

UNIVERSITÉ DE LIMOGES  
ÉCOLE DOCTORALE S2I  
Sciences et Ingénierie pour l'Information

Thèse N° 62-2010

# THÈSE

pour obtenir le titre de

**Docteur de l'Université de Limoges**

**Mention : Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et  
Systèmes**

Présentée et soutenue par

Nicolas DUCROS

## **Génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge à l'aide de fibres optiques**

Thèse dirigée par Sébastien FÉVRIER

préparée à Xlim, département PHOTONIQUE

soutenue le 26 novembre 2010

### **Jury :**

<i>Rapporteurs :</i>	John DUDLEY	-	Professeur FEMTO-ST (Besançon)
	Frédéric SMEKTALA	-	Professeur LICB (Dijon)
<i>Examineurs :</i>	Alain BARTHÉLÉMY	-	Directeur de recherche CNRS Xlim (Limoges)
	Jean-Marc BLONDY	-	Ingénieur de recherche HDR Xlim (Limoges)
	Eric CORMIER	-	Professeur CELIA (Bordeaux)
	Frédéric DRUON	-	Chargé de recherche HDR CNRS LCFIO (Palaiseau)
	Philippe THOMAS	-	Directeur de recherche CNRS SPCTS (Limoges)
<i>Directeur :</i>	Sébastien FÉVRIER	-	Maître de conférences HDR Xlim (Limoges)



*A ma maman et mon papy.*



## Remerciements

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont été menés au sein du département Photonique du laboratoire Xlim. Je tiens à remercier le directeur de cet institut de recherche Dominique Cros. Je tiens ici à remercier le directeur du département photonique, Alain Barthélémy, pour son accueil au sein du département, pour les quelques discussions que nous avons eues autour des travaux présentés dans ce manuscrit ainsi que pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider mon jury de thèse.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Jonh Dudley, Professeur à l'institut FEMTO-ST, et à Frédéric Smektala, Professeur au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, pour avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse.

J'exprime également de très vifs remerciements à Frédéric Druon, chargé de recherche CNRS au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, et Eric Cormier, Professeur au laboratoire CELIA pour avoir lu et jugé mon manuscrit ainsi que pour m'avoir donné l'opportunité d'évoluer dans leurs équipes de recherche. Je remercie également Philippe Thomas, Directeur de Recherche CNRS, pour avoir accepté de lire mon travail et de participer à ma soutenance de thèse. Enfin, je souhaite exprimer mes sincères remerciements à Jean-Marc Blondy, ingénieur de recherche CNRS, pour son aide et l'acceptation de la responsabilité de ma thèse durant les deux premières années.

Une mention spéciale pour l'ensemble des personnes qui ont pu m'aiguiller par des discussions extrêmement enrichissantes. Parmi ces personnes, Alexis, Vincent, Alessandro merci pour l'aide apportées par ces discussions. Un de mes regrets est de ne pas avoir eu l'occasion de travailler en lien plus étroit avec vous.

Merci également à l'ensemble des collègues avec qui la pause café prenait une tournure tantôt amicale tantôt travailleuse. Je pourrais citer parmi eux Jean Louis, Georges, Jean-Marc, Raphaël ou encore Philippe... J'en oublie certainement... Un immense Merci à nos deux secrétaires Sophie et Nathalie.

Sans aucun doute, mes plus sincères remerciements dans le domaine professionnel sont adressés à mon directeur de thèse, Sébastien Février, qui, par son encadre-

ment, son enthousiasme constant, et sa grande rigueur, m'a permis de développer mon sens aigu des sciences. Au-delà de cet épanouissement professionnel que tu as pu m'apporter, il m'est impossible de ne pas aborder l'ensemble des apports personnels que j'ai pu tirer de ces trois années de travail en commun. Pour l'ensemble de ces choses qui ont rythmées ces trois ans, Sébastien, MERCI !

D'un point de vue personnel, je tiens à remercier ma mère pour son soutien incomparable tout au long de mes 8 années d'études. Cette thèse lui est en partie dédié pour ce soutien sans faille. Je souhaite également exprimer de vifs remerciements à l'ensemble de ma famille et plus particulièrement à Marina, Thierry, Jean-Luc et mes grand-parents.

Je terminerai cette partie dédiée aux remerciements par l'expression de très vifs remerciements à la « bande du tarot » et la « bande de Michard du vendredi soir ». Ces deux rendez-vous, l'un quotidien, l'autre hebdomadaire, permettaient en quelque sorte de rythmer des semaines bien remplies. Ces rendez-vous vont me manquer dans ma nouvelle vie tout comme vous.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Propagations linéaire et nonlinéaire d'impulsions lumineuses dans les fibres optiques</b>	<b>11</b>
2.1	Propagation linéaire . . . . .	12
2.2	Nonlinéarités optiques . . . . .	15
2.2.1	L'effet Kerr . . . . .	16
2.2.2	L'effet Raman . . . . .	17
2.3	Propagation et effets nonlinéaires . . . . .	19
2.3.1	Équation nonlinéaire de Schrödinger généralisée . . . . .	19
2.3.2	Modélisation de la propagation d'impulsions brèves dans les fibres optiques . . . . .	21
2.3.3	Génération de supercontinuum . . . . .	22
2.3.3.1	Automodulation de phase . . . . .	22
2.3.3.2	Instabilités modulationnelles . . . . .	25
2.3.3.3	Effets solitoniques : à la base de la génération de supercontinuum . . . . .	28
2.3.4	Facteurs limitant l'expansion du supercontinuum . . . . .	32
2.4	Principaux résultats expérimentaux de génération de supercontinuum dans les fibres optiques . . . . .	33
2.5	Conclusion . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Génération de supercontinuum infrarouge dans une fibre microstructurée à base d'oxydes de plomb, bismuth, gallium, cadmium et silice</b>	<b>41</b>
3.1	Propriétés du verre et de la fibre microstructurée fabriquée . . . . .	43
3.1.1	Étude du matériau . . . . .	43
3.1.1.1	Transmission du verre dans le domaine moyen infrarouge . . . . .	44
3.1.1.2	Mesure de la dispersion du verre sur une pastille . . . . .	46
3.1.2	Propriétés de la fibre microstructurée . . . . .	48
3.1.2.1	Dispersion chromatique du mode fondamental . . . . .	49
3.1.2.2	Évaluation de l'indice de réfraction nonlinéaire du matériau : mesure directe sur la PCF . . . . .	50
3.2	Génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge par pompage en régime sub-picoseconde . . . . .	55
3.2.1	Pompage par un laser à fibre émettant à 1,6 $\mu\text{m}$ . . . . .	56
3.2.1.1	Architecture et propriétés du laser de pompe . . . . .	56
3.2.1.2	Résultats expérimentaux . . . . .	57
3.2.2	Pompage par un OPA à haute cadence . . . . .	60

---

3.2.2.1	Présentation de la source de pompe . . . . .	60
3.2.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	64
3.2.3	Modélisations nonlinéaires : étude de l'influence de l'absorption des groupements hydroxyles . . . . .	67
3.3	Conclusion . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Génération de supercontinuum infrarouge dans une fibre à saut d'indice en verre fluoré</b>	<b>77</b>
4.1	Propriétés optogéométriques de la fibre utilisée . . . . .	79
4.2	Génération de supercontinuum moyen infrarouge en régime femtoseconde . . . . .	81
4.2.1	Pompage par un laser à fibre émettant à $1.6 \mu\text{m}$ . . . . .	81
4.2.2	Pompage par un laser à fibre émettant à $1,55 \mu\text{m}$ . . . . .	87
4.3	Conclusion . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>93</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>97</b>



# Table des figures

1.1	(a) Représentation schématique de l'ensemble des raies laser disponibles commercialement. (b) Bandes de longueurs d'onde d'émission d'un grand nombre d'ions de terres rares. Est également reportée la transparence de l'air atmosphérique. . . . .	2
1.2	(a) Topologie classique d'une PCF air-silice utilisée pour la génération de SC visible et proche-IR. (b) Trait plein : spectre du premier SC obtenu dans une PCF en silice. Tirets : spectre du rayonnement de pompe. Ce SC est obtenu par effets solitoniques dont la génération a été rendue possible par le régime de dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe ( $\lambda = 800$ nm). . . . .	5
1.3	Spectre d'atténuation mesuré de la silice. . . . .	6
1.4	Bandes d'absorption calculées pour divers gaz pour $1 \mu\text{m} < \lambda < 7 \mu\text{m}$ (base de données HITRAN). . . . .	7
2.1	Représentation d'une fibre optique à saut d'indice et du profil d'indice correspondant. Le trajet d'un rayon lumineux se propageant par réflexion totale interne est également représenté. . . . .	12
2.2	Évolution de $D(\lambda)$ du mode fondamental de la PCF décrite précédemment et utilisée comme exemple dans la suite de ce chapitre. Est également reportée la dispersion de la silice. . . . .	15
2.3	Schéma de principe de la diffusion Raman spontanée. . . . .	18
2.4	(a) Partie imaginaire et (b) partie réelle de la susceptibilité Raman de la silice (courbe noire). La courbe en pointillés représente la réponse d'une fonction exponentielle de constante de temps 76 fs. . . . .	18
2.5	Illustration mettant en avant le principe de résolution basé sur la méthode de Fourier à pas divisé symétrisée. L'opérateur $\hat{D}$ est appliqué sur $[z; z + \frac{h}{2}]$ et $[\frac{z+h}{2}; z + h]$ tandis que l'opérateur $\hat{N}$ est appliqué en $z + \frac{h}{2}$ . . . . .	21
2.6	(a) Évolution temporelle normalisée de la phase nonlinéaire. (b) Évolution temporelle normalisée de la dérive de fréquence due à la phase nonlinéaire. . . . .	23
2.7	Spectres calculés d'automodulation de phase pour différentes valeurs du déphasage nonlinéaire. . . . .	25
2.8	(a) Spectre typique présentant des lobes d'instabilité de modulation de part et d'autre du spectre initial de l'impulsion de pompe. Il est à noter la présence d'automodulation de phase sur le spectre présenté. Le spectre de pompe est reporté en trait fin. Les deux flèches pointent les deux premiers lobes d'instabilités modulationnelles à $\omega_p \pm \Omega_{\text{max}}$ . (b) Évolution temporelle de l'impulsion de pompe ayant subi le phénomène d'instabilité de modulation. La durée d'une sous-impulsion est de l'ordre de $\tau = 30$ fs. La puissance crête de la sous-impulsion maximale vaut 3 kW. L'impulsion de pompe initiale est reportée en trait fin. . . . .	27

