ce premier zéro de dispersion les effets solitons prennent le relais et le continuum visible s’élargit alors jusqu’au second zéro de dispersion.

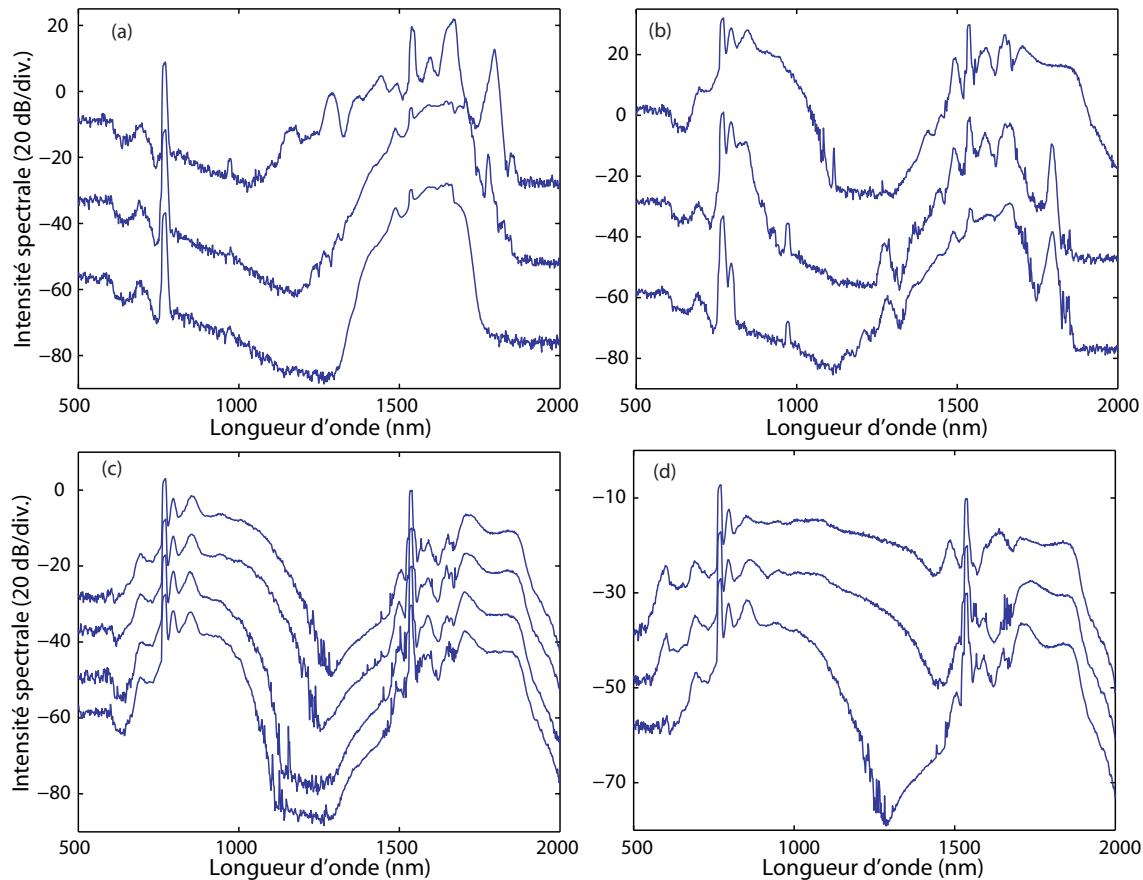


FIGURE 4.12 – Spectres enregistrés à la sortie de la fibre pour une injection optimisée dans l'infrarouge (a), puis pour une injection du doublé de plus en plus efficace (b,c,d).

Les spectres des Fig. 4.12.c et 4.12.d ont été enregistrés pour une puissance du second harmonique plus élevée. Simultanément à l'élargissement de la pompe visible vers un supercontinuum étendu, nous observons un élargissement du spectre infrarouge par intermodulation de phase et nous voyons une extension spectrale homogène vers les grandes longueurs d'onde. Nous obtenons alors un supercontinuum ultra étendue, présentant une conversion des pompes très efficace vers toutes les composantes spectrales de la fenêtre de transmission de la fibre.

La Fig. 4.13 présente les spectres enregistrés sur l'analyseur de spectre optique pour une puissance d'injection minimale puis maximale. Lorsque la puissance de chacune des pompes est minimale le régime de propagation des faisceaux lumineux reste linéaire et nous observons les ondes du fondamental, du second harmonique et du résidu de la pompe du laser. À puissance maximale, nous observons un supercontinuum de plus de 1400 nm de large. Notons cependant, que la planéité du spectre n'est pas très bonne, puisque nous observons une différence de 20 dB entre le pic de puissance de la pompe visible et les minima entourant la pompe infrarouge. Sur la Fig.4.13 le mode blanc, à la sortie de la fibre, est inséré sur les spectres et sa décomposition à travers un réseau en transmission montre l'ensemble du spectre visible, qui ne représente qu'une portion limitée du spectre

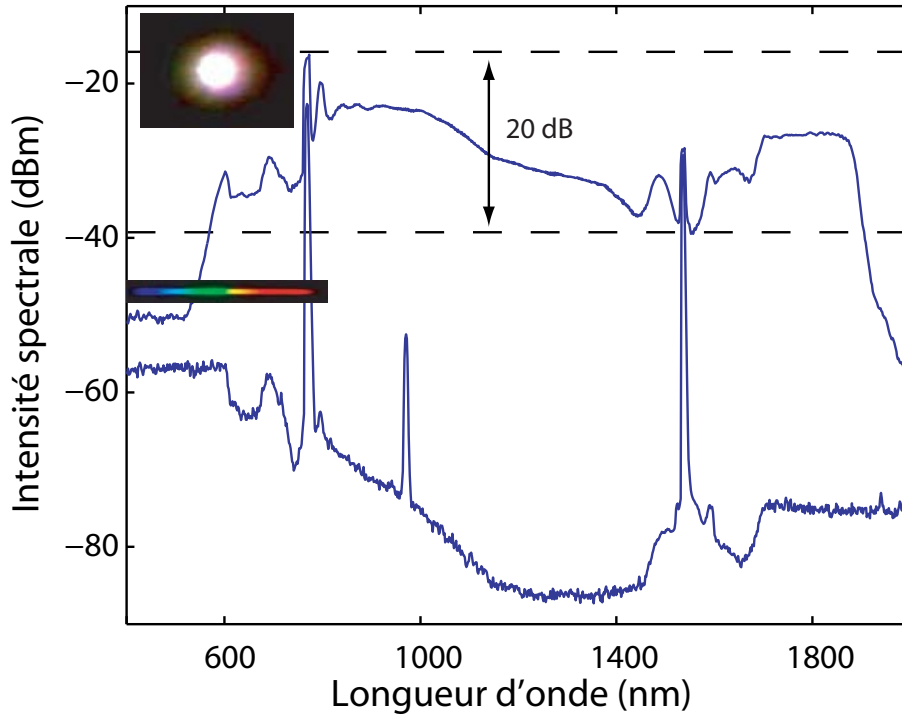


FIGURE 4.13 – Spectres enregistrés par l’analyseur de spectre optique pour une puissance d’injection minimale puis maximale. Les effets non linéaires, Kerr, Raman et d’intermodulation de phase, mènent à la génération d’un supercontinuum ultra large de plus de 1400 nm d’étendue spectrale, dans une fibre microstructurée à deux zéros de dispersion.

étendu final.

## Conclusion

En conclusion, nous avons présenté la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée présentant deux zéros de dispersion, l’un à la limite supérieure du spectre visible et l’autre dans le proche infrarouge. La première source à large bande spectrale présentée a été développée à partir d’un microlaser nanoseconde et présente un élargissement de 350 nm autour de la longueur d’onde de pompe, 1535 nm. Cette expérience a permis d’observer la génération d’ondes anti-Stokes Raman importantes par mélange à quatre ondes dégénéré entre la pompe et les ondes Stokes. La pente de dispersion négative à la longueur d’onde de pompe a contribué à la génération d’une cascade Raman efficace vers les grandes longueurs d’onde. Cette cascade s’étend jusqu’au troisième ordre, c’est-à-dire proche de 2  $\mu\text{m}$ . Ce montage peut être utilisé pour réaliser des lasers Raman dont la longueur d’onde serait supérieure à 1,5  $\mu\text{m}$ .

La seconde étude présentée dans ce chapitre est la génération de supercontinuum ultra étendu, par double pompage de la fibre à partir d’un microlaser nanoseconde, à mode

---

déclenché, doublé en fréquence par un cristal PPLN. Le double pompage de la fibre PCF, à 1535 nm et 767,5 nm, entraîne la génération de supercontinuum de plus de 1400 nm de large. La dynamique de formation de ce supercontinuum est originale car les pompes sont situées au voisinage des deux zéros de dispersion. Dans cette configuration le supercontinuum visible contribue à l'extension et au lissage du continuum infrarouge par intermodulation de phase. Une perspective intéressante à cette étude serait d'utiliser une fibre microstructurée similaire, dont les deux zéros de dispersion s'accorderaient avec les deux longueurs d'onde de pompe de manière à supprimer complètement la cascade Raman dans le visible [45].

---



## Bibliographie

- [1] J. Ranka, R. Windeler, et A. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” *Opt. Lett.* **25**(1), 25–27 (2000).
  - [2] J. M. Dudley, G. Genty, et S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
  - [3] G. Genty, S. Coen, et J. M. Dudley, “Fiber supercontinuum sources (Invited),” *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(8), 1771–1785 (2007).
  - [4] T. Morioka, K. Mori, et M. Saruwatari, “More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres,” *Electron. Lett.* **29**, 862–864 (1993).
  - [5] H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka, K. Mori, et M. Saruwatari, “100 Gbit/s optical wave-form measurement with 0.6 ps resolution optical-sampling using subpicosecond supercontinuum pulses,” *Electron. Lett.* **30**, 1152–1153 (1994).
  - [6] T. Morioka, S. Kawanishi, H. Takara, et O. Kamatani, “Penalty-free, 100 Gbit/s optical transmission of  $\geq 2$  ps supercontinuum transform-limited pulses over 40 km,” *Electron. Lett.* **31**, 124–125 (1995).
  - [7] T. Okuno, M. Onishi, et M. Nishimura, “Generation of Ultra-Broad-Band Supercontinuum by Dispersion-Flattened and Decreasing Fiber,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**(1), 72–74 (1998).
  - [8] K. R. Tamura, H. Kubota, et M. Nakazawa, “Fundamentals of stable continuum generation at high repetition rates,” *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 773–779 (2000).
  - [9] K. Mori, H. Takara, et S. Kawanishi, “Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a singlemode optical fiber,” *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1780–1792 (2001).
  - [10] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source*, second edition ed. (Springer, 2006).
  - [11] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, “Soliton selffrequency shift cancellation in photonic crystal fibers,” *Science* **301**, 1705–1708 (2003).
  - [12] K. M. Hilligsøe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen, C. K. Nielsen, K. Malmer, S. Keiding, R. Kristiansen, K. P. Hansen, et J. J. Larsen, “Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths,” *Opt. Expr.* **12**(6), 1045 – 1054 (2004).
  - [13] G. Genty, M. Lehtonen, et H. Ludvigsen, “Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers,” *Opt. Expr.* **12**(15), 3471–3480 (2004).
-