2.9	Modélisation de la propagation d'une impulsion de pompe de durée $\tau = 500$ fs centrée à $\lambda = 835$ nm dans une fibre dont la longueur d'onde de dispersion nulle est située à 780 nm. La puissance crête de l'impulsion de pompe est de $P_0 = 1$ kW. (a), (b) et (c) : Enveloppes temporelles de l'impulsion de pompe (trait fin) et du signal en sortie de fibre (trait épais). (d) Spectre de sortie correspondant à la vignette (c). . . . .	29
2.10	Évolution du spectre modélisé illustrant l'auto-décalage Raman. L'impulsion de pompe possède une durée $\tau = 50$ fs et une puissance $P_0 = 1,25$ kW à $\lambda = 835$ nm.	30
2.11	Illustration de l'auto-décalage Raman lors de la génération de SC. Le spectre d'un soliton est reporté sur la courbe de gain Raman de la silice. Cette courbe de gain est celle utilisée pour les diverses modélisations présentées dans ce chapitre. . . .	31
2.12	Trait plein : spectre du premier SC obtenu dans une PCF en silice. Tirets : spectre du rayonnement de pompe. Ce SC est obtenu par effets solitoniques dont la génération a été rendue possible par le régime de dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe ( $\lambda = 800$ nm). . . . .	33
2.13	(a) Exemples de spectres de mélange paramétrique obtenus par pompage en régime de dispersion normal à 1064 nm dans des PCFs présentant des caractéristiques géométriques différentes. (b) Exemples de spectres obtenus par pompage en régime de dispersion anormale. . . . .	34
2.14	Spectre du SC obtenu dans une PCF en verre de silice dont la courbe d'évolution de la constante de propagation est contrôlée pour une génération optimale dans le visible-« proche UV ». . . . .	35
2.15	SC généré dans un tronçon de 6 mm de PCF fabriquée en verre SF6 pompé en régime femtoseconde à $\lambda = 1.55$ $\mu$ m. . . . .	36
2.16	SC généré dans une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN pompée en régime nanoseconde pour une longueur de fibre de $L = 7$ m . . . . .	36
2.17	SC généré dans une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN pompée par une source femtoseconde émettant à 1550 nm . . . . .	37
2.18	SC IR généré dans une fibre à cœur suspendu en verre de tellurite. . . . .	38
3.1	Transmission infrarouge de différents verres à base d'oxydes de plomb, bismuth et gallium. [1] : binaire PbO-Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; [2] : ternaire PbO-Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Bi <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; [3] : ternaire PbO-Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Bi <sub>2</sub> O <sub>3</sub> séché par ajout de chlorure. . . . .	42
3.2	Dispositif expérimental permettant la mesure de la transmission d'une pastille de verre. . . . .	44
3.3	Réponse spectrale du détecteur PbSe (données du constructeur). . . . .	44
3.4	Mesure de la transmission d'une pastille de verre PBG08 ( $e = 2$ mm) dans le moyen IR. . . . .	45
3.5	Dispositif expérimental permettant la mesure de la dispersion d'une pastille de verre. PBS : polariseur utilisé en tant que lame séparatrice (Polarisation Beam Splitter), DL : ligne à retard (Delay Line). . . . .	46
3.6	Trait noir : mesure de la dispersion du matériau sous la forme de pastille. Trait gris : courbe de dispersion du verre calculée à partir de la relation (3.3). . . . .	47
3.7	Photographie MEB de la face de sortie clivée de la fibre microstructurée. . . . .	49

3.8	Évolution de la dispersion chromatique du mode fondamental mesurée et calculée. Sont également reportées les dispersions du second mode guidé (LP <sub>11</sub> ) et du matériau. . . . .	50
3.9	Dispositif expérimental pour l'évaluation de l'indice nonlinéaire par mesure directe du spectre en sortie de fibre. $\lambda/2$ : lame demi-onde, PBS : Polariseur. . . . .	51
3.10	Spectres mesurés en sortie de fibre pour différentes puissances crête de pompe. . . . .	52
3.11	Évolution de $n_2$ en fonction de l'indice linéaire de plusieurs verres. . . . .	54
3.12	Spectres mesurés pour différentes puissances crête de pompe en régime d'impulsions picosecondes. . . . .	55
3.13	Schéma expérimental du laser de pompe émettant des impulsions centrées à 1,6 $\mu\text{m}$ ( $f_{\text{rep}} = 200$ kHz; $\tau \sim 600$ fs; $\varepsilon \sim 2$ $\mu\text{J}$ ). DCF : fibre dispersive, F : filtre passe bande centré à 1.6 $\mu\text{m}$ , MAO : Modulateur acousto-optique, IO : isolateur optique, $\lambda/2$ : lame demi-onde, $\lambda/4$ : lame quart d'onde, P : diode de pompe, PBS : polariseur, L <sub>1</sub> : lentille $f = 8$ mm, L <sub>2</sub> : lentille en CaF <sub>2</sub> $f = 25$ mm, FAR : filtre anti-repliement. . . . .	57
3.14	(a) Trace d'autocorrélation des impulsions en sortie de chaîne laser. (b) Spectre de sortie mesuré. . . . .	58
3.15	Distribution spatiale d'énergie en sortie de fibre. . . . .	58
3.16	SC générés dans un tronçon de 8 cm de la PCF en verre PBG08 pour plusieurs puissances moyennes de pompe. La puissance reportée est celle mesurée en sortie de fibre. . . . .	59
3.17	Schéma expérimental de l'OPA réalisé. SPM : tronçon de fibre permettant d'élargir le spectre laser de pompe par automodulation de phase (SPM pour l'anglicisme « Self Phase Modulation », $\lambda/2$ : lame demi-onde, PBS : polariseur, HNL-PCF : fibre microstructurée en silice ( $L = 80$ cm, longueur d'onde de dispersion nulle $\sim 975/1030$ nm), BBO n°1 : cristal de BBO de type I ( $e = 1$ mm, $23,4^\circ$ ), DL : ligne à retard, BBO n°2 : cristal de BBO de type II ( $e = 5$ mm, $27,4^\circ$ ) ou cristal de BBO de type II ( $e = 5$ mm, $27,5^\circ$ ), filtre 1 : filtre passe bande ( $\lambda_0 = 515$ nm), filtre 2 : filtre passe haut ( $\lambda_c = 1,065$ $\mu\text{m}$ ), L <sub>1</sub> et L <sub>2</sub> : lentilles $f = 3,3$ mm, FAR : Filtre anti-repliement. . . . .	61
3.18	SC généré dans la PCF en silice servant de signal pour l'OPA. . . . .	62
3.19	Diagramme d'accord de phase du cristal d'amplification. Longueur d'onde du signal amplifié en fonction de l'angle d'orientation du cristal par rapport au faisceau de pompe. Cette courbe n'est valable que pour un angle entre le signal et la pompe à l'intérieur du cristal de $1^\circ$ . . . . .	63
3.20	(a) Spectre du SC proche IR généré dans la PCF en silice et spectre d'amplification calée à 1400 nm. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de spectres optiques ANDO AQ 6315. (b) Distribution d'intensité lumineuse en sortie d'OPA. . . . .	64
3.21	SC généré dans la PCF en verre PBG08 pour $\lambda_p \sim 1445$ nm et $P_{\text{sortie}} \sim 2$ mW . . . . .	65
3.22	SC généré dans la PCF en verre PBG08 pour $\lambda_p \sim 1750$ nm et $P_{\text{sortie}} \sim 2$ mW pour (a) $L \sim 5$ mm et (b) $L \sim 2$ cm. . . . .	66
3.23	(a) Spectre de gain Raman. (b) Réponse Raman du matériau dans le domaine temporel obtenue par transformée de Fourier inverse de la somme des 3 lorentziennes. . . . .	68

3.24	Pertes implémentées dans le programme de résolution de l'équation nonlinéaire de Schrödinger. . . . .	69
3.25	Spectre mesuré à l'aide du laser erbium (trait en pointillés fins) et spectres modélisés pour différents niveaux de perte dans le moyen IR. Les paramètres de modélisation sont les suivants : $L = 8$ cm, $\lambda_p = 1592$ nm, $\tau = 500$ fs, $f_{\text{rep}} = 200$ kHz et $P_0 = 2$ mW. . . . .	70
3.26	Spectres mesurés à l'aide de l'OPA (trait en pointillés fins) et modélisés pour différents niveaux de perte dans le moyen IR. Les paramètres de modélisation sont les suivants : $L = 2$ cm, $\lambda_p = 1750$ nm, $\tau = 1$ ps, $f_{\text{rep}} = 200$ kHz et $P_0 = 2$ mW. . . . .	70
3.27	(a) Évolution de la courbe de transmission de la fibre de Bragg considérée (b) Évolution mesurée de la dispersion chromatique du mode fondamental. . . . .	71
3.28	Évolution de la dispersion chromatique modélisée à partir des coefficients de Sellmeier (trait gris clair). Évolutions de la dispersion chromatique modélisée et permettant de faire apparaître une forte dispersion chromatique dans le moyen IR (traits gris et noir). . . . .	72
3.29	(a) Modélisation des spectres générés dans la fibre PBG08 ( $L = 2$ cm) pour une impulsion de pompe centrée à 1750 nm, de durée 1 ps et de puissance moyenne 2 mW. Le spectre expérimental est reporté en trait pointillé. Dispersion 1 : modélisation nonlinéaire réalisée en prenant en compte la courbe de dispersion initialement présentée. Dispersion 2, 3 : modélisation nonlinéaire réalisée à l'aide des courbes de dispersion tracée en figure 3.28. (b) idem avec $\lambda_p = 1592$ nm et $\tau = 600$ fs. . . . .	73
4.1	Pertes infrarouges du verre ZBLAN . . . . .	78
4.2	Pertes mesurées d'une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN présentant une longueur d'onde de coupure du second mode de $2,75 \mu\text{m}$ . . . . .	79
4.3	Évolution de $D$ en fonction de la longueur d'onde (trait gris : matériau, trait noir : mode fondamental) . . . . .	80
4.4	Évolution de l'aire effective du mode fondamental. . . . .	81
4.5	Schéma expérimental du laser de pompe émettant des impulsions centrées à $1,6 \mu\text{m}$ ( $f_{\text{rep}} = 200$ kHz; $\tau \sim 600$ fs; $\varepsilon \sim 2 \mu\text{J}$ ). DCF : fibre dispersive, F : filtre passe bande centré à $1,6 \mu\text{m}$ , MAO : Modulateur acousto-optique, IO : isolateur optique, $\lambda/2$ : lame demi-onde, $\lambda/4$ : lame quart d'onde, P : diode de pompe, PBS : polariseur, $L_1$ : lentille $f = 8$ mm, $L_2$ : lentille en $\text{CaF}_2$ $f = 25$ mm, FAR : filtre anti-repliement. . . . .	82
4.6	(a) Mesure du profil d'intensité en champ proche en sortie de fibre pour l'ensemble du spectre (pompe à 1600 nm et SC généré). (b) Mesure du profil d'intensité en champ proche en sortie de fibre pour $\lambda > 1,65 \mu\text{m}$ . La différence d'intensité mesurée entre les deux faisceaux est due à l'utilisation d'un filtre neutre optique pour la mesure réalisée sur l'ensemble du spectre. . . . .	83
4.7	SC généré dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN ( $L \sim 2$ m). Ce spectre est obtenu pour : $\tau = 500$ fs, $f_{\text{rep}} = 200$ kHz, $\varepsilon = 2 \mu\text{J}$ . La puissance moyenne répartie sur l'ensemble du spectre est de 100 mW. . . . .	84

---

4.8	Évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde implémentée dans le programme de résolution de NLSE. . . . .	86
4.9	SC généré dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN (trait noir). Modélisation nonlinéaire (trait gris foncé) considérant les conditions expérimentales précédemment exposées. Spectre calculé considérant une aire effective du mode fondamental constante et valant $80 \mu\text{m}^2$ (trait gris clair). . . . .	86
4.10	Modélisation de l'évolution longitudinale de la génération de SC dans la fibre ZBLAN pour (a) $L = 20$ cm et (b) $L = 2$ m. . . . .	87
4.11	Trait noir : spectre modélisé pour $\lambda_p = 1550$ nm. Trait gris foncé : spectre modélisé pour $\lambda_p = 1592$ nm. Trait gris : SC généré dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN ( $L \sim 2$ m) pompée à $\lambda_p = 1,6 \mu\text{m}$ . . . . .	88
4.12	Spectres modélisés pour différentes valeurs de $P_0$ pour $L = 2$ m, $\tau = 600$ fs et $f_{\text{rep}} = 200$ kHz. Est reporté en trait gris clair le spectre obtenu expérimentalement par pompage à $1,6 \mu\text{m}$ . . . . .	89



# Liste des tableaux

3.1	Coefficients de Sellmeier du verre PBG08. . . . .	48
3.2	Tableau présentant les valeurs de $n_2$ pour différentes puissances crête injectées. .	53
3.3	Paramètres pris en compte lors de la simulation de la propagation des impulsions de pompe dans la PCF en verre PBG08. . . . .	67
4.1	Coefficients de Sellmeier du verre ZBLAN. . . . .	79
4.2	Paramètres pris en compte lors de la simulation de la propagation des impulsions de pompe dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN. . . . .	85

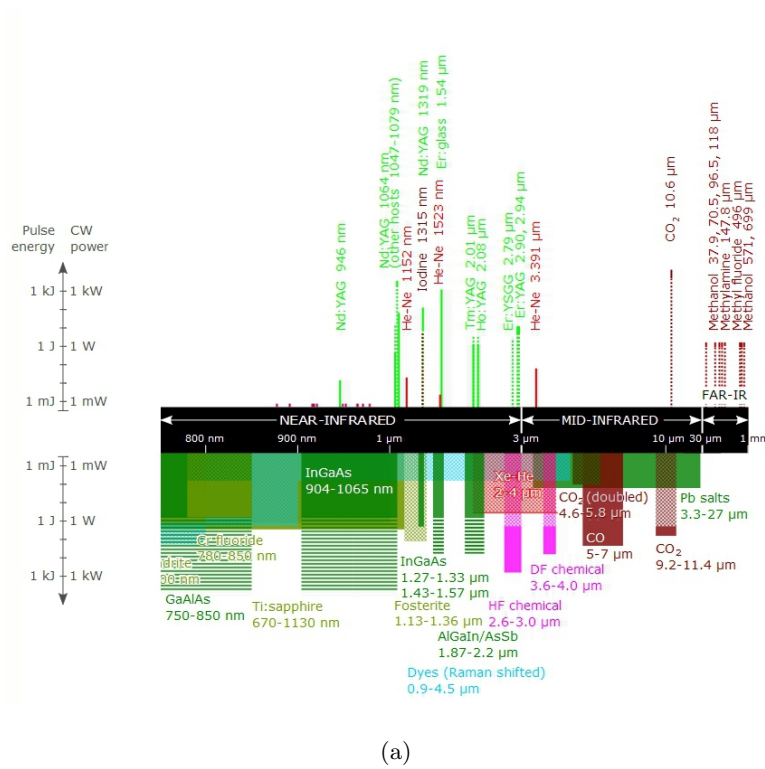




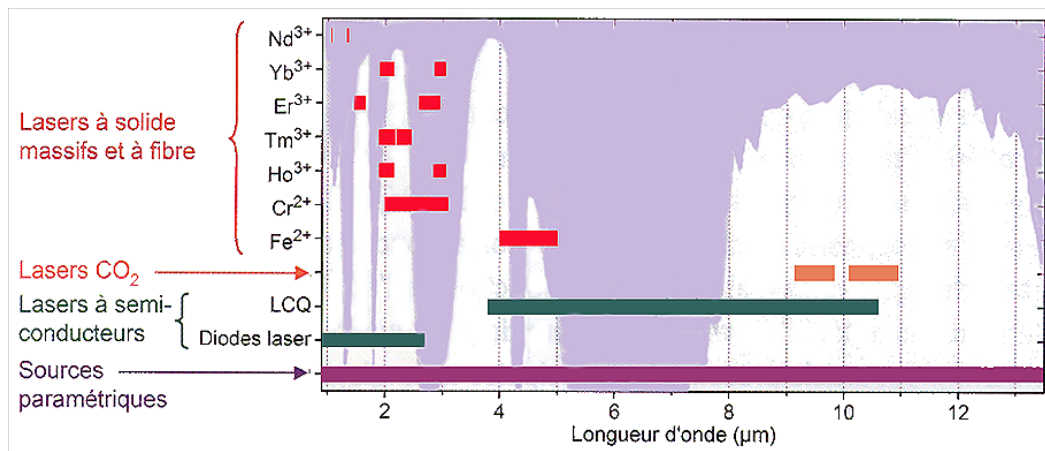
# Introduction générale

---

L' invention du laser en 1960 par Theodore Maiman [1] a permis le développement d'une grande partie de la photonique telle que nous la connaissons aujourd'hui. Ces lasers, qu'ils soient à solides (massif [1], à fibre dopée aux ions de terre rare [2] ou à semiconducteurs [3]), ou à gaz [4], permettent de générer des rayonnements électromagnétiques de forte brillance (voire transversalement monomodes) et de forte puissance crête et/ou moyenne. De par leurs propriétés physiques intrinsèques (largeur spectrale d'émission du milieu amplificateur par exemple), ces lasers émettent des rayonnements cohérents ayant des bandes spectrales étroites allant de quelques picomètres (régimes continu ou déclenché) à plusieurs centaines de nanomètres (régime impulsif femtoseconde (fs)). La figure 1.1 présente les longueurs d'onde d'émission de divers milieux amplificateurs.



(a)



(b)

FIGURE 1.1 – (a) Représentation schématique de l'ensemble des raies laser disponibles commercialement. (b) Bandes de longueurs d'onde d'émission d'un grand nombre d'ions de terres rares. Est également reportée la transparence de l'air atmosphérique.

Ces sources ont trouvé des applications dans des domaines divers et variés tels que l'industrie ou la médecine [5–10].