- 
- [14] M. H. Frosz, P. Falk, et O. Bang, “The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength,” *Opt. Expr.* **13**(16), 6181 – 6192 (2005).
- [15] M. L. V. Tse, P. Horak, F. Poletti, N. G. R. Broderick, J. H. V. Price, J. R. Hayes, et D. J. Richardson, “Supercontinuum generation at 1064 nm in holey fibers with dispersion flattened profiles,” *Opt. Expr.* **14**(10), 4445 – 4451 (2006).
- [16] A. Mussot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, et T. Sylvestre, “Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths,” *Opt. Express* **15**(18), 11,553–11,563 (2007).
- [17] G. Mélin, L. Provost, A. Fleureau, S. Lempereur, X. R. ans E. Bourova, et L. Gasca, “Innovative design for highly non-linear microstructured fibers,” *Europ. Conf. Opt. Com.* (2004).
- [18] J. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton, et S. Coen, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping,” *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 765–770 (2002).
- [19] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, et P. S. J. Russell, “Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 753–764 (2002).
- [20] P.-A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly, et P. Nérin, “White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system,” *Opt. Express* **12**(19), 4366–4371 (2004).
- [21] G. Genty, M. Lehtonen, et H. Ludvigsen, “Route to broadband blue-light generation in microstructured fibers,” *Opt. Lett.* **30**(7), 756–758 (2005).
- [22] T. Schreiber, T. V. Andersen, D. Schimpf, J. Limpert, et A. TÄ nnermann, “Supercontinuum generation by femtosecond single and dual wavelength pumping in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelengths,” *Opt. Expr.* **13**(23), 9556–9569 (2005).
- [23] E. Rääkkönen, G. Genty, O. Kimmelma, M. Kaivola, K. P. Hansen, et S. C. Buchter, “Supercontinuum generation by nanosecond dual-wavelength pumping in microstructured optical fibers,” *Opt. Expr.* **14**(17), 7914–7923 (2006).
- [24] G. Genty, M. Lethonen, et H. Ludvigsen, “Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses,” *Opt. Expr.* **12**(19), 4614–4624 (2004).
-

- [25] P. Franken, A. Hill, C. Peters, et G. Weinreich, “Generation of optical harmonics,” *Phys. Rev. Lett.* **7**(4), 118–120 (1961).
  - [26] P. Maker, R. Terhune, M. Nisenoff, et C. Savage, “Effects of dispersion and focusing on the production of optical hamonics,” *Phys. Rev. Lett.* **8**(1), 21–23 (1962).
  - [27] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, et P. S. Pershan, “Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric,” *Phys. Rev.* **127**, 1918–1939 (1962).
  - [28] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic Press, 2008).
  - [29] D. Taverner, P. Britton, P. G. R. Smith, D. J. Richardson, G. W. Ross, et D. C. Hanna, “Highly efficient second-harmonic and sum-frequency generation of nanosecond pulses in a cascaded erbium-doped fiber :periodically poled lithium niobate source,” *Opt. Lett.* **23**(3), 162–164 (1998).
  - [30] J. Capmany, V. Bermúdez, et E. DiÁ guez, “Bulk periodically poled lithium niobate doped with  $\text{Yb}^{3+}$  ions : Growth and characterization,” *Appl. Phys. Lett.* **74**(11), 1534–1536 (1999).
  - [31] M. Carrascosa et L. Arizmendi, “High-temperature photorefractive effects in  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ,” *J. Appl. Phys.* **73**(6), 2709–2713 (1993).
  - [32] D. Jundt, “Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction,  $n_e$ , in congruent lithium niobate,” *Opt. Lett.* **22**, 1553–1555 (1997).
  - [33] G. Boyd, W. Blond, et H. Carter, “Refractive index as a function of temperature in  $\text{LiNbO}_3$ ,” *J. Appl. Phys.* **38**(4), 1941–1943 (1967).
  - [34] Y. lin Lu, Y. qing Lu, X. fei Cheng, C. cheng Xue, et N. ben Ming, “Growth of optical superlattice  $\text{LiNbO}_3$  with different modulating periods and its applications in second-harmonic generation,” *Appl. Phys. Lett.* **68**(20), 2781–2783 (1996).
  - [35] M. Y. Vyatkin, A. Dronov, M. Chernikov, J. R. T. S.V. Popov, D. Gapontsev, et V. Gapontsev, “Multi-watt, 780nm, single-frequency CW fiber-based source by SHG in PPLN and PPKTP,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (2005).
  - [36] Y. L. Lee, N. E. Yu, C. Jung, B.-A. Yu, I.-B. Sohn, S.-C. Choi, Y.-C. Noh, D.-K. Kob, W.-S. Yang, H.-M. Lee, W.-K. Kim, et H.-Y. Lee, “Second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate waveguides fabricated by femtosecond laser pulses,” *Apl. Phys. Lett.* **89**, 171,103 (2006).
  - [37] Y.-L. Lu, L. Mao, S. de Cheng, N. ben Ming, et Y. tian Lu, “Second-harmonic generation of blue light in  $\text{LiNbO}_3$  crystal with periodic ferroelectric domain structures,” *Apl. Phys. Lett.* **59**(5), 516–518 (1991).
-

- 
- [38] M. Arbore, M. Fejer, M. Fermann, Hariharan, A. Galvanauskas, et D. Harter, “Frequency doubling of femtosecond erbium-fiber soliton lasers in periodically poled lithium niobate,” *Opt. Lett.* **22**(1), 13–15 (1997).
- [39] M. Robles-Agudo, R. S. Cudney, et L. A. Rios, “RGB source based on simultaneous quasi-phasematched second and third harmonic generation in periodically poled lithium niobate,” *Optics Express* **14**(22), 10,663–12,668 (2006).
- [40] L. E. Myers, G. D. Miller, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, et W. R. Bosenberg, “Quasi-phase-matched 1.064-mm-pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>,” *Opt. Lett.* **20**(1), 52–54 (1995).
- [41] O.-Y. Jeon, M.-J. Jin, H.-H. Lim, B.-J. Kim, et M. Cha, “Broadband optical parametric amplification at the communication band with periodically poled lithium niobate,” *Opt. Expr.* **14**(16), 7210–7215 (2006).
- [42] P.-H. Pioger, “Solitons optiques spatiaux en milieu quadratique : expériences en régime d’impulsions courtes à 1500 nm et applications au traitement ultrarapide de données optiques,” Thèse, Université de Limoges (2004).
- [43] D. Feng, N.-B. Ming, J.-F. Hong, Y.-S. Yang, J.-S. Zhu, Z. Yang, et Y.-N. Wang, “Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO<sub>3</sub> crystals with periodic laminar ferroelectric domains,” *Appl. Phys. Lett.* **37**(7), 607–609 (1980).
- [44] L. Arizmendi, “Photonic applications of lithium niobate,” *Phys. Stat. Sol.* **201**(2), 253–283 (2004).
- [45] V. Couderc, P. Leproux, V. Tombelaine, L. Grossard, et A. Barthélémy, “Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large normal dispersion regime,” *Opt. Express* **13**(21), 8584–8590 (2005).
-



# Conclusion

Les travaux de recherches menés au cours de cette thèse ont porté sur l'étude des effets d'optique non linéaire engendrés lors de la propagation de la lumière proche infrarouge dans les fibres optiques de silice. De façon plus précise, nous nous sommes attachés à comprendre, par le biais de simulations numériques et d'investigations expérimentales, les effets d'instabilité modulationnelle et la génération de supercontinuum en régime continu et nanoseconde, aussi bien dans des fibres de télécommunications, que dans des fibres optiques spéciales à gaine microstructurée.

Après avoir rappelé les notions théoriques et physiques dans la première partie de ce mémoire, nous avons étudié l'instabilité modulationnelle et la génération d'ondes dispersives dans les fibres optiques en régime continu et au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle. Pour cela nous avons effectué des simulations numériques à partir de l'équation non linéaire de Schrödinger et de la méthode de Fourier itérative. Afin de restituer le caractère partiellement cohérent du laser à fibre utilisé dans nos expériences, nous avons utilisé un modèle à diffusion de phase. La comparaison des spectres d'instabilité de modulation simulés, avec ceux obtenus par l'expérience montre une excellente concordance et confirme donc la légitimité de ce choix. Ces simulations nous ont également permis de mettre en évidence, d'une part, la rupture de symétrie du spectre d'instabilité modulationnelle au voisinage de la dispersion nulle, et d'autre part, la génération associée d'ondes dispersives. Nos investigations nous ont permis de révéler que cette asymétrie spectrale était essentiellement causée par la dispersion du troisième ordre de la fibre optique. Celle-ci a pour effet de déstabiliser les impulsions solitons générées par instabilité modulationnelle qui perdent alors de l'énergie excédentaire sous forme d'ondes dispersives décalées vers les hautes fréquences. Nous avons aussi observé une inversion d'asymétrie du spectre lorsque la fréquence des ondes dispersives s'accorde avec celle de la bande d'instabilité anti-Stokes. Il est à noter cependant que, bien que notre modèle ait permis de prédire précisément la fréquence des ondes dispersives, nous n'avons pas obtenu d'information quant à leur puissance et leur énergie si ce n'est qu'elle décroît exponentiellement en fonction de leur décalage en fréquence. Une analyse théorique de l'énergie excédentaire cédée par les solitons fera l'objet d'une prochaine étude. Enfin nous avons examiné les conditions sous lesquelles l'instabilité modulationnelle était efficace, c'est-à-dire pour les-

---

quelles l'accord de phase était satisfait. Nous avons alors montré l'existence de bandes d'instabilité modulationnelle très éloignées lorsque la longueur d'onde du laser continu se situe en régime de dispersion normale, en bon accord avec des travaux récents en régime pulsé. Dans le quatrième chapitre, l'existence possible de quatre bandes d'instabilité de modulation a été illustrée pour un coefficient de dispersion du quatrième ordre positif. À partir de cette étude, nous avons développé une méthode relativement simple permettant de mesurer les coefficients de dispersion d'une fibre optique jusqu'à l'ordre 4. Cette méthode, basée sur les relations d'accord de phase associées à la fois aux bandes d'instabilité modulationnelle et aux ondes dispersives, utilise une régression non linéaire de Gauss-Newton.

Enfin, nous avons étudié un processus multiple de mélanges à quatre ondes indépendants, que nous avons pu identifier à partir des équations d'accord de phase. Nous avons distingué, en particulier, des processus accordés et non accordés en phase faisant intervenir une onde incohérente.

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la génération de supercontinuum à partir de lasers nanosecondes dans l'intervalle de longueur d'onde allant de  $1 \mu m$  à plus de  $2 \mu m$ . Nous avons effectué une étude comparative entre des fibres conventionnelles à dispersion décalée et des fibres hautement non linéaires. Nos résultats ont clairement démontré l'avantage des fibres hautement non linéaires car elles présentent les propriétés adéquates pour un élargissement spectral maximal du laser. En effet ces fibres possèdent un coefficient non linéaire jusqu'à cinq fois supérieur à celui des fibres conventionnelles. Ces fibres se caractérisent également par un coefficient de dispersion du troisième ordre faible, ayant pour conséquence l'extension du domaine d'existence des ondes dispersives vers les courtes longueurs d'onde. Nous avons alors mis en place trois expériences de génération de supercontinuum dans une fibre hautement non linéaire, dans le but de concevoir des sources compactes à large bande spectrale. La première source est entièrement fibrée et utilise, comme pompe, un laser à fibre Erbium à modes déclenchés par effets combinés des diffusions Rayleigh et Brillouin. Le spectre de supercontinuum généré dans la fibre hautement non linéaire s'étend de  $1.1 \mu m$  à plus de  $2 \mu m$ . Il est essentiellement limité par l'absorption de la silice pour les grandes longueurs d'onde et la longueur d'onde de coupure du mode fondamental vers les courtes longueurs d'onde. Une solution pour lever cette contrainte serait d'utiliser une fibre optique microstructurée infiniment monomode sur la totalité de la fenêtre spectrale de transmission de la silice. Notons aussi que le mode passif de déclenchement des impulsions du laser entraîne une instabilité en puissance des impulsions à la sortie de notre source. Nous avons alors utilisé un autre laser à fibre nanoseconde, présentant une puissance de sortie plus stable et plus élevée. La bande spectrale du supercontinuum ainsi générée est comparable à celle obtenue précédemment mais la densité de puissance et la stabilité ont été nettement améliorées. Nous avons en dernier lieu effectué un test avec comme source de pompe un microlaser nanoseconde émettant à  $1535 \text{ nm}$ . Cette dernière solution s'est révélée très intéressante en terme de compacité et d'efficacité de génération de superconti-

---

num (1000 nm dans le proche infrarouge) pour la conception et le développement d'une source à ultra-large bande spectrale. Cette dernière technologie, développée au cours de cette thèse, est actuellement en phase de prototype et de transfert industriel.

Dans la dernière partie de ce mémoire, nous avons étudié la génération de supercontinuum dans une fibre optique microstructurée présentant deux zéros de dispersion. Bien que cette fibre présente un coefficient de dispersion supérieur à celui des fibres conventionnelles pour la longueur d'onde de pompe, c'est son profil de dispersion parabolique qui la rend si particulière et intéressante pour la génération de supercontinuum. En effet le régime de dispersion est normal à la fois vers les courtes longueurs d'onde ( $< 863$  nm) et les grandes longueurs d'onde ( $> 1540$  nm). Nous avons choisi d'étudier les propriétés de cette fibre à travers la génération de supercontinuum, par simple puis double pompage en longueur d'onde.

La première expérience d'optique non linéaire consistait à injecter, dans cette fibre microstructurée, un laser nanoseconde dont la longueur d'onde (1535nm) se situe au voisinage du second zéro de dispersion. L'objectif initial était d'observer l'impact d'une pente de dispersion négative sur la propagation non linéaire d'impulsions optiques. Dans ce régime particulier, nous avons montré théoriquement que deux solutions d'accord de phase pour l'instabilité modulationnelle sont possibles, ce qui signifie quatre bandes sur le spectre. Nous avons pu mettre en évidence expérimentalement la génération simultanée de quatre bandes à travers la génération très efficace de la bande Raman anti-Stokes. Le résultat de cette dynamique non linéaire particulière est la génération d'un spectre continu de 350 nm d'étendue, relativement plat, couvrant les bandes de télécommunications (1400-1750 nm). La deuxième observation est une cascade Raman en régime de dispersion normale qui entraîne la génération de composantes Stokes Raman, fines et intenses, à de grandes longueurs d'onde (jusqu'à  $2 \mu\text{m}$ ). Nous pourrions alors envisager la conception de lasers à cascade Raman au-delà de  $1,5 \mu\text{m}$  au moyen de ces fibres microstructurées.

Pour finir, nous avons effectué une expérience de double pompage de la fibre microstructurée, en doublant préalablement la fréquence du laser par génération de second harmonique à l'aide d'un cristal de Niobate de Lithium à polarisation périodiquement inversée. L'objectif était d'injecter simultanément deux sources laser au voisinage des deux zéros de dispersion pour étendre la génération de supercontinuum au domaine visible. Notons tout de même que le second harmonique généré à 767,5 nm se situe à 100 nm en dessous du premier zéro de dispersion. Lorsque la puissance de ce second harmonique est suffisamment intense pour engendrer les non linéarités de la fibre optique, nous avons observé une cascade Raman Stokes en raison de la position de la pompe en régime de dispersion normale. Puis le spectre évolue en supercontinuum par effets solitons, au delà du premier zéro de dispersion. Ensuite le supercontinuum visible influe significativement sur le spectre infrarouge par intermodulation de phase, en élargissant le spectre vers les grandes longueurs d'onde et en lissant le supercontinuum infrarouge. De cette manière, le spectre obtenu s'étend sur plus de 1400 nm, de 500 nm à 1900 nm. Néanmoins, l'utilisation d'une fibre similaire, dont les deux zéros de dispersion coïncideraient avec les longueurs d'onde

---



du fondamental et du second harmonique serait une solution pour supprimer totalement la cascade Raman dans le visible et générer ainsi un spectre très uniforme.

---

# Ultra-low chromatic dispersion measurement of optical fibers by use of a continuous-wave tunable fiber laser

Baptiste Auguie<sup>†</sup>, Anne Boucon, Eric Lantz, and Thibaut Sylvestre

**Abstract**— We describe a novel convenient technique to allow for the accurate measurement of the dispersion coefficients till fourth-order in the zero-dispersion wavelength region of single-mode optical fibers. The proposed method is based on a careful spectral analysis of modulation instability occurring in both normal and anomalous dispersion regime and the associated dispersive waves emitted by soliton fission. It simply requires a high-power tunable continuous-wave fiber laser and an optical spectrum analyser and is able to retrieve both the sign and magnitude of dispersion coefficients with a high precision by means of a classical Gauss-Newton Algorithm.

**Index Terms**— chromatic dispersion, optical fibers, four-wave mixing, modulation instability, dispersive waves.

## I. INTRODUCTION

VARIOUS linear techniques have been successfully demonstrated in the past to allow for the accurate measurement of the chromatic dispersion of optical fibers, including pulse delay measurements, frequency-domain or differential phase-shift techniques, and white-light interferometric methods [1], [2], [3]. However, a fast and precise measurement of the chromatic dispersion can be also performed by taking advantage of the interplay between dispersive and nonlinear effects, by measuring for example the parametric four-wave mixing (FWM) conversion efficiency [3], [4]. Recently, modulation instability (MI) has been also applied to chromatic dispersion measurement in both conventional telecommunication and photonic crystal fibers (PCF) [5], [6], [7]. Both methods are closely related and fundamentally rely on the underlying phase-matching condition which depends both on the dispersion coefficients and on the nonlinear phase-shift. From an experimental point of view, the latter simply consists on a direct measurement of the MI sidebands by use of a tunable pump laser to retrieve the zero-dispersion wavelength (ZDW) and the group-velocity dispersion (GVD) of optical fibers. However, regarding the FWM phase-matching relation, all dispersion coefficients are strongly correlated close to the ZDW point so that it is difficult to extract them independently. In this work, we describe a novel nonlinear technique to improve the measurement of the dispersion coefficients using a combination of scalar MI in both normal and anomalous dispersion regimes and dispersive waves emitted by soliton

fission. On one hand, scalar MI in the normal dispersion regime indeed allow one to retrieve the fourth-order dispersion coefficient. On the other hand, the dispersion slope can be directly measured from the blue-shifted dispersive waves emitted by soliton fission [8]. Based on a classical Gauss-Newton algorithm, the proposed method is able to retrieve both the sign and magnitude of high-order dispersion parameters directly from the experimental MI spectra.

## II. THEORY

Let us recall that MI manifests itself in optical fibers as breakup of cw high-power laser radiation into a train of ultra-short soliton-like pulses because of the interplay between nonlinearity-induced self-phase modulation (SPM) and the group-velocity dispersion [9]. In the Fourier domain, MI leads to the growth a two FWM Stokes and anti-Stokes sidebands frequency-shifted by an amount  $\Omega$  from the initial laser frequency  $\omega_p$  according to a phase-matching relation. In the ZDW region of optical fibers, this phase-matching takes the following form [9]

$$\beta_2\Omega^2 + \frac{\beta_4}{12}\Omega^4 + 2\gamma P = 0, \quad (1)$$

where  $\beta_2$  and  $\beta_4$  are the second and fourth (dispersion curvature) even order dispersion coefficients, respectively, derived from a Taylor expansion of the propagation constant at frequency  $\omega_p$  [9].  $\gamma$  and  $P$  are the nonlinear coefficient and the pump power, respectively. Note that here we do not take into account for fiber losses in Eq. (1) [7]. Depending on the sign and magnitude of  $\beta_2$  and  $\beta_4$  terms, MI can appear under different phase-matching situations that are illustrated in Fig. 1. As it is shown by the solid line, MI gain does not strictly required anomalous dispersion ( $\beta_2 < 0$ ). Nevertheless, it can exist in the low normal dispersion regime through negative fourth-order dispersion ( $\beta_4 < 0$ ), as it has been recently demonstrated in both conventional DSF and PCFs [10], [11], [12]. On the other hand, if  $\beta_4 > 0$ , MI cannot appear under normal dispersion but presents a branch of two solutions for  $\Omega$  from a certain amount of anomalous dispersion (dashed line).

In addition, it has been shown that a soliton propagating about the ZDW point is unstable because of higher-order dispersion perturbation [13], [14]. In the same way, solitons generated by MI in the continuous-wave regime are unstable. They undergo a red-shift and simultaneously shed blue-shifted dispersive waves (DW) [8]. These non-solitonic radiations are frequency-shifted by an amount  $\delta\omega = \omega_{\text{DW}} - \omega_p$  from

B. Auguie, A. Boucon, E. Lantz, and T. Sylvestre are with the Dpartement d'Optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST, Universit de Franche-Comte, Centre National de la Recherche Scientifique UMR 6174, 25030 Besançon, France. E-mail : thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr. <sup>†</sup> present address: Physics Department, University of Exeter, Exeter, UK

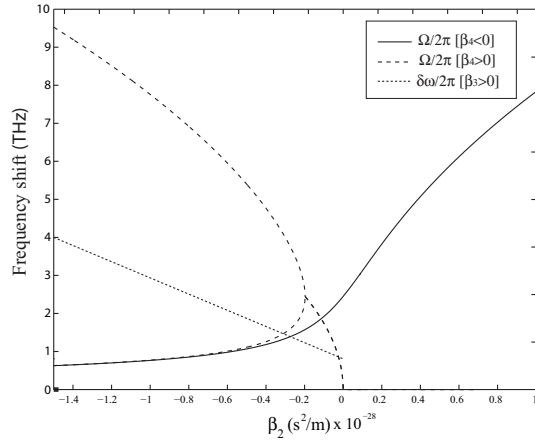


Fig. 1. Phase matching in function of the second-order dispersion  $\beta_2$  for MI with positive  $\beta_4$  (dashed line) and negative  $\beta_4$  (solid line), respectively, given by Eq. (1) and for dispersive waves (dotted line) given by Eq. (2). The parameters are  $\beta_3 = 1.15 \cdot 10^{-40} \text{ s}^3 \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta_4 = \pm 5.6 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma P = 1 \text{ km}^{-1}$ .

the central soliton frequency  $\omega_p$  which satisfies the following phase-matching condition [8], [13], [14].

$$-\frac{\beta_3}{3} \delta\omega^3 + \beta_2 \delta\omega^2 - \gamma P = 0. \quad (2)$$

where  $\beta_3$  is the third-order dispersion (TOD, dispersion slope). The phase-matching for DW is plotted on Fig. (1) in dotted line and shows a linear dependence with the second-order dispersion. In the following, we will see that combining the phase-matching relations Eqs. (1) and (2) with experimental measurements has potential application for ultra-low chromatic dispersion measurement.