En 1970, le pompage optique d'un milieu matériel (verre de borosilicate), par un

laser déclenché, a permis de mettre en évidence un phénomène de conversion de fréquence liée à l'exacerbation des interactions nonlinéaires entre la lumière et la matière. Les effets nonlinéaires liés à l'ordre 3 de la susceptibilité électromagnétique ( $\chi^{(3)}$ ) du milieu considéré (gaz, liquides, cristaux (présentant en outre une susceptibilité d'ordre 2) ou verres [11–19]) sont à l'origine de ces phénomènes de conversion de fréquence. Il est donc possible, à partir de ce phénomène, de combiner cohérence spatiale (principal avantage des lasers) avec une grande largeur spectrale (liée aux effets nonlinéaires d'ordre 3). La cohérence temporelle de ces sources est dépendante du régime temporel des impulsions de pompe et ne sera pas discutée. Ces sources large bande sont communément appelées « supercontinuum » (SC). Plusieurs approches concernant la génération de SC ont été décrites dans la littérature. Historiquement, les premières observations de génération de SC ont été réalisées dans des verres, des gaz ou des liquides [11–19]. L'élargissement spectral observé est attribué au phénomène d'automodulation de phase. Cet élargissement spectral peut être quantifié par la relation suivante [20] :

$$\delta\nu \sim \frac{n_2 PL}{A_{\text{eff}} \lambda \tau} \quad (1.1)$$

où  $n_2$  est l'indice de réfraction nonlinéaire du milieu,  $P$  la puissance crête de l'impulsion de pompe,  $L$  la longueur de propagation,  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective du faisceau de pompe et  $\tau$  la durée de l'impulsion de pompe. Prenons l'exemple d'un matériau massif nonlinéaire à l'intérieur duquel est focalisé un champ électromagnétique [12]. Comme le montre la relation (1.1), l'élargissement spectral subi est directement proportionnel à la longueur d'interaction mais aussi à l'intensité du rayonnement de pompe. Dans le cas de la focalisation d'un faisceau dans un morceau de verre, la longueur d'interaction est de l'ordre de deux fois la longueur de Rayleigh (typiquement quelques cm). Une augmentation de la longueur d'interaction passe par une longueur de Rayleigh plus élevée augmentant dans un même temps la surface sur laquelle est focalisée le faisceau. Ce dernier point nécessite donc un compromis entre taille de focalisation du faisceau et longueur d'interaction.

Les fibres optiques permettent de guider un rayonnement électromagnétique sur

de très grandes distances et dans des cœurs de faible dimension résultant ainsi en une grande longueur d'interaction et une forte intensité tout au long de la propagation. Ces derniers points font des fibres optiques de très bons candidats pour la génération de SC. La grande longueur d'interaction et le confinement du champ électromagnétique dans le cas de l'utilisation d'une fibre optique permettent une diminution de la puissance crête nécessaire à la génération de SC. La nécessité d'une puissance crête plus faible conduit à une plus grande souplesse dans le choix du laser de pompe (utilisation de lasers massifs de type micro-chip). Ainsi, des sources de pompe moins volumineuses et coûteuses peuvent être utilisées conduisant à la réduction de l'encombrement de ces dispositifs à fibre ainsi qu'à la réduction de leur coût. De telles sources sont maintenant commercialisées par les entreprises Leukos (<http://www.leukos-systems.com>), Fianium (<http://www.fianium.com>) et Koheras (<http://www.koheras.com>).

Il a été montré que l'élargissement spectral subi par une impulsion de pompe est fonction de plusieurs paramètres dont les plus importants sont la dispersion de vitesse de groupe (sa valeur et son signe), le coefficient nonlinéaire (noté  $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}$ ) ainsi que le régime temporel de l'impulsion de pompe (nanoseconde, picoseconde ou femtoseconde). Dans le cas de gaz, de liquides ou de matériaux massifs, aux longueurs d'onde de pompe utilisées conventionnellement ( $\lambda = 800 \text{ nm}$  ou  $1,064 \mu\text{m}$ ), la dispersion de vitesse de groupe est positive entraînant un élargissement spectral résultant uniquement de l'automodulation de phase (voir équation (1.1)). Un avantage supplémentaire des fibres optiques est la potentialité qu'elles offrent dans la gestion de la dispersion de vitesse de groupe. Cette gestion, due aux conditions de guidage, permet d'atteindre un régime de dispersion de vitesse de groupe négative aux longueurs d'onde de pompe. Cette caractéristique permet l'apparition d'effets solitoniques à l'origine de la génération de SC très large bande [21–27].

Bien que les premières observations rapportées de la génération de SC dans les fibres optiques aient été réalisées dans une fibre en silice à saut d'indice [19], le développement des fibres optiques à cristal photonique (PCF pour l'anglicisme « Photonic Crystal Fibre ») [28] demeure une avancée prépondérante dans la génération de SC dans les domaines visible et proche infrarouge (IR).

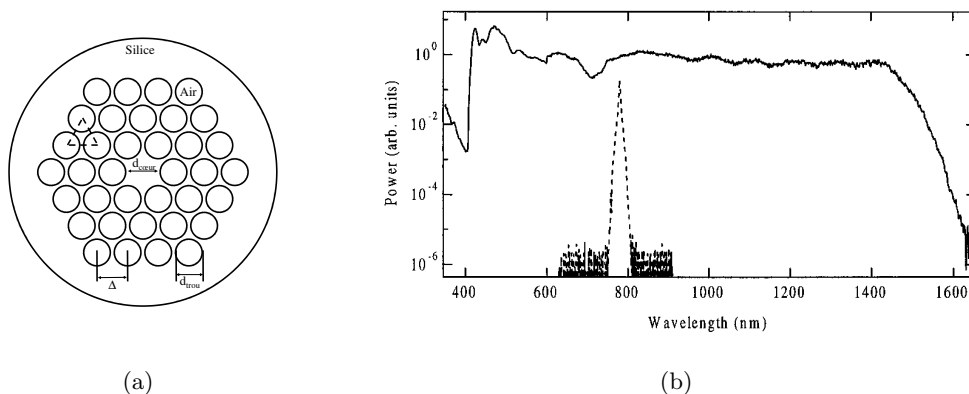


FIGURE 1.2 – (a) Topologie classique d’une PCF air-silice utilisée pour la génération de SC visible et proche-IR. (b) Trait plein : spectre du premier SC obtenu dans une PCF en silice. Tirets : spectre du rayonnement de pompe. Ce SC est obtenu par effets solitoniques dont la génération a été rendue possible par le régime de dispersion anormale à la longueur d’onde de pompe ( $\lambda = 800$  nm).

La figure 1.2(a) présente une topologie de PCF à maille triangulaire faisant apparaître les divers paramètres opto-géométriques de la structure ( $\Delta$  et  $d_{\text{trou}}$ ). Le fort confinement du champ électromagnétique dans un cœur de silice ( $d_{\text{cœur}} \sim 2 \mu\text{m}$ ) entouré de trous d’air induit une forte dispersion de guide permettant de compenser la dispersion de la silice et ainsi d’atteindre un régime de dispersion chromatique anormale (autrement dit une dispersion de vitesse de groupe négative) à 800 nm [21]. Ce fort confinement entraîne également un fort coefficient nonlinéaire dû à la réduction de l’aire effective du mode guidé et conduit donc à l’exacerbation des interactions entre le champ électromagnétique et la silice. Le spectre du premier SC généré dans une PCF est présenté en figure 1.2(b). Le SC généré par pompage en régime d’impulsions femtosecondes s’étend du visible ( $\lambda = 400$  nm) au proche IR ( $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ ) [21].

Ces sources large bande ont trouvé des applications dans des domaines tels que la médecine (microscopie confocale [29], cytométrie en flux [30]) ou la détection d’espèces chimiques [31].

Bien que couvrant plusieurs octaves, ces sources n’émettent pas de rayonnements électromagnétiques à des longueurs d’onde supérieures à  $2,5 \mu\text{m}$  du fait de la forte absorption de la silice au-delà de cette limite (voir figure 1.3 [32]).

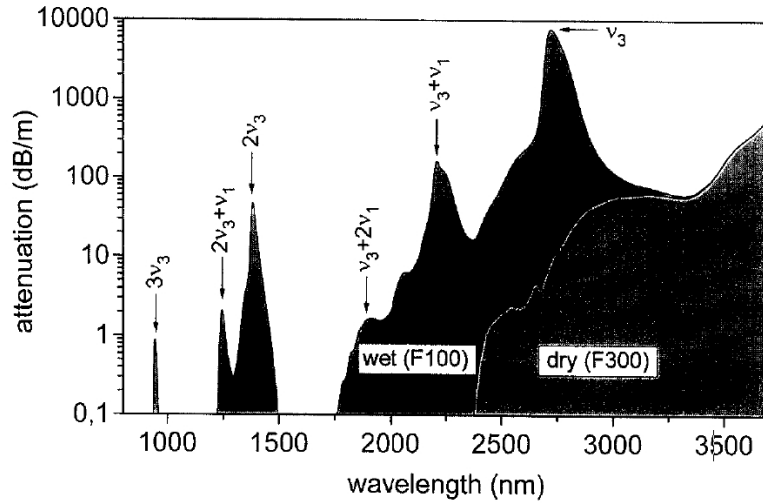


FIGURE 1.3 – Spectre d'atténuation mesuré de la silice.

Le domaine de longueur d'onde moyen infrarouge (IR) ( $2 \mu\text{m} < \lambda < 5 \mu\text{m}$ ), que ne peuvent couvrir les sources précédemment citées, possède un attrait évident de plusieurs points de vue applicatifs. D'une part, la caractérisation de dispositifs optiques (*e.g.* fibres optiques microstructurées à cœur creux [33,34] ou de divers éléments optiques tels que des miroirs ou des filtres) est une motivation pour le développement de sources large bande dans le domaine moyen IR. Dans les travaux de Shephard *et al.*, une source à filament de tungstène est utilisée pour mesurer les pertes d'une PCF à cœur creux possédant une bande de transmission localisée autour de  $3 \mu\text{m}$ . La faible cohérence spatiale de cette source est la principale limitation de la mesure puisqu'une faible partie de l'énergie disponible peut être couplée sur le mode fondamental ( $\text{LP}_{01}$ ) de la PCF. Le rapport signal à bruit d'une telle mesure est donc très faible. D'autre part, un très grand nombre d'espèces chimiques moléculaires présentent leur fréquence de résonance fondamentale dans le moyen IR. Ces espèces peuvent être identifiées par spectroscopie d'absorption grâce à leurs fréquences de résonance harmoniques dans le proche IR ( $1 \mu\text{m} < \lambda < 2 \mu\text{m}$ ). Toutefois, l'intensité des résonances fondamentales est de deux à trois ordres de grandeur supérieure à celle des harmoniques présentes dans le proche IR [35,36]. Par exemple, sur la figure 1.3, l'intensité de la résonance  $\nu_3$  est deux ordres de grandeur supérieure à

l'intensité de  $2\nu_3$ . La figure 1.4 présente les spectres d'absorption de différents gaz pour la gamme de longueur d'onde  $[1 \mu\text{m} - 7 \mu\text{m}]$ . Si l'on prend comme exemple le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), l'intensité de la vibration à  $4,2 \mu\text{m}$  est deux ordres de grandeur supérieure à celle localisée à  $2,8 \mu\text{m}$ , elle-même supérieure de deux ordres de grandeur à celle présente à  $2 \mu\text{m}$ . Une source large bande, de forte brillance, émettant entre  $3$  et  $5 \mu\text{m}$ , permettrait la détection efficace des espèces chimiques telles que le dioxyde de carbone ( $\lambda \sim 4,25 \mu\text{m}$ ) ou le monoxyde de carbone ( $\lambda \sim 4,75 \mu\text{m}$ ) avec une sensibilité accrue de quatre ordres de grandeur, en temps réel et de manière simultanée.