### III. EXPERIMENT

The experimental setup is schematically sketched in Fig.2. The optical fibers under test (FUT) are a 3.1-km long conventional and a 500m-long highly nonlinear dispersion-shifted fibers (DSFs), both exhibiting a ZDW close to 1550-nm but different nonlinear coefficients and dispersion profiles. To generate MI and DW in these standard step-index optical fibers, we use as a pump source a tunable Erbium-doped fiber laser (EDFL) amplified by a high-power Er-doped fiber amplifier (EDFA). The EDFL is a fiber ring cavity made up of 5-m long Erbium-doped fiber pumped by a 50-mW 980-nm laser diode through a wavelength-division-multiplexer (WDM), a polarisation controller, an optical isolator and a 90/10 output coupler. A tunable optical bandpass filter with 1 nm FWHM (full width at half maximum) is inserted in

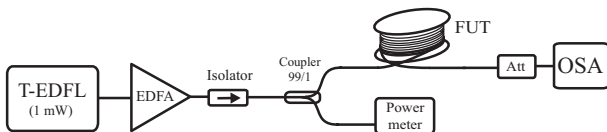


Fig. 2. Experimental setup. TEDFL : tunable Erbium-doped fiber laser EDFA: Erbium-doped fiber amplifier, Att : Attenuator.

the laser cavity after the fiber coupler to tune the output wavelength from 1530 nm to 1565 nm around the ZDWs of DSFs. The output laser linewidth was measured to 1 GHz using a conventional heterodyne detection technique, which ensures that no pump power is backscattered in the DSFs by stimulated Brillouin scattering (SBS). With this laser, one takes additionally advantage of its partially-coherent nature to seed MI in the DSFs through initial phase and amplitude fluctuations [8]. The EDFL is then amplified by a high-power EDFA (33dBm output) and coupled to the DSFs by means of a 99/1 fiber coupler. As it can be seen from Eqs.( 1) and (2), the MI and DW frequency-shifts are nonlinearly (pump-power) dependent and it is necessary to precisely assess the input pump power and the nonlinear coefficient  $\gamma$ . First, input pump power is carefully monitored by means of numerical power meter placed at the 1% arm of the 99/1 coupler, whose wavelength-dependent transmission ratio has been characterized. Second, nonlinear coefficient of the DSF is determined using the technique described in Ref. [15]. The output MI spectra are attenuated and recorded using an optical spectrum analyser (OSA) with 0.06 nm resolution. The wavelength spacings between the pump and the MI or DW waves are automatically detected using the OSA and a GPIB data capture by tuning the pump wavelength.

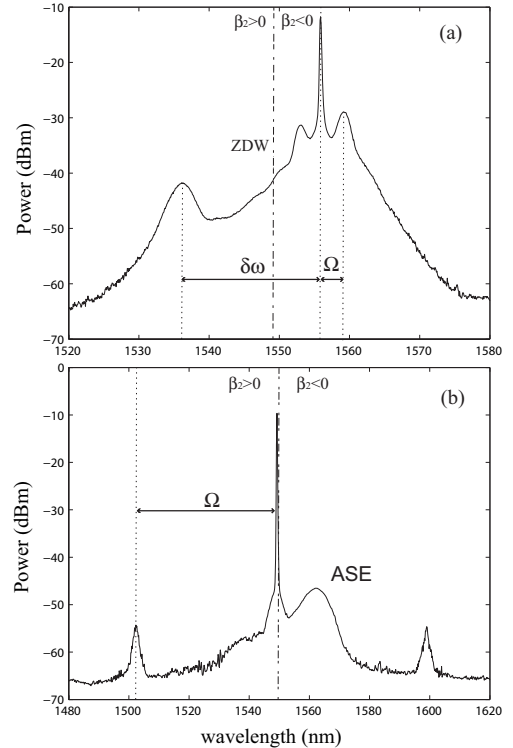


Fig. 3. Experimental spectra at the output end of the conventional DSF for (a) anomalous and (b) normal dispersion regimes at a pump power of 29 dBm, respectively. The dashed-dotted line indicates the ZDW and the dotted lines indicate the frequency spacing between pump and MI or DW peaks.

Figs. 3(a) and (b) illustrate the experimental spectra at the output end of the conventional DSF for two pump wavelengths situated in the anomalous and normal dispersion regimes,

respectively. As it can be clearly seen in Fig. 3(a), two MI sidebands are symmetrically generated around the pump wavelength in the anomalous dispersion regime along with a blue-shifted dispersive waves at a shorter wavelength of 1536-nm. Note the power asymmetry between the MI Stokes and anti-Stokes sidebands which is characteristics of the soliton red-shift associated with the DWs in the continuous-wave pumping regime [8]. For the normal dispersion case, the spectrum of Fig.3(b) shows the generation of two narrow MI sidebands with larger frequency shift  $\Omega$  due to negative  $\beta_4$ , in complete agreement with solid line of Fig. 1. Note also the presence of a wide Stokes band that is due to the remaining amplified spontaneous emission (ASE) at the input of the high-power EDFA, which may be suppressed by adding a bandpass optical filter after the EFDA. The  $\Omega$  and  $\delta\omega$  frequency shifts have been then measured by tuning the pump wavelength in both fibers under test. The results of all measurements for the conventional DSF are reported in Fig. 4 that shows MI and dispersive waves frequency shifts in function of the pump-ZDW wavelength spacing. We can see that  $\delta\omega$  evolves quasi linearly and that the MI frequency shift exists under normal dispersion, in agreement with dotted straight line and solid line of Fig. (1). From all these measurements, we then apply a nonlinear fitting technique based on a classical Gaussian-Newton algorithm which combines Eqs. (1) and 2 to optimize the values of the three parameters  $\beta_i$  ( $i=2,4$ ) and the ZDW. Fig. (4) shows typical fitting curves obtained for the MI and DW frequency shifts in dotted and dashed lines, respectively. One can note a small discrepancy between measurements and fitting curves close to the ZDW, in particular for dispersive waves. To assess the error on the three dispersion parameters, we calculated the associated correlation matrices and checked that these parameters are not strongly correlated, which validates our combined technique. We have also determined the covariance matrix and the standard deviation of the measured parameters. The measured dispersion parameters with errors are reported in table I for both FUTs in units  $D = -\frac{2\pi c}{\lambda_p^2}\beta_2$  and  $D_S = (\frac{2\pi c}{\lambda_p})^2\beta_3$ . Fig. (5) shows the measured ZDW and GVD coefficient D for both fibers.

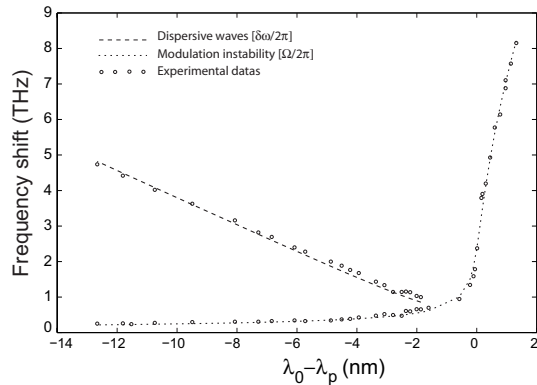


Fig. 4. MI and dispersive waves frequency shifts in function of the pump-ZDW wavelength spacing, circles: Experimental datas. Dashed line : nonlinear fit using Eq.(2). Dotted line : nonlinear theoretical fit using Eq.(1)

Parameters	DSF	HN-DSF
ZDW(nm)	1549.2±0.05	1551.4±0.1
$D@1550\text{nm}(\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1})$	0.0567	-0.0453
$\beta_3(10^{-40}\text{s}^3\cdot\text{m}^{-1})$	1.15 ± 0.1	0.527 ± 0.1
$D_S@1550\text{nm}(\text{ps}\cdot\text{nm}^{-2}\cdot\text{km}^{-1})$	0.071	0.033
$\beta_4(10^{-55}\text{s}^4\cdot\text{m}^{-1})$	-5.7 ± 0.5	-0.64 ± 0.5

TABLE I

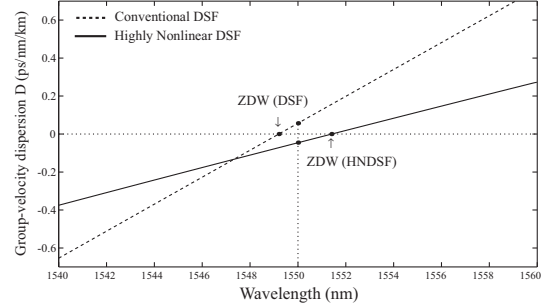


Fig. 5. Measured group-velocity dispersion parameter  $D(\lambda)$  around the ZDWs of both conventional and highly-nonlinear DSFs.

#### IV. CONCLUSION

In conclusion, a convenient technique for ultra-low chromatic dispersion measurement of optical fibers has been reported. Based on a careful spectral analysis of modulation instability and dispersive waves generated simply by use of a wavelength-tunable high-power fiber laser, this method is easy to implement and is able to retrieve dispersion parameters till fourth-order without extrapolation.

This work has been supported by the french ministry of research under contract ACI JC801. The authors thank Dr A. Mussot for helpful discussions.

#### REFERENCES

- [1] L. G. Cohen and C. Lin, "Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers," *App. Optics* 16, 3136-3139 (1977).
- [2] H. T. Shang, "Chromatic dispersion measurement by white-light interferometry on metre-length single-mode optical fibers", *Electron. Lett.* 17, 603-605, 1981.
- [3] S. E. Mechels, J. B. Schallger, and D. L. Franzen, "Accurate measurements of the zero-dispersion wavelength in optical fibers," *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 102, 333-347 (1997).
- [4] H. Chen, "Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing," *Opt. Comm.* 220, 331-335 (2003).
- [5] C. Mazzali, D. F. Grosz, and H. L. Fragnito, "Simple method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero-dispersion wavelength of optical fibers," *IEEE Photonics Technol. Lett.* 11, 251-253 (1999).
- [6] G. Wong, A. Chen, S. Ha, R. Kruhlak, S. Murdoch, R. Leonhardt, J. Harvey, and N. Joly, "Characterization of chromatic dispersion in photonic crystal fibers using scalar modulation instability," *Opt. Express* 13, 8662-8670 (2005).
- [7] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "Measurement of nonlinear and chromatic dispersion parameters of optical fibers using modulation instability," *Opt. Fiber. Technol.* to be published (2006).
- [8] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, C. Finot, S. Pitois, and T. Sylvestre, "Spectral broadening of a partially coherent CW optical beam in single-mode fibers," *Opt. Express* 12, 2838-2843 (2004).
- [9] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, (Optics and Photonics, 3rd ed., Ac. Press, San Diego, 2001).