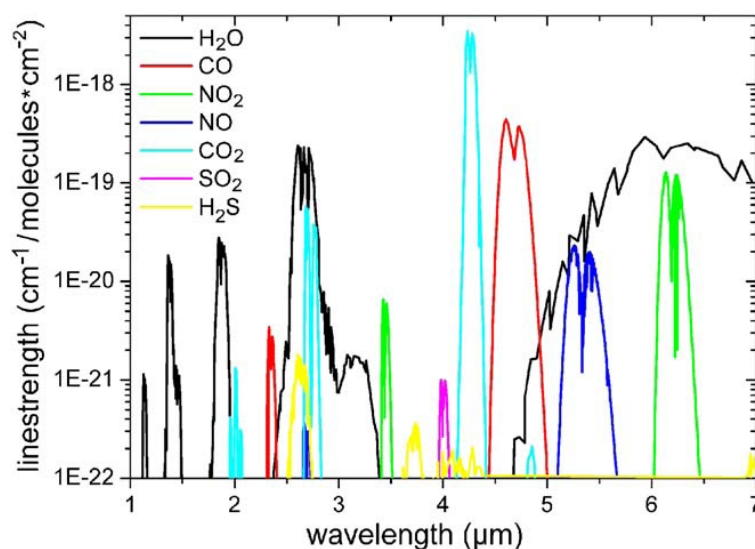


FIGURE 1.4 – Bandes d'absorption calculées pour divers gaz pour  $1 \mu\text{m} < \lambda < 7 \mu\text{m}$  (base de données HITRAN).

De nombreux systèmes pour la génération de rayonnements électromagnétiques dans la gamme de longueurs d'onde située entre  $2 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$  ont vu le jour lors de ces quelques dix dernières années. Les diodes à cascades quantiques [37–39], les amplificateurs paramétriques optiques (OPA) [40–43], les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) [44] ainsi que des sources basées sur la différence de fréquences [45, 46] sont des systèmes permettant d'atteindre le moyen IR. Plusieurs inconvénients sont inhérents aux technologies utilisées. Par exemple, les OPA, OPO et les systèmes basés sur la différence de fréquence entre deux rayonnements sont

très sensibles aux vibrations puisque nécessitant un très grand nombre de composants optiques (utilisations de cristaux, de lentilles ou de miroirs). Les OPA et OPO présentent une qualité spatiale de faisceau médiocre, peu favorable à la caractérisation de composants optiques monomodes (*e.g.* fibres optiques). De par leur architecture, la bande spectrale des rayonnements émis par ces dispositifs est limitée. Malgré de récentes avancées sur leur fonctionnement à température ambiante, les diodes à cascades quantiques nécessitent pour la plupart un refroidissement et une utilisation à des températures très basses. Les dispositifs à fibres optiques ont montré plusieurs avantages tels qu'une quasi-insensibilité aux vibrations ou encore une distribution spatiale d'énergie gaussienne en sortie de dispositif. Ces avantages font donc des fibres optiques des candidats de choix pour la génération et/ou la propagation de rayonnements dans le domaine moyen IR.

Comme exposé précédemment, la génération de SC dans les fibres optiques est étroitement liée à la position spectrale de la source de pompe par rapport à la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique. En effet, ces deux longueurs d'onde doivent être proches afin d'éviter un étalement temporel de l'impulsion de pompe et pour obtenir une génération efficace de SC par effets solitoniques. Dans un cas idéal, pour la génération de SC dans le moyen IR, il faudrait une source pulsée émettant dans cette gamme et une fibre présentant son zéro de dispersion à la longueur d'onde de la source. Malheureusement, aucune source pulsée basée sur une architecture toute fibrée n'est développée à ce jour dans cette gamme spectrale. Il s'avère donc nécessaire d'utiliser la source de pompe la plus stable, présentant une forte puissance crête et une longueur d'onde d'émission proche du domaine visé. Il est alors envisageable d'utiliser une source laser pulsée femtoseconde basée sur une fibre en silice dopée aux ions de terre rare, les oscillateurs femtoseconde à fibre dopées erbium étant la plus mature des technologies. Une autre possibilité est d'utiliser un dispositif émettant des impulsions de forte puissance crête et accordables en longueur d'onde, tel un OPA. Des OPA basés sur des lasers de pompe à fibres optiques dopées ytterbium ont été proposés récemment [43,47]. Leur développement s'avère plus complexe que celui d'un laser émettant à  $1,55 \mu\text{m}$  mais ils possèdent l'avantage d'être accordables en longueur d'onde dans le proche IR [41,42,48]. De



---

plus, ces dispositifs, pompés par des lasers à fibre [47], présentent, en sortie, une excellente qualité spatiale de faisceau, due à leur laser de pompe lui-même à fibre. Il est donc envisageable de faire coïncider la longueur d'onde de pompe avec le zéro de dispersion d'une fibre quelconque afin d'obtenir la génération efficace d'un SC dans le domaine moyen IR. Bien que sensible aux vibrations et donc non intégrable, un OPA reste un dispositif attrayant pour la génération de SC puisqu'il permet d'avoir accès à des rayonnements de pompe à une longueur d'onde accordable et donc de caractériser un vaste ensemble de fibres de géométrie et composition chimique différentes.

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse porte sur l'étude de la génération de SC dans le domaine moyen IR à l'aide de fibres optiques.

Dans un premier temps, les notions théoriques nécessaires à la compréhension de la génération de supercontinuum dans les fibres optiques seront développées et illustrées à partir de diverses modélisations de la propagation nonlinéaire d'impulsions lumineuses. Un état de l'art des résultats de génération de SC dans le proche IR en fibre en silice sera fait. Les sources SC développées dans le moyen IR seront ensuite présentées. Une seconde partie de ce manuscrit portera sur l'étude de la génération de supercontinuum infrarouge dans une fibre optique microstructurée en verre d'oxydes de plomb, bismuth, gallium, cadmium et silice. Les potentiels de ce verre ainsi que ses limites seront explorés. Le pompage en régime d'impulsions sub-picosecondes à l'aide d'un laser à fibre émettant à  $1,6 \mu\text{m}$  et d'un OPA à haute cadence sera développé.

Le troisième chapitre de ce manuscrit portera sur la génération de supercontinuum dans une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN, pompée directement par un laser à fibre en régime d'impulsions sub-picosecondes pour l'obtention de SC dans le moyen infrarouge présentant une forte puissance moyenne (100 mW).

Enfin, la dernière partie de ce manuscrit sera la conclusion générale de ce travail de thèse. Les perspectives des travaux présentés dans ce manuscrit seront exposées.



# Propagations linéaire et nonlinéaire d'impulsions lumineuses dans les fibres optiques

---

## Sommaire

---

<b>2.1 Propagation linéaire</b> . . . . .	<b>12</b>
<b>2.2 Nonlinéarités optiques</b> . . . . .	<b>15</b>
2.2.1 L'effet Kerr . . . . .	16
2.2.2 L'effet Raman . . . . .	17
<b>2.3 Propagation et effets nonlinéaires</b> . . . . .	<b>19</b>
2.3.1 Équation nonlinéaire de Schrödinger généralisée . . . . .	19
2.3.2 Modélisation de la propagation d'impulsions brèves dans les fibres optiques . . . . .	21
2.3.3 Génération de supercontinuum . . . . .	22
2.3.3.1 Automodulation de phase . . . . .	22
2.3.3.2 Instabilités modulationnelles . . . . .	25
2.3.3.3 Effets solitoniques : à la base de la génération de su- percontinuum . . . . .	28
2.3.4 Facteurs limitant l'expansion du supercontinuum . . . . .	32
<b>2.4 Principaux résultats expérimentaux de génération de su- percontinuum dans les fibres optiques</b> . . . . .	<b>33</b>
<b>2.5 Conclusion</b> . . . . .	<b>38</b>

---

La génération de SC par effets solitoniques dans le moyen IR à l'aide de fibres optiques est le cœur de ce manuscrit de thèse. Ce chapitre a donc pour but le rappel des notions fondamentales nécessaires à la compréhension et à la modélisation de la propagation d'impulsions brèves dans les fibres optiques. D'une part, les modélisations linéaires et nonlinéaires de la propagation d'impulsions brèves dans les fibres optiques sont nécessaires à la compréhension des différents phénomènes initiant la génération de SC. D'autre part, ces modélisations sont indispensables dans

l'optimisation des dispositifs à SC. Ainsi les paramètres de la source de pompe et opto-géométriques de la fibre peuvent être optimisées.

Dans un premier temps, la propagation monomode d'un rayonnement lumineux impulsionnel en régime linéaire sera abordée en prenant en compte, par exemple, la dispersion chromatique du mode guidé. Dans un second temps, la définition de divers paramètres nonlinéaires sera rappelée. Les différents effets nonlinéaires à l'origine de la génération d'un SC seront décrits. Pour ce faire, le rôle de chacun d'entre eux sera illustré par des modélisations nonlinéaires issues ou reproduites à partir de [25].