- [10] S. Pitois and G. Millot, "Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber," *Opt. Comm.* 226, 415-422 (2003).
- [11] M. E. Marhic, K. K.-Y. Wong, and L. G. Kazovsky, "Wideband tuning of the gain spectra of one-pump fiber optical parametric amplifiers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.* 10, 1133-1141, (2004).
- [12] J. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. Wong, J. Knight, W. Wadsworth, and P. St.J. Russell, "Scalar modulation instability in the normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* 28, 2225-2227 (2003).
- [13] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, and Y. C. Lee, "Soliton at the zero-dispersion wavelength of a single-mode fiber," *Opt. Lett.* 12, 628-630 (1987).
- [14] N. Akhmediev and M. Karlsson, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers," *Phys. Rev. A* 51, 2602-2607 (1995).
- [15] A. Boskovic, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, L. Gruner-Nielsen and O. A. Levring, "Direct continuous-wave measurement of  $n^2$  in various type of telecommunications fiber at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Lett.* 21, 1966-1968 (1996).

# Supercontinuum Generation From 1.35 to 1.7 $\mu\text{m}$ by Nanosecond Pumping Near the Second Zero-Dispersion Wavelength of a Microstructured Fiber

A. Boucon, D. Alasia, J. C. Beugnot, G. Mélin, S. Lempereur, A. Fleureau, H. Maillotte, J. M. Dudley, *Senior Member, IEEE*, and T. Sylvestre

**Abstract**—We experimentally study a new regime for supercontinuum (SC) generation in the nanosecond pulsed regime using a microstructured optical fiber with two zero-dispersion wavelengths (ZDWs). Pumping at 1535 nm around the second ZDW yields a nearly flat SC over 1350–1700 nm. The interplay between the effects of modulation instability and stimulated Raman scattering are described through simple phase-matching relations.

**Index Terms**—Nonlinear optics, optical fiber, supercontinuum (SC) generation.

## I. INTRODUCTION

**B**ROADBAND optical supercontinuum (SC) sources continue to attract intense research interest because of their numerous important applications in domains ranging from optical frequency metrology to biophotonic imaging [1]. Recent years have seen particular focus on SC generation in microstructured optical fiber where enhanced confinement and the possibility to engineer the zero-dispersion wavelength (ZDW) into spectral regions accessible by a wide variety of different pump sources have led to a number of impressive studies over a wide range of wavelengths [2], [3]. Although initial studies of SC generation used fibers with only one ZDW typically in the visible or near-infrared wavelength range, there has been increasing interest in the properties of SC generation in microstructured fiber presenting two ZDWs [4]–[8]. In contrast to these previous studies where femtosecond pulse propagation and/or soliton dynamics were the dominant spectral broadening mechanisms, our purpose here is to report a detailed experimental study of SC generation around the second ZDW of a microstructured fiber using a nanosecond pulsed source at 1535 nm. SC generation using longer pulses in the quasi-continuous-wave dynamical regime exhibits a number of specific features, and we consider in particular the interplay between the effects of modulation instability (MI) and stimulated Raman scattering (SRS) and describe experimental results showing spectral broadening from 1350

Manuscript received November 26, 2007; revised February 12, 2008. This work was supported by the Conseil Général de Franche-Comté and by the Ministère délégué à la Recherche.

A. Boucon, D. Alasia, J. C. Beugnot, H. Maillotte, J. M. Dudley, and T. Sylvestre are with the Institut FEMTO-ST, Département d'Optique P.M. Duffieux, CNRS-Université de Franche-Comté, UMR 6174, 25030 Besançon, France (e-mail: anne.boucon@univ-fcomte.fr; thibaut.sylvestre@univ-fcomte.fr).

G. Mélin, S. Lempereur, and A. Fleureau are with the DRAKA, 91460 Marcoussis, France.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2008.921824

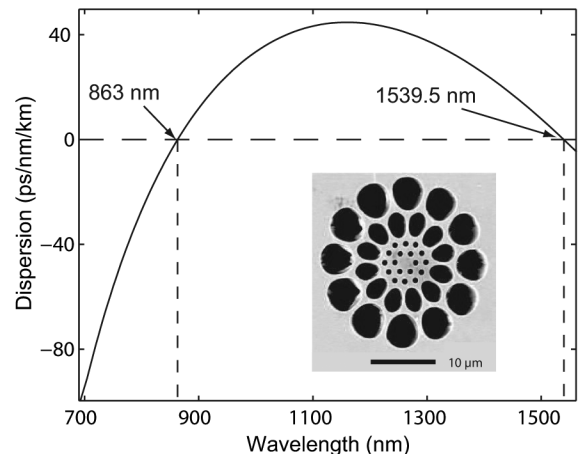


Fig. 1. Dispersion curve for the fundamental mode exhibiting two ZDWs at 863 and 1539.5 nm, respectively. The inner plot shows a scanning electron microscope image of the fiber cross section.

to 1700 nm. Cascaded anti-Stokes Raman generation due to phase-matching allowed by the group-velocity dispersion is also reported.

## II. EXPERIMENTAL SETUP

The pump source used in our experiments was a compact Q-switched microchip laser (Cobolt) emitting at 1535 nm with a repetition rate of 3.3 kHz, average power of 17 mW, and a nominal pulse length of 3.1 ns. The laser beam was injected into the microstructured fiber by means of a 20 $\times$  microscope objective and the spectra were recorded at the output of the fiber using an optical spectrum analyzer (OSA). The fiber was spliced at both ends to standard single-mode fiber (SMF28) pig-tails, leading to a maximum coupling efficiency of about 30%. The MI and SC characteristics were conveniently examined as a function of peak power by adjusting the coupling efficiency. The microstructured fiber used in our experiments had a geometry consisting of four rings of holes, with different diameters, as shown in the inner picture in Fig. 1. The fiber length was 38 m. The chromatic dispersion properties are primarily determined by the geometry of the two internal rows based on a triangular lattice placed around the core [9]. The effective area is  $A_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}^2$  and the nonlinear coefficient at the pump wavelength is  $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{\text{eff}}) = 20.5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , where  $n_2 = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$ . The group velocity dispersion of the

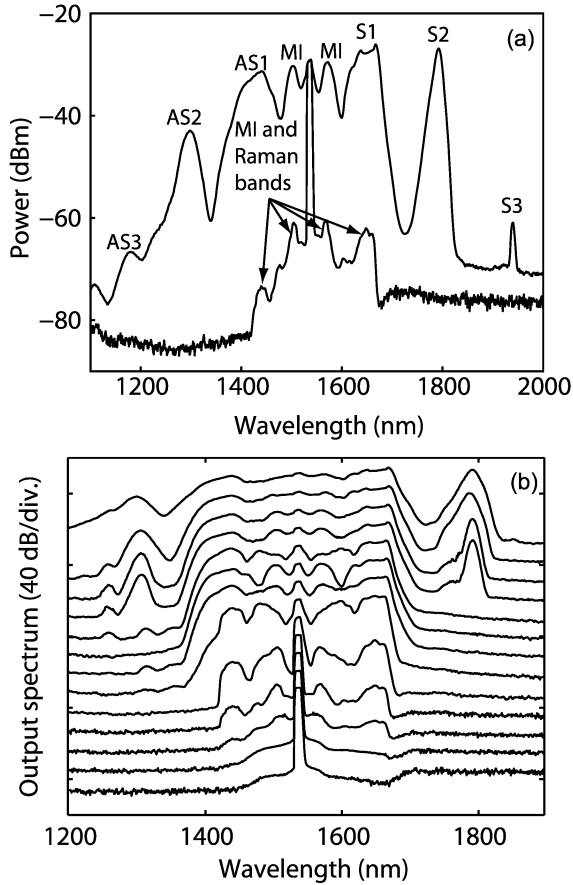


Fig. 2. (a) Output spectra measured at the output end of the fiber for two output mean pump powers of 200  $\mu\text{W}$  and 1 mW, respectively. *S* and *AS* bands denote, respectively, by the multiple Stokes and anti-Stokes Raman components. MI denotes the MI sidebands. (b) Spectra recorded at the end of the fiber for increasing pump powers from 50  $\mu\text{W}$  to 1.3 mW.

fundamental mode has been calculated using the MODE Solutions numerical tool developed by Lumerical, and is shown in Fig. 1. We clearly see the existence of two ZDWs located, respectively, at 863 and 1539.5 nm with anomalous GVD over the range 863–1539.5 nm and normal GVD elsewhere. The second-, third-, and fourth-order dispersion coefficients, calculated at the pump wavelength of 1535 nm, are  $\beta_2 = -1.207 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ ,  $\beta_3 = -0.315 \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$ , and  $\beta_4 = 0.002 \text{ ps}^4 \cdot \text{km}^{-1}$ , respectively. Note that, at pump wavelength, the sign of the third-order dispersion (dispersion slope) is negative.

### III. EXPERIMENTAL RESULTS AND ANALYSIS

The spectra measured at the output end of the fiber for different increasing input powers are shown in Fig. 2. Although femtosecond pulse SC generation involves an initial (deterministic) propagation phase of higher order soliton evolution, SC generation in the nanosecond regime involves a significantly different (noise-induced) scenario [10], [11]. Specifically, the pump near the ZDW undergoes spectral broadening through MI, which is manifested, in the Fourier domain, by the clear generation of two or more sidebands symmetrically located around the pump. When pumping close to the ZDW as in our experiments, calculation of the MI sideband positions must include higher order dispersion terms according to the phase-matching

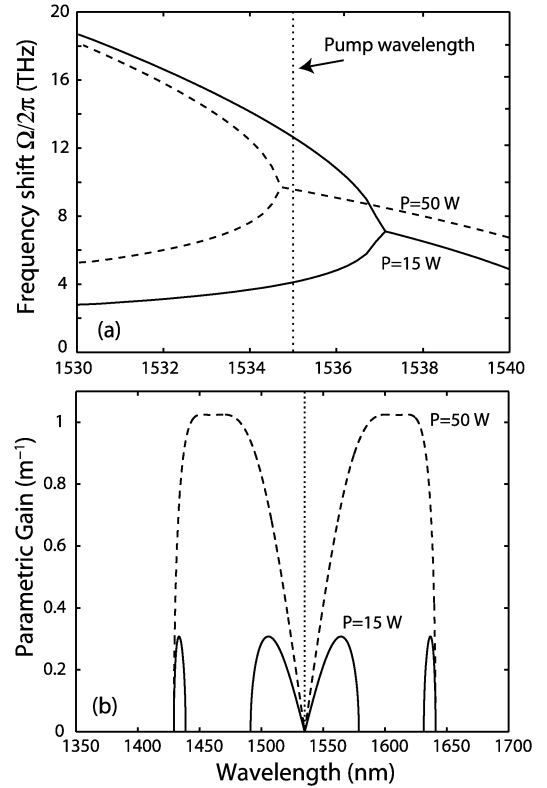


Fig. 3. (a) Frequency shift between pump and MI sidebands  $\Omega/2\pi$  in function of the pump wavelength at low (solid line) and high pump power (dashed line). (b) Corresponding parametric gain spectra.

relation [12]:  $\kappa = \beta_2\Omega^2 + (\beta_4/12)\Omega^4 + 2\gamma P = 0$ , where  $\beta_2$  and  $\beta_4$  are the second- and fourth-order dispersion coefficients,  $\gamma$  is the nonlinear coefficient of the fiber,  $P$  is the peak power, and  $\Omega = \omega_{\text{MI}} - \omega_P$  is the frequency shift between the pump and the instability bands.