## 2.1 Propagation linéaire

Une fibre optique est un guide d'onde électromagnétique. Les fibres conventionnelles « à saut d'indice » comportent un cœur central, d'indice de réfraction  $n_1$ , entouré d'une gaine d'indice de réfraction  $n_2 < n_1$  permettant de guider un rayonnement électromagnétique par réflexion totale interne. La figure suivante présente le trajet d'un rayon lumineux dans une fibre optique à saut d'indice ainsi que le profil d'indice associé à celle-ci.

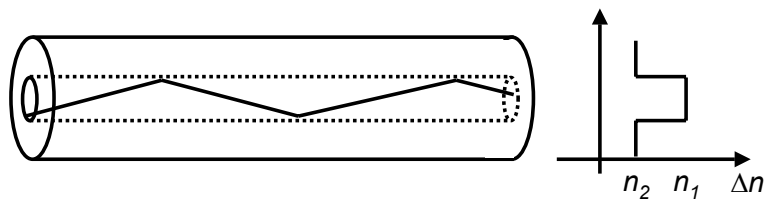


FIGURE 2.1 – Représentation d'une fibre optique à saut d'indice et du profil d'indice correspondant. Le trajet d'un rayon lumineux se propageant par réflexion totale interne est également représenté.

Au cours de leur propagation dans une fibre optique, les rayonnements électromagnétiques subissent des pertes par absorption dans le matériau qui constitue le guide et des pertes liées au confinement du champ électromagnétique (confinement, courbures, etc.).

Dans cette fibre optique, les conditions à l'interface cœur-gaine ainsi que la symétrie

de révolution du guide imposent une certaine distribution de champ électromagnétique dans un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie du guide. Cette distribution est caractérisée par un ensemble de modes électromagnétiques appelés modes dégénérés de propagation (composés d'une combinaison linéaire de modes électromagnétiques purs, dits linéairement polarisés et notés  $LP_{mn}$ ). Le nombre de modes susceptibles de se propager dans une fibre à saut d'indice dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée  $V$  définie par la relation suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{ ON} \quad (2.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $a$  le rayon du cœur et ON l'ouverture numérique de la fibre à la longueur d'onde considérée et définie par  $\text{ON} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ . Si la valeur de  $V$  est inférieure à 2,405, le guide ne supporte qu'un seul mode de propagation appelé mode fondamental, noté  $LP_{01}$  et composé de la combinaison linéaire des deux polarisations du mode électromagnétique pur  $HE_{11}$ . Le guide est alors dit monomode. A une longueur d'onde donnée, ce mode se propage dans la fibre à une vitesse notée  $v$  permettant de définir son indice effectif de propagation ( $n_{\text{eff}}$ ) par la relation :

$$n_{\text{eff}} = \frac{c}{v} = n_{\text{mat}} + \Delta n_{\text{guide}} \quad (2.2)$$

où  $c$  représente la vitesse de la lumière dans le vide,  $n_{\text{mat}}$  l'indice de réfraction du matériau et  $\Delta n_{\text{guide}}$  la variation d'indice induite par la structure du guide. Cet indice effectif varie avec la longueur d'onde. La dépendance en longueur d'onde de l'indice effectif a pour conséquence le voyage dans la fibre optique des composantes spectrales constituant une impulsion à des vitesses différentes.  $n_{\text{eff}}$  est lié aux deux contributions  $n_{\text{mat}}$  et  $\Delta n_{\text{guide}}$ . La première (variation de l'indice de réfraction du matériau constituant le guide) s'exprime par la formule de Sellmeier :

$$n_{\text{mat}}^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \left( \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \right) \quad (2.3)$$

Dans cette formule,  $B_j$  correspond à l'intensité de la  $j^{\text{e}}$  résonance du matériau considéré (supposée de forme lorentzienne) et  $\omega$  représente la pulsation. La seconde

contribution ( $\Delta n_{\text{guide}}$ ) est liée aux propriétés du guide et peut être trouvée en résolvant les équations de Maxwell dans la structure. Un mode de propagation est également défini par sa constante de propagation définie dans la relation suivante :

$$\beta(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}(\omega) = n_{\text{eff}}(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (2.4)$$

La constante de propagation  $\beta$  peut être décomposée en série de Taylor :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \sum_{m=1}^{+\infty} \frac{\beta_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m \quad (2.5)$$

avec

$$\beta_m = \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \quad (m \geq 1) \quad (2.6)$$

L'équation (2.6) permet de définir les deux paramètres que sont la vitesse de groupe ( $v_g = \frac{1}{\beta_1} = \frac{c}{n_g}$ ) et la dispersion de vitesse de groupe ( $\beta_2$ ). Ces paramètres sont liés à l'indice effectif de propagation par les relations suivantes :

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n_{\text{eff}} + \omega \frac{dn_{\text{eff}}}{d\omega} \right) \quad (2.7)$$

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\omega^2} \quad (2.8)$$

La dispersion chromatique est liée à  $\beta$  et est définie par la relation :

$$D(\lambda) = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = D_{\text{mat}}(\lambda) + D_{\text{guide}}(\lambda) \quad (2.9)$$

$D(\lambda)$  résulte de la somme de la dispersion chromatique du matériau et de la dispersion chromatique induite par le guide. Deux régimes de dispersion sont distingués :

- Régime de dispersion normale :  $D(\lambda) < 0$  ( $\beta_2 > 0$ ).
- Régime de dispersion anormale :  $D(\lambda) > 0$  ( $\beta_2 < 0$ ).

Le fort confinement du champ électromagnétique dans une PCF air-silice induit une dispersion chromatique de signe opposée à celle de la silice. Il est donc possible d'annuler la dispersion totale à 800 nm ou 1064 nm et d'exacerber des interactions nonlinéaires [21, 22]. La figure 2.2 présente l'évolution de  $D(\lambda)$  du mode fondamental

d'une fibre optique microstructurée air-silice ( $\Lambda = 1,6 \mu\text{m}$ ;  $d_{\text{trou}} = 1,1 \mu\text{m}$ ). La longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique est localisée à 780 nm.

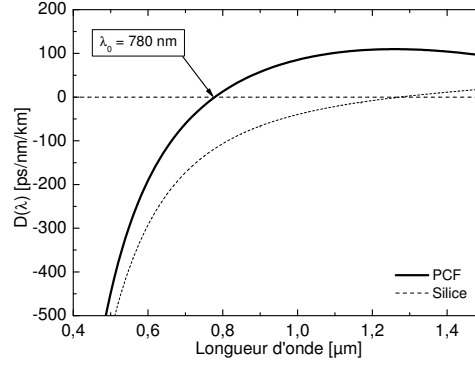


FIGURE 2.2 – Évolution de  $D(\lambda)$  du mode fondamental de la PCF décrite précédemment et utilisée comme exemple dans la suite de ce chapitre. Est également reportée la dispersion de la silice.

La dispersion joue un rôle important dans la façon dont se manifestent les effets nonlinéaires au cours de la propagation.

## 2.2 Nonlinéarités optiques

Un diélectrique peut être vu comme un matériau dont l'ensemble des particules sont fortement liées les unes aux autres. Malgré ces fortes liaisons, les charges d'un diélectrique soumis à un champ électrique possèdent une réponse transitoire et s'éloignent les unes des autres. Ce déplacement des charges sous l'effet du champ électrique conduit à la création d'un moment dipolaire électrique. Une polarisation est ainsi induite à l'intérieur du diélectrique. Cette polarisation  $\vec{P}$  induite est une fonction nonlinéaire du champ électrique  $\vec{E}$ , faisant intervenir le tenseur de susceptibilité  $\chi$  est définie par :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} \dots \right) \quad (2.10)$$

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \left( \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} \right) \quad (2.11)$$

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (2.12)$$

où  $\chi^{(j)}$  est la susceptibilité du  $j^{\text{e}}$  ordre du diélectrique. Cette dernière relation fait apparaître deux termes :  $\vec{P}_L$  et  $\vec{P}_{NL}$ . A travers  $\vec{P}_L$ , on retrouve la contribution de l'indice de réfraction du matériau. Sa partie réelle correspond au terme de phase dû à la propagation tandis que sa partie imaginaire correspond aux pertes (ou gains) subis.  $\chi^{(2)}$  est la susceptibilité d'ordre 2 responsable de la génération de second harmonique et de somme de fréquences. Dans la silice, cette valeur est nulle du fait de la centrosymétrie de la molécule  $\text{SiO}_2$ .  $\chi^{(3)}$  est responsable de la génération de troisième harmonique, du mélange à quatre ondes et de la réfraction nonlinéaire. Les termes d'ordres supérieurs sont généralement négligés de par leur faible contribution.

### 2.2.1 L'effet Kerr

Considérons dans un premier temps une réponse instantanée du diélectrique. La variation instantanée de l'indice de réfraction d'un diélectrique soumis à un champ électrique est à la base de l'effet Kerr. L'indice de réfraction d'un diélectrique, en considérant la composante nonlinéaire, s'écrit :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2.13)$$

où  $n_2$  est l'indice de réfraction nonlinéaire du diélectrique et  $E$  l'enveloppe complexe du champ électrique. L'indice nonlinéaire est défini par :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \chi^{(3)} \quad (2.14)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction en l'absence de champ lumineux. La relation (2.13) définit l'effet Kerr qui est lié au troisième ordre de la susceptibilité électromagnétique. L'indice de réfraction vu par une onde lumineuse est modifié localement par celle-ci, conduisant à une auto-action de l'onde sur elle-même. Cette auto-action conduit à l'ajout d'un terme de phase appelé « automodulation de phase ». La



phase totale s'exprime par la relation suivante :

$$\phi = (n(\omega) + n_2 |E|^2)k_0L \quad (2.15)$$

où  $k_0$  représente la norme du vecteur d'onde ( $2\pi/\lambda$ ),  $L$  la longueur de fibre. La phase nonlinéaire vaut  $\phi_{\text{NL}} = n_2k_0L|E|^2$ . Un champ électrique est capable d'agir sur sa propre phase mais est également capable d'agir sur celle d'un champ électrique autre à une longueur d'onde différente. Ce phénomène est appelé modulation de phase croisée. Dans ce cas, la phase nonlinéaire est définie par :

$$\phi_{\text{NL}} = n_2k_0L \left( |E_1|^2 + 2|E_2|^2 \right) \quad (2.16)$$

où  $E_1$  et  $E_2$  représentent les champs électriques des deux rayonnements considérés.

### 2.2.2 L'effet Raman

La réponse instantanée du diélectrique, gouvernée par l'ordre trois de la susceptibilité électromagnétique, appelée effet Kerr, peut être définie comme élastique car il n'y a pas d'échange d'énergie entre le champ électromagnétique et le diélectrique. Il existe également une seconde classe d'effets nonlinéaires dans laquelle le champ électrique transfère une partie de son énergie au milieu. Ces effets sont non instantanés et inélastiques. Les deux principaux effets nonlinéaires mettant en jeu ce transfert d'énergie sont l'effet Raman et l'effet Brillouin (non développé dans la suite). Ils sont basés sur l'excitation de modes de vibration du milieu nonlinéaire. L'effet Raman est lié à un phénomène d'excitation-relaxation du diélectrique, illustré en figure 2.3. Un photon à une longueur d'onde de pompe est absorbé par la molécule qui rentre en vibration. Un photon d'énergie moins élevée est généré lors de la relaxation de la molécule. La différence d'énergie entre les deux rayonnements est couverte par une énergie de vibration de la molécule.

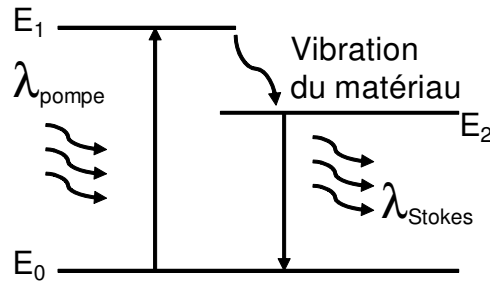


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la diffusion Raman spontanée.

La figure 2.4 présente les parties imaginaire et réelle de la susceptibilité Raman de la silice [49]. Le gain Raman est directement lié à la partie imaginaire de la susceptibilité Raman. Le maximum de la courbe de gain de la silice se trouve à la fréquence  $f_0 = 13,2$  THz.

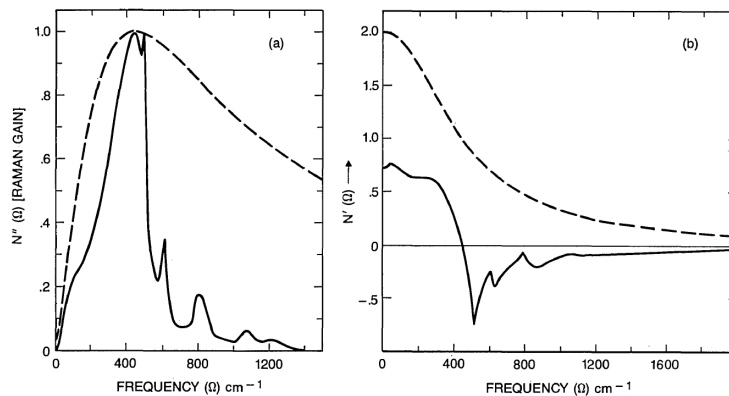


FIGURE 2.4 – (a) Partie imaginaire et (b) partie réelle de la susceptibilité Raman de la silice (courbe noire). La courbe en pointillés représente la réponse d'une fonction exponentielle de constante de temps 76 fs.

En régime de dispersion normale, l'effet Raman se traduit par la génération de composantes spectrales décalées de la longueur d'onde de pompe de la valeur du décalage Raman du matériau supportant la propagation. Le spectre résultant est alors fonction de la forme du gain Raman du matériau elle-même fonction des différents modes de vibration du matériau. En régime de dispersion anormale, le rôle de l'effet Raman sera discuté dans la prochaine section.

## 2.3 Propagation et effets nonlinéaires

Cette partie a pour but de rappeler les bases de la propagation nonlinéaire dans les fibres optiques et présente les différentes étapes de génération de SC dans les fibres optiques, en prenant en compte le régime de dispersion chromatique et les divers effets nonlinéaires présentés précédemment.

### 2.3.1 Équation nonlinéaire de Schrödinger généralisée

La modélisation de la propagation de l'enveloppe temporelle du champ électrique, supposée lentement variable dans une fibre optique, se ramène, la plupart du temps, à la résolution de l'équation nonlinéaire de Schrödinger généralisée (NLSE) (voir équation (2.17)).

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \underbrace{i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial t^k} - \frac{\alpha(\omega)}{2} A}_{\hat{D}A} + i\gamma \underbrace{\left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \left(A(z,t) \int_{-\infty}^t R(t') |A(z, t-t')|^2 dt'\right)}_{\hat{N}A} \quad (2.17)$$

où  $A$  représente l'enveloppe temporelle du champ électrique,  $\alpha$  les pertes,  $\beta_k$  les différents ordres de dispersion,  $\gamma$  le coefficient nonlinéaire (défini dans l'équation (2.18)),  $t$  la variable temporelle dans un repère centré sur l'impulsion et se propageant à  $v_g$ ,  $\omega_0$  la pulsation et  $R(t)$  la réponse nonlinéaire du milieu (Kerr et Raman). Cette équation comprend deux opérateurs notés  $\hat{D}$  et  $\hat{N}$ . Le premier ( $\hat{D}$ ) correspond à la propagation linéaire (pertes,  $D(\lambda)$ ). Le second ( $\hat{N}$ ) correspond aux divers effets nonlinéaires subis par le champ électrique au cours de sa propagation dans un milieu.  $\gamma$  est donné par :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (2.18)$$

où  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective du mode guidé considéré (voir (2.19)).

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^4 dx dy} \quad (2.19)$$

où  $E(x,y)$  est la distribution transverse du champ électrique et  $x$  et  $y$  les coordonnées du repère cartésien. Il est généralement utile d'introduire deux longueurs caractéristiques pour l'étude des effets nonlinéaires dans les fibres optiques. Il s'agit de la longueur de dispersion (2.20) et de la longueur nonlinéaire (2.21).

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_2} \quad (2.20)$$

où  $T_0$  est la durée à  $1/e$  en champ de l'impulsion.

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.21)$$

où  $P_0$  est la puissance crête de l'impulsion considérée. Ces deux longueurs permettent de déterminer à partir de quelle longueur de propagation les effets de dispersion et/ou nonlinéaires deviennent non négligeables. Plusieurs cas peuvent alors être dissociés :

- $L \ll L_{NL}$  et  $L \ll L_D$  : les effets de dispersion et nonlinéaires sont négligeables sur la propagation des impulsions.
- $L \geq L_D \gg L_{NL}$  : les effets de dispersion sont prédominants sur la propagation des impulsions.
- $L \geq L_{NL} \gg L_D$  : les effets nonlinéaires sont prédominants sur la propagation des impulsions.
- $L \gg L_{NL}$  et  $L \gg L_D$  : les effets de dispersion et nonlinéaires ne peuvent être négligés.

Si l'on considère l'exemple choisi pour illustrer ce chapitre, pour une impulsion de durée  $\tau = 500$  fs, centrée à  $\lambda = 830$  nm et de puissance  $P_0 = 1$  kW, ces deux longueurs, calculées à la longueur d'onde de pompe, sont :

- $L_D = 7,32$  m
- $L_{NL} = 6,4$  cm

Dans ces conditions, les effets nonlinéaires seront prédominants pour des longueurs de fibres de l'ordre du mètre. Si l'on considère une impulsion de pompe présentant la même puissance crête et une durée de 50 fs, la longueur de dispersion devient du

même ordre de grandeur que la longueur nonlinéaire. Dans ce cas, les deux effets doivent être pris en compte.

### 2.3.2 Modélisation de la propagation d'impulsions brèves dans les fibres optiques

Plusieurs méthodes numériques peuvent être employées pour résoudre l'équation (2.17). Elles sont distinguées en deux grandes familles :

- méthode des différences finies,
- méthode pseudo-spectrale.

Cependant, pour une précision identique, la seconde méthode présente un temps de résolution près de dix fois inférieur à la première [50]. Je ne vais m'attacher dans cette partie qu'à la présentation de la méthode de résolution utilisée dans le reste du manuscrit, à savoir la méthode pseudo-spectrale appelée méthode de Fourier à pas divisé [51–53]. Cette méthode est basée sur la symétrisation du pas spatial comme illustré sur la figure 2.5 (suivant les  $z$  croissants). Le code utilisé pour les modélisations nonlinéaires présentées dans ce manuscrit a été développé par Alexis Labruyère, post-doctorant au laboratoire Xlim.

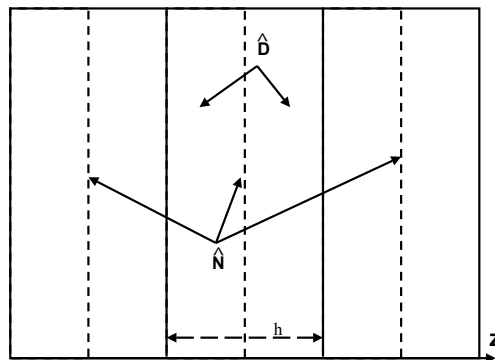


FIGURE 2.5 – Illustration mettant en avant le principe de résolution basé sur la méthode de Fourier à pas divisé symétrisée. L'opérateur  $\hat{D}$  est appliqué sur  $[z; z + \frac{h}{2}[$  et  $]\frac{z+h}{2}; z + h[$  tandis que l'opérateur  $\hat{N}$  est appliqué en  $z + \frac{h}{2}$ .