Fig. 3(a) shows the solutions of this equation for two power levels. We can see that at a pump power of 15 W, two solutions for  $|\Omega|$  are possible due to an interplay between the signs of the second- and the fourth-order coefficients. That means two closely spaced modulation bands located at each side of the pump are generated at 1501.3 and 1570.2 nm for the first solution, and at 1441 and 1642.1 nm for the second solution, as indicated in Fig. 2(a) with arrows. This situation is clearly illustrated as a solid line in Fig. 3(b) that shows the parametric or MI gain spectrum in unit length derived from the usual expression  $g^2 = (\gamma P)^2 - (\kappa/2)^2$  [13]. Note that, in particular, the second solutions lie within the Stokes and anti-Stokes Raman bands. At high pump power, the dashed lines of Fig. 3(a) and (b) indicate that there is only one solution left but with a corresponding ultrabroad gain band with a wide range of phase-matched frequencies including the first-order Raman bands.

Raman scattering also plays a central role in the SC generation and manifests itself through the appearance of a Stokes band which is frequency down-shifted by approximately 13.2 THz from the pump. By copropagating with the pump, the Stokes wave can easily seed the generation of additional higher Raman orders through a cascading process [3]. We show, in Fig. 2(a), the generation of a first Raman order (S1),

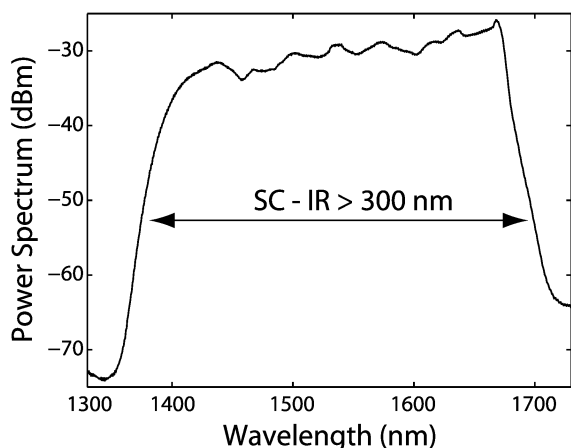


Fig. 4. SC spectrum recorded in the 1300- to 1750-nm range at the end of the fiber at maximum launched power.

strongly seeded by the MI process, and one can also notice the appearance, for sufficiently high pump power, of a second (S2) and third (S3) Raman order. Note that the latter S3 at 1930 nm appears with a small amplitude in the spectrum because of the low quantum efficiency of the OSA detector at that wavelengths. Such a Raman cascade can be clearly observed because the Stokes bands fall within the normal dispersion regime and do not undergo significant spectral broadening or soliton self-frequency shift dynamics [4], as it is generally the case when pumping near the first ZDW. Unlike the MI process, the Raman gain is anti-symmetric and spectral components of the anti-Stokes side are in principle attenuated. However, the observation of strong anti-Stokes Raman components (AS1, AS2, AS3)—as shown in Fig. 2(a)—is observed due to the coupling between SRS and parametric gain, and also indicates that four-wave mixing processes strongly contribute to the SC generation [10]. In particular, the first anti-Stokes Raman order is strongly generated by phase-matched four-wave mixing because it lies within the MI second solutions, as shown in Fig. 3(a) and (b). Although the results in Fig. 2(a) suggest our experiment demonstrates the explicit appearance of the four MI sidebands predicted in Fig. 3, the overlap of the sideband spacing with the Raman frequency shift make it difficult to unambiguously interpret the results in this way. In Fig. 2(b), we show several typical output spectra recorded for different increasing pump powers and show that the anti-Stokes components grow and broaden as far as the input power increases. The spectral broadening of all anti-Stokes Raman order can be attributed to the fact that they fall in the anomalous dispersion regime and, therefore, are modulationally unstable. Finally, the anti-Stokes bands become comparable to the Stokes components and efficiently contribute to the generation of a nearly flat 350-nm-large SC, almost entirely covering the whole telecommunication band region from  $E$  to  $XL$ . A full spectrum of SC extending from 1350 to 1700 nm is depicted in Fig. 4. The total SC output mean power was measured to 1.3 mW.

#### IV. CONCLUSION

SC generation in a microstructured optical fiber by nanosecond pumping near the second ZDW with potential telecommunication applications has been demonstrated. The specificity of pumping near the second ZDW with a negative dispersion slope makes possible the generation of an unbroadened Raman cascade up to three orders. The interplay between SRS and parametric or MI gain is responsible for the generation of anti-Stokes components that broaden and efficiently contribute to the SC generation. At high pump power, the SC covers the range 1350–1700 nm with good spectral flatness. This SC could directly find potential applications for telecommunication components testing and wavelength-division multiplexing.

#### REFERENCES

- [1] R. R. Alfano, Ed., *The Supercontinuum Laser Source*. New York: Springer, 2006.
- [2] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 1, pp. 25–27, Jan. 2000.
- [3] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, pp. 1135–1184, Oct./Dec. 2006.
- [4] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers," *Science*, vol. 301, pp. 1705–1708, Sep. 19, 2003.
- [5] K. M. Hilligsøe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen, C. K. Nielsen, K. Mølmer, S. Keiding, R. Kristiansen, K. P. Hansen, and J. J. Larsen, "Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths," *Opt. Express*, vol. 12, no. 6, pp. 1045–1053, Mar. 2004.
- [6] M.-L. V. Tse, P. Horak, F. Poletti, N. G. Broderick, J. H. Price, J. R. Hayes, and D. J. Richardson, "Supercontinuum generation at 1.06  $\mu\text{m}$  in holey fibers with dispersion flattened profiles," *Opt. Express*, vol. 14, no. 10, pp. 4445–4451, 2006.
- [7] M. H. Frosz, P. Falk, and O. Bang, "The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength," *Opt. Express*, vol. 13, no. 16, pp. 6181–6192, Aug. 2005.
- [8] A. Mussot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, and T. Sylvestre, "Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths," *Opt. Express*, vol. 15, no. 18, p. 11553, Sep. 2007.
- [9] G. Mélin, L. Provost, X. Rejeaunier, E. Bourouva, A. Fleureau, S. Lempereur, and L. Gasca, "Innovative design for highly non-linear microstructured fibers," in *Eur. Conf. Opt. Commun.*, Stockholm, Sweden, Sep. 5–9, 2004, vol. 2, pp. 232–233, Paper Tu4.3.2.
- [10] S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.*, vol. 19, no. 4, pp. 753–764, Apr. 2002.
- [11] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton, and S. Coen, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping," *J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.*, vol. 19, no. 4, pp. 765–770, Apr. 2002.
- [12] J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russell, "Scalar modulation instability in the normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 22, pp. 2225–2227, Nov. 2003.
- [13] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," in *Optics and Photonics*, 3rd ed. San Diego, CA: Academic, 2001.





## Low-threshold all-fiber 1000 nm supercontinuum source based on highly non-linear fiber

Anne Boucon<sup>a</sup>, Andrei Fotiadi<sup>b,c</sup>, Patrice Mégret<sup>b</sup>, Hervé Maillotte<sup>a</sup>, Thibaut Sylvestre<sup>a,\*</sup>

<sup>a</sup> Département d'Optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, CNRS UMR 6174, F-25030 Besançon Cedex, France

<sup>b</sup> Service d'Electromagnétisme et de Télécommunications, Faculté Polytechnique de Mons, 31 Boulevard Dolez, B-7000 Mons, Belgium

<sup>c</sup> Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, 194021 Saint Petersburg, Russia

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 8 February 2008

Received in revised form 9 April 2008

Accepted 9 April 2008

#### Keywords:

Optical fiber

Supercontinuum generation

Non-linear optics

### ABSTRACT

We present an highly efficient all-fiber compact supercontinuum source that exhibits a nearly flat spectrum from 1.1  $\mu\text{m}$  to 2.1  $\mu\text{m}$ . This broadband infrared optical source is made-up of a highly non-linear fiber pumped by a 1.55  $\mu\text{m}$  self-Q-switched Er-Brillouin nanosecond pulsed fiber laser, which in turn is pumped by a low-power 1480 nm laser diode. In this work we highlight the great potential of highly non-linear fiber for supercontinuum generation with respect to conventional dispersion-shifted fiber by demonstrating a significant 10 dB power enhancement in the short wavelength side of the supercontinuum.

© 2008 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

In the past few years, significant research has gone into generating broadband supercontinuum (SC) light in optical fibers using compact lasers for applications ranging from components testing to optical coherence tomography [1]. An ideal SC source would provide a broadband and flat spectrum at selectable bands, while at the same time exhibiting high output spectral power stability. The use of high-peak power (kW range) Q-switched lasers for SC generation meets these requirements while keeping a low average power level. Commonly such SC sources are available mainly from the use of conventional solid-state or microchip Q-switched lasers in combination with microstructured or standard fibers with the drawback of integrating bulk laser and fiber components [2–4].

Recently, an all-fiber solution has been proposed based on a passively-Q-switched nanosecond Er-doped fiber laser [5] that allows for the achievement of an ultra-broadband SC extending from 900 nm to 1800 nm [6]. This preliminary experiment used a long standard dispersion-shifted fiber (DSF). However, significant improvement of the SC spectrum can be expected from the use of an optical fiber with more appropriate non-linear and dispersion characteristics than that of the standard DSF. Highly non-linear fiber (HNLf) has already been shown as a good candidate for operation with infrared continuous-wave SC sources [7,8] and seems to be a suitable media for operation with nanosecond pulses. Specif-

ically, in comparison with the standard DSF, the HNLf exhibits both a stronger nonlinearity (between 5 and 15 times) and a lower dispersion slope that are key parameters for extended and flat SC generation [9]. The SC spectrum shape can precisely be controlled by the dispersion characteristics of HNLf. Moreover, the low coupling loss (0.1 dB) with standard single-mode fibers (SMF) makes HNLfs very suitable for all-fiber SC generation with respect to photonic crystal fibers [9].

In this letter, we report on a low-threshold all-fiber broadband SC source based on the use of the highly non-linear fiber in combination with sub-nanosecond self-Q-switched Er-doped fiber laser pumped by 120 mW laser diode. We show that the use of the HNLf with a zero dispersion wavelength close to the pump laser wavelength leads to efficient generation of Raman solitons and dispersive waves (DWs) in both the long and short wavelength sides of the pump, providing an enhancement of the spectral power density up to 10 dB in comparison with the SC generated in a standard DSF. The resulting SC spectrum covers the spectral window 1.1  $\mu\text{m}$ –2.1  $\mu\text{m}$  and has more flat profile. It is important to stress that this nanosecond IR-SC source is different from the ones demonstrated in the 1990's using high-repetition rate mode-locked fiber laser and dedicated for application to WDM-spliced telecommunication system [10,11].

### 2. Experimental setup

The experimental setup is schematically sketched in Fig. 1. Our device makes use of a sub-kW peak power nanosecond fiber laser with a repetition rate in the kHz range and a 500 m long HNLf for

\* Corresponding author.

E-mail addresses: [Andrei.Fotiadi@fpms.ac.be](mailto:Andrei.Fotiadi@fpms.ac.be) (A. Fotiadi), [Thibaut.Sylvestre@univ-fcomte.fr](mailto:Thibaut.Sylvestre@univ-fcomte.fr) (T. Sylvestre).

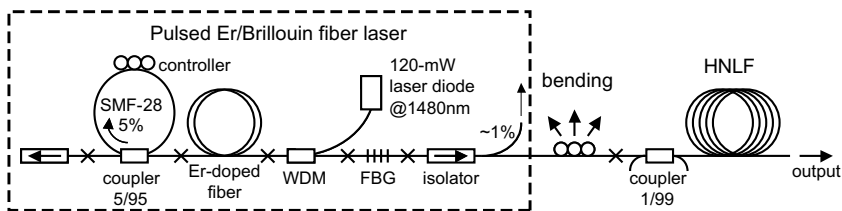


Fig. 1. Experimental setup: SMF, single-mode fiber; WDM, wavelength division multiplexing; HNLF, highly non-linear fiber.

non-linear linewidth broadening. We used the same sample of HNLF that had already demonstrated its high capability for SC generation in continuous-wave pumping regime [8].

The fiber has a non-linear coefficient of  $\gamma = 11.8 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  and its dispersion parameters are a zero dispersion wavelength (ZDW) of 1551.4 nm and a dispersion slope of  $0.032 \text{ ps nm}^{-2} \text{ km}^{-1}$ , respectively. The cut-off wavelength for the fundamental mode is 1150 nm and its dispersion coefficients are  $\beta_2 = -0.19 \times 10^{-27} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta_3 = 0.53 \times 10^{-40} \text{ s}^3 \text{ m}^{-1}$  and  $\beta_4 = -0.65 \times 10^{-55} \text{ s}^4 \text{ m}^{-1}$  at 1.55  $\mu\text{m}$ . The all-fiber format of the setup is maintained by direct splicing of standard telecom components.

The design of the pulsed Er/Brillouin fiber laser is nearly the same as described in Ref. [5]. The Er-doped fiber section is pumped by a 120 mW laser diode at 1480 nm through a wavelength division multiplexer. At this power level, stimulated Brillouin scattering (SBS) and Rayleigh Scattering (RS) affect the laser performance. A Brillouin ring mirror introduced into the fibre cavity through a 5/95 tap coupler provides passive generation of the nanosecond pulses (See Ref. [5] for more information about the laser dynamics). For the reported operation, pulse generation occurs with a repetition rate of 5 kHz and with an average power of 25 mW. Note that, for imaging systems like optical coherence tomography, the pulse repetition rate could be increased up to tens of kHz simply by increasing the pump power. A typical Q-switched laser pulse can be seen in Fig. 2b with a full-width at half maximum (FWHM) duration of 10 ns. The peak power was assessed to about 500 W and is subject to stochastic fluctuations around the maximum with a standard deviation of approximately 15% [5,6]. These fluctuations are mainly due to the stochastic nature of the processes responsible for Q-switching of the laser, namely, Rayleigh scattering (RS) and stimulated Brillouin scattering (SBS). They indeed occur in a random way along the fiber and thus lead to output power instability. Note that this in turn will induce some limitations on the spectral power stability and density for the SC spectrum. Nevertheless, the repetition rate of the Q-switched laser would allow for stable long-term average measurements. The use of a fibre Bragg grating (FBG) with a 3 dB linewidth of 35 GHz (FWHM) in the laser cavity sets the laser wavelength around 1556 nm and limits the number of generated SBS Stokes components. A typical laser spectrum is shown in Fig. 2a in logarithm scale (black line) and in linear scale (grey line). The initial transmission spectrum of the FBG is also reported on Fig. 2a as a dashed line. As it can be seen, the laser emits several Brillouin Stokes lines with a full linewidth of about 0.4 nm. Note that the multi-frequency operation of the laser is beneficial for SC generation because it acts as a seed for modulation-instability-induced SC generation and helps to smooth spectral broadening [8]. By coiling the fiber on cylinders with different diameters (12 and 15 mm) we introduced irradiative losses and were able to adjust the coupling efficiency between the laser and the HNLF in order to study the SC dynamics. The output spectra were recorded with an optical spectrum analyzer (OSA) in the range 0.9–1.7  $\mu\text{m}$  and with a maximum resolution of 0.06 nm. For longer wavelengths above the OSA upper limit, we used an extended spectrometer based on a 300 lines/mm diffraction grating and an InGaAs photodiode operating up to 2.6  $\mu\text{m}$ . A 1% tap coupler

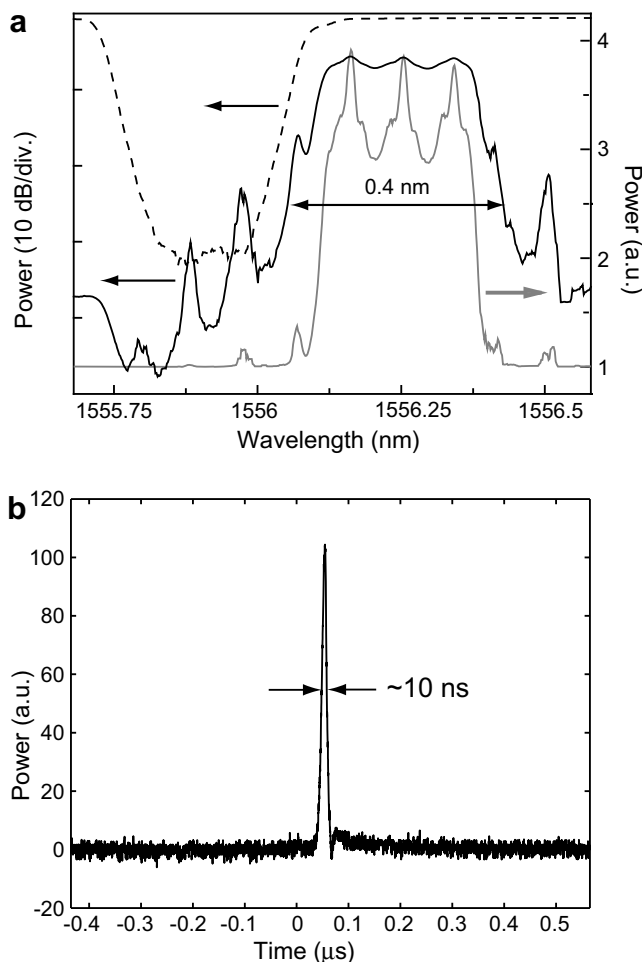
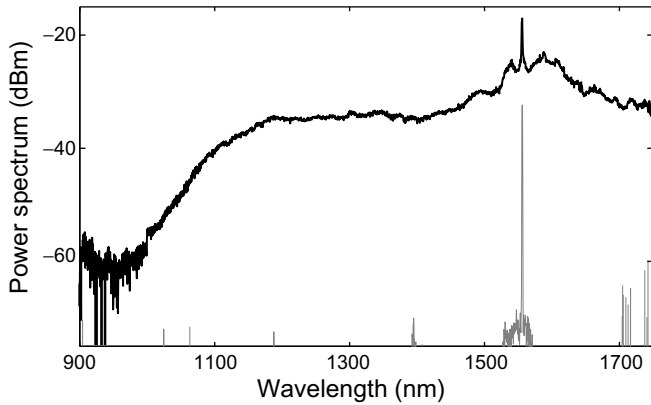


Fig. 2. (a) Typical laser output spectrum recorded with an optical spectrum analyzer in logarithm scale (black line) and linear scale (grey line). Dashed line indicates the transmission spectrum of the fiber Bragg grating. (b) Oscilloscope trace of a Q-switched laser pulse.

was used for monitoring of the Er-Brillouin laser power. Finally, the full SC span was plotted by putting both spectral measurements together.

### 3. Results and discussion

Fig. 3 shows the SC spectrum at the fiber input and output ends at maximum launched power. The SC output power at the end of the fiber has been measured at 14 mW. We can see that most of the energy in the fundamental laser wavelength at 1556 nm is efficiently converted into the supercontinuum, therefore covering all the wavelengths between 1.1 and 1.75  $\mu\text{m}$ , the latter corresponding to the OSA upper limit. The non-linear spectral broadening occurs near symmetrically on both long and short wavelength sides of the spectrum from the pump wavelength.

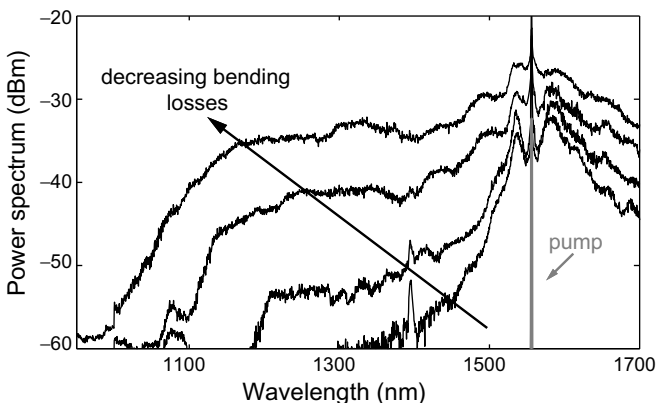


**Fig. 3.** Supercontinuum generation measured at maximum power (black line) and input laser spectrum (grey line).

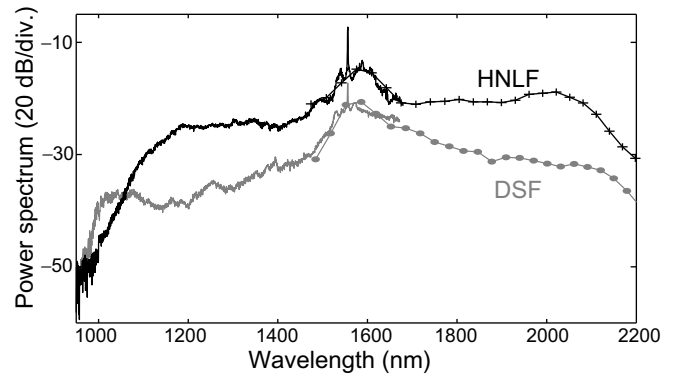
Fig. 4 shows the SC build up for decreasing bending losses, or equivalently increasing coupling efficiency between the Er/Brillouin laser and the HNLf. Although femtosecond pulse SC generation involves an initial (deterministic) propagation phase of higher-order soliton evolution, SC generation in the nanosecond regime involves a significantly different scenario [1]. Specifically, the pump pulse near the ZDW undergoes spectral broadening through modulation instability (MI), which is manifested, in the frequency domain, by the generation of modulation sidebands located around the pump frequency. We can see in Fig. 4 at low-power the clear generation of two MI sidebands around the pump wavelength. These sidebands are generated because of the slight anomalous dispersion at the pump wavelength. In the time domain, MI leads to the generation of ultra-short sub-pulses train generation.

As for femtosecond pulse SC generation, these soliton-like pulses then undergo self-frequency red shift through both third-order dispersion (TOD) and stimulated Raman scattering. Simultaneously they shed energy in the form of dispersive waves at shorter wavelengths, which are enhanced by the very low dispersion slope of HNLf [8]. In Fig. 4 we can see non-solitonic DWs first around 1500 nm, and then down to 1000 nm at higher pump power. We have indeed checked that these wavelengths are in good agreement with the phase matching condition for dispersive waves emitted by soliton fission, that can be expressed at first-order as  $\delta\omega = -\frac{3\beta_2}{\beta_3} \approx -6\pi c(\lambda_p - \lambda_0)$  where  $\beta_2$  and  $\beta_3$  are the second and third-order dispersion (TOD) coefficient, respectively.  $\lambda_p$  and  $\lambda_0$  are the pump and the zero-dispersion wavelength [12].

Fig. 5 shows the full SC spectrum recorded using both OSA and the extended spectrometer. The solid lines correspond to the OSA



**Fig. 4.** Output SC spectra for decreasing bending losses between the fiber laser and the HNLf (increasing pump power).

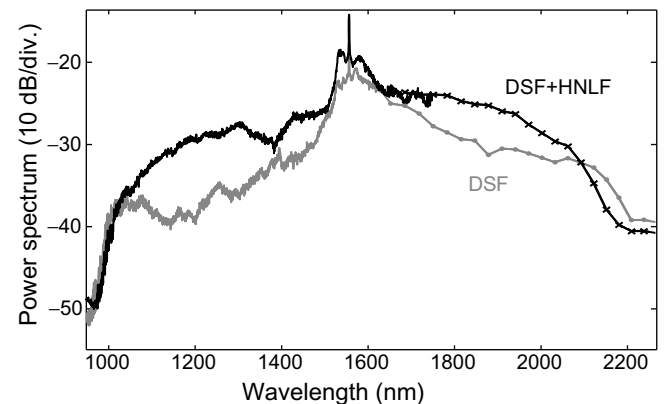


**Fig. 5.** Supercontinuum spectra at the output of the HNLf (black line) recorded with both OSA (solid line) and the long wavelength spectrometer (plus and rounds) and, for comparison, at the output of a DSF (grey, -10 dB offset).

graphs and plus and rounds to the measurements made with the spectrometer. First we consider the black line which corresponds to our experiment. As it can be seen, SC extends well beyond 1.75  $\mu\text{m}$  and remains flat up to 2.1  $\mu\text{m}$ , from which the fiber absorption increases significantly. From the latter phase-matching equation, we can infer that dispersive waves can be uniformly generated down to 1.1  $\mu\text{m}$  from Raman solitons generated up to 2.1  $\mu\text{m}$ . Taking into account the maximum Raman soliton frequency measured at 143 THz (or equivalently the longer SC wavelength at 2.1  $\mu\text{m}$ ) in Fig. 5, we obtain a theoretical DW frequency shift  $\delta\nu = 152$  THz, in excellent agreement with the extension of the DWs generation towards short wavelengths. Indeed, the minimum DWs frequency is measured to 273 THz (or 1.1  $\mu\text{m}$ ) and corresponds to a frequency shift with respect to the pump of  $\delta\nu_{\text{meas}} = 130$  THz, close to the theoretically  $\delta\nu_{\text{th}}$ . The small discrepancy can be attributed to the cut-off wavelength for the fundamental mode of the HNLf that limits the SC extension.

As a comparison, Fig. 5 also shows the SC obtained in a 200 m-long conventional DSF (grey line) [6]. Despite the fact the two fibers have different lengths because the HNLf can not be cut off, this comparison clearly highlights the advantages of the HNLf. Fig. 5 shows that a 10 dB enhancement in the SC flatness was achieved thanks to the strong nonlinearity and the low dispersion slope of the HNLf. The DSF, presenting a dispersion slope three times larger and a non-linear coefficient five times weaker than the HNLf, has less dispersive waves in the blue side of the SC spectrum.

To get better insight, we performed an additional SC generation experiment based on a concatenation of both the HNLf and the



**Fig. 6.** Supercontinuum spectra at the output of the HNLf + DSF (black line) recorded with both OSA (solid line) and the long wavelength spectrometer (crosses and rounds) and, for comparison, at the output of the DSF (grey, same as in Fig. 5).

DSF. The results are illustrated in Fig. 6 in black line. We can see the efficient frequency conversion toward shorter wavelength, which leads to an enhancement of 10 dB between 1.1  $\mu\text{m}$  and 1.5  $\mu\text{m}$ . However, we can observe a decreasing spectral broadening toward longer wavelength because the HNLF's absorption increases strongly from 2.1  $\mu\text{m}$ .

#### 4. Conclusion

In conclusion, we have demonstrated a reliable 1000 nm-band nanosecond supercontinuum all-fiber source based on a highly-non-linear fiber and a passively Q-switched Erbium-doped fiber laser pumped with a 120 mW pump diode only. This simple laser source constitutes a compact and low-cost all-fiber SC source that could find direct applications in components testing or optical coherence tomography. We suggest that ultra-broadband SC can be achieved using a similar self-Q switched Yb fiber laser at 1  $\mu\text{m}$  in combination with an endlessly-single-mode microstructured fiber with a suitable dispersion.

#### Acknowledgements

This work was supported by Interuniversity Attraction Pole program (IAP VI 10) of the Belgian Science Policy and by the European

COST Action 299. Anne Boucon thanks the Conseil Général du Doubs for funding. The authors thank Sumitomo Electric Industries (SEI) for providing the HNLF.

#### References

- [1] J.M. Dudley, G. Genty, S. Coen, Rev. Mod. Phys. 78 (2006) 1135.
- [2] A. Mussot, T. Sylvestre, L. Provino, H. Maillotte, Opt. Lett. 28 (19) (2003) 1820.
- [3] W.J. Wadsworth, N. Joly, J.C. Knight, T.A. Birks, F. Biancalana, P.S.J. Russell, Opt. Exp. 12 (2) (2004) 299.
- [4] P.A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Fevrier, V. Tombelaine, L. Labonte, P. Roy, C. Froehly, P. Nerin, Opt. Exp. 12 (19) (2004) 4366.
- [5] A. Fotiadi, P. Mégret, M. Blondel, Opt. Lett. 29 (10) (2004) 1078.
- [6] A. Fotiadi, P. Mégret, Opt. Lett. 31 (11) (2006) 1621.
- [7] A. Abeeluck, C. Headley, Appl. Phys. Lett. 85 (21) (2004) 4863.
- [8] T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, S. Coen, Opt. Lett. 31 (13) (2006) 2036.
- [9] T. Nakanishi, M. Hirano, T. Okuno, M. Onishi, Silica-based highly non-linear fiber with  $\gamma = 30 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  and its FWM-based conversion efficiency, in: Optical Fiber Communication Conference. Available from: <<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=OFC-2006-OTuH7>>.
- [10] T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, O. Kamatani, K. Takiguchi, K. Uchiyama, M. Saruwatari, H. Takahashi, M. Yamada, T. Kanamori, H. Ono, Electron. Lett. 32 (10) (1994) 906.
- [11] T. Okuno, M. Onishi, M. Nishimura, IEEE Photon. Technol. Lett. 10 (1) (1998) 72.
- [12] N. Akhmediev, M. Karlsson, Phys. Rev. A 51 (1995) 2602.

## Résumé

La recherche en optique non linéaire s'est graduellement développée durant ces trois dernières décennies avec, en particulier, la découverte d'une multitude de phénomènes non linéaires dans les fibres optiques soumises à de fortes excitations lumineuses. Ce champ de recherche s'est récemment amplifié suite à l'avènement de nouvelles fibres optiques qui présentent un arrangement périodique de plusieurs centaines de canaux d'air parallèles le long de la fibre. Ces fibres, dénommées « fibre à cristal photonique » ont permis de convertir un faisceau laser monochromatique en un continuum de lumière blanche sur plus de 2 octaves en fréquence (c.-à-d., un laser *arc en ciel* allant de l'ultraviolet à l'infrarouge). De part leur propriété de brillance unique, ces nouvelles sources laser révolutionnent actuellement les applications en métrologie, en rendant possible des mesures absolues de fréquences optiques avec une précision sans précédent, mais aussi en optique biomédicale et en microscopie. Le cadre général dans lequel s'insère ce travail de thèse est celui de l'étude des phénomènes non linéaires et la génération de supercontinuum (SC) dans les fibres optiques hautement non linéaires et microstructurées. Dans un premier temps, nous démontrons analytiquement, et par le biais de validations numériques et expérimentales, que le phénomène d'instabilité modulationnelle présente une brisure de symétrie spectrale au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle, due principalement à l'émission d'ondes dispersives induite par la fission de solitons instables. Puis nous décrivons une nouvelle méthode de mesure des coefficients de dispersion d'une fibre optique, jusqu'à l'ordre quatre, à partir de l'étude de ces deux processus. Nous étudions également des processus multiples de mélanges à quatre ondes à partir d'une onde pompe incohérente. Puis à partir de l'étude de ces phénomènes, nous développons une source SC entièrement fibrée, dont le spectre s'étend sur plus de 1000 nm autour de 1.5  $\mu\text{m}$ , à l'aide d'une fibre optique hautement non linéaire et d'un laser à impulsions nanosecondes. Enfin, nous étudierons expérimentalement la génération de SC dans une fibre microstructurée présentant deux zéros de dispersion, en utilisant respectivement une excitation à une puis deux pompes. Nous montrons en particulier la génération de bandes doubles d'instabilité modulationnelle au voisinage du second zéro de dispersion, en accord avec nos prédictions analytiques, ainsi qu'une cascade Raman anti-Stokes, puis la génération de SC de 1400 nm à 1700 nm. Enfin, nous réalisons un double pompage de la fibre optique par doublage de la fréquence du laser nanoseconde, afin d'accroître la bande du SC vers le domaine visible de 550 nm à 1950 nm.

Mots clés : optique non linéaire, fibres microstructurées, fibres hautement non linéaires, instabilité modulationnelle, onde dispersive, supercontinuum, équation non linéaire de Schrödinger

## Abstract

Supercontinuum light generation is one of the most spectacular outcome of modern nonlinear optics as it possesses the spatial properties of a laser combined with an ultra-broad bandwidth spanning more than two octaves. In particular, small core microstructured fibres combined with femtosecond laser pulses have proven to be the most efficient way for supercontinuum generation. This thesis provides a comprehensive review of the different physical mechanisms leading to the generation of these spectra in optical fibres, paying a special attention to the nanosecond and continuous-wave (cw) pumping scheme. We then investigate both numerically and experimentally cw modulation instability in the zero-dispersion wavelength region of conventional optical fibres. Our results reveal a symmetry breaking dynamics in the modulation instability spectra associated with the generation of dispersive waves that are a consequence of soliton fission. We then describe a novel convenient technique to allow the accurate measurement of the dispersion coefficients till fourth-order of single-mode optical fibres. The proposed method is based on a careful spectral analysis of modulation instability occurring in both normal and anomalous dispersion regime and the associated dispersive waves. We then demonstrate a 1000-nm wideband all fibre-format supercontinuum source by use of a highly nonlinear fibre and a self-Q-switched fibre laser. Besides we experimentally study a new regime for supercontinuum generation in the nanosecond pulsed regime using a microstructured optical fibre with two zero-dispersion wavelengths. Pumping at 1535 nm around the second zero dispersion yields a nearly flat SC over 1350–1700 nm. The interplay between the effects of modulation instability and stimulated Raman scattering are described through simple phase-matching relations. Cascaded anti-Stokes Raman generation due to phase-matching allowed by the group-velocity dispersion is also reported. We finally report visible and infrared supercontinuum generation by dual nanosecond pumping near the two zero dispersion wavelengths of the same microstructured fibre. The resulting spectrum extends from 550 nm to wavelengths higher than 1950 nm.

Key words: nonlinear optics, microstructured fiber, highly nonlinear fiber, modulation instability, dispersive wave, supercontinuum generation, nonlinear Schrödinger equation.