Au cours de sa propagation, le champ électrique subit les effets dispersifs et non-linéaires de manière conjointe et continue. La méthode de Fourier à pas divisé est

basée sur l'indépendance des deux opérateurs  $\hat{D}$  et  $\hat{N}$  et donc sur la prise en compte séparément des effets qui en réalité agissent de manière simultanée. La distance parcourue par le champ dans la fibre est divisée en  $N$  intervalles de longueur  $h$ , associés chacun à un pas de résolution. Chaque pas est alors résolu en trois étapes. Plus spécifiquement, l'opérateur  $\hat{D}$  est appliqué entre  $z$  et  $z + \frac{h}{2}$ . Ensuite, l'opérateur  $\hat{N}$  est appliqué en  $z + \frac{h}{2}$ . Enfin, l'opérateur  $\hat{D}$  est appliqué en  $z + h$ , de manière à obtenir  $A(z+h, T)$ . Par itérations successives, il est alors possible de calculer l'évolution de l'enveloppe du champ électrique sur la longueur de la fibre. La longueur de fibre est donc divisée en un certain nombre d'intervalles. Pour des raisons de précision de calcul, il faut choisir un pas de calcul  $h$  au moins 2 ordres de grandeur inférieur à la plus petite des longueurs caractéristiques  $L_D$  et  $L_{NL}$ .

### 2.3.3 Génération de supercontinuum

Les nonlinéarités de type  $\chi^{(3)}$  d'un milieu soumis à un champ électrique sont à la base de la conversion de fréquence par effets nonlinéaires d'ordre 3. Cette partie explique les étapes de la génération de supercontinuum par l'apparition de l'automodulation de phase puis des instabilités de modulation en régime de dispersion anormale. Enfin, l'influence des effets solitoniques est abordée. Les simulations illustrant les différents phénomènes présentés dans cette partie ont été reproduite à partir de [25] ou en sont issues.

#### 2.3.3.1 Automodulation de phase

Au cours de leur propagation dans un milieu nonlinéaire, des impulsions, dont l'enveloppe du champ électrique est notée  $A(0, T)$ , subissent deux types principaux de déphasage : un lié à leur constante de propagation (temps de propagation dans le milieu), un autre lié à la variation d'indice de réfraction du milieu qui est fonction de leur puissance crête. Ce déphasage nonlinéaire s'exprime par la relation suivante :

$$\delta\phi_{NL} = |A(0, T)|^2 \frac{z_{\text{eff}}}{L_{NL}} \quad (2.22)$$

avec  $z_{\text{eff}}$  défini comme la longueur effective de propagation (longueur réelle  $z$  de propagation prenant en compte les pertes de propagation  $\alpha$ ) :

$$z_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha} \quad (2.23)$$

L'impulsion initiale est de la forme :

$$|A(0, T)| = e^{-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2} \quad (2.24)$$

Au maximum de l'impulsion, le déphasage se note  $\delta\phi_{\text{max}}$  et vaut :

$$\delta\phi_{\text{max}} = \frac{z_{\text{eff}}}{L_{\text{NL}}} = \gamma P_0 z_{\text{eff}} \quad (2.25)$$

La figure 2.6 présente les évolutions temporelles de la phase nonlinéaire pour une impulsion gaussienne et de la dérive de fréquence, également appelée « chirp », induite par cette impulsion (voir (2.26)). L'axe temporel est normalisé par la durée de l'impulsion de pompe à  $1/e$  en amplitude. La phase nonlinéaire ainsi que la dérive de fréquence sont normalisées par leur valeur maximale.

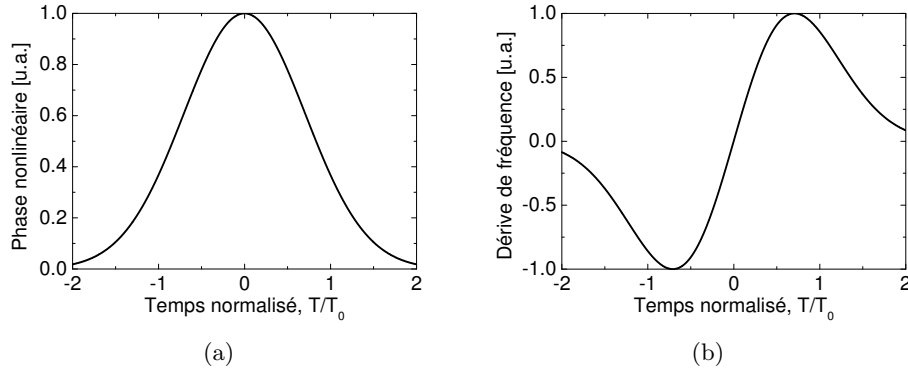


FIGURE 2.6 – (a) Évolution temporelle normalisée de la phase nonlinéaire. (b) Évolution temporelle normalisée de la dérive de fréquence due à la phase nonlinéaire.

La dérive de fréquence associée à une impulsion s'exprime par la relation suivante.

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi_{\text{NL}}}{\partial T} = -\frac{\partial |A(0, T)|^2}{\partial T} \frac{z_{\text{eff}}}{L_{\text{NL}}} \quad (2.26)$$

où

$$\frac{\partial |A(0, T)|^2}{\partial T} = -\frac{2T}{T_0} e^{-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2} \quad (2.27)$$

L'équation (2.26) montre que de nouvelles fréquences sont générées de façon continue autour de la fréquence centrale de l'impulsion de pompe au cours de la propagation dans le milieu. Cet élargissement spectral est directement proportionnel à la longueur de propagation par la présence de  $z_{\text{eff}}$  dans la relation (2.26). L'enveloppe spectrale de l'impulsion est de la forme :

$$S(\omega) = |\tilde{A}(z, \omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} A(0, T) e^{i(\phi_{\text{NL}}(z, T) + (\omega - \omega_0)T)} dT \right|^2 \quad (2.28)$$

L'enveloppe spectrale dépend aussi d'une manière importante du « chirp » des impulsions de pompe mais cela ne sera pas développé car j'ai considéré que les lasers de pompe que j'utiliserai émettent des impulsions non « chirpées ». Comme le montre la figure 2.7 [54], l'enveloppe spectrale, en plus d'être élargie, présente une structure oscillante. Le nombre de maximums présents sur l'enveloppe spectrale augmente linéairement avec  $\phi_{\text{max}}$  (et donc avec  $P$ ). Cette modulation s'explique par le fait que la même dérive de fréquence est obtenue pour deux valeurs différentes de  $T$ . En fonction de la différence de phase entre ces deux composantes temporelles ayant la même fréquence, il se produit des interférences constructives ou destructives et donc, il se forme des oscillations sur l'enveloppe spectrale de l'impulsion.



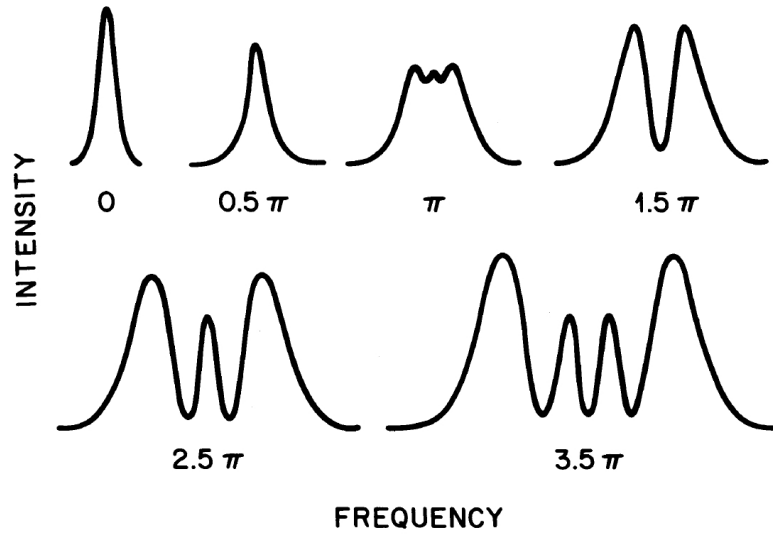


FIGURE 2.7 – Spectres calculés d'automodulation de phase pour différentes valeurs du déphasage nonlinéaire.

Le nombre de maximums est directement lié à  $\phi_{max}$  par la relation suivante :

$$\phi_{max} = \left(M - \frac{1}{2}\right) \pi \quad (2.29)$$

où  $M$  est le nombre de maximums présents sur l'enveloppe spectrale. Par la mesure d'automodulation de phase subie par une impulsion de pompe, plus précisément par la mesure de la puissance nécessaire pour obtenir un état d'interférence donné (une valeur de  $M$ ), il est possible de déterminer la valeur de l'indice nonlinéaire  $n_2$ . Dans le chapitre 3, je présenterai l'évaluation de  $n_2$  basée sur cette mesure en régime de dispersion normale.

### 2.3.3.2 Instabilités modulationnelles

Dans de nombreux domaines physiques, des phénomènes d'instabilités de modulation (ou instabilités modulationnelles) se produisent [55–57]. De tels phénomènes sont liés à la modulation subie par une solution continue ou quasi-continue de l'équation régissant le phénomène physique. Si l'on se place dans le cas de la propagation dans les fibres optiques, un régime de dispersion anormale est nécessaire à la généra-

tion d'instabilités modulationnelles (découpage de l'impulsion initiale en un train de sous-impulsions ultrabrèves). Pour illustrer cela, prenons l'équation de propagation suivante (simplifiée) :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (2.30)$$

L'effet Kerr se manifeste ici au travers du terme  $\gamma |A|^2 A$ . La dispersion est considérée constante en fonction de la longueur d'onde. Une solution continue de cette équation de propagation simplifiée est de la forme :

$$A = \sqrt{P_0} e^{i\phi_{NL}} e^{i\omega T} \quad (2.31)$$

L'introduction d'une perturbation à l'intérieur de cette solution permet l'étude de la stabilité de celle-ci, notamment en fonction du signe de  $\beta_2$ . La solution perturbée à introduire dans (2.30) s'écrit :

$$A = \sqrt{P_0 + a} e^{i\phi_{NL}} e^{i\omega T} \quad (2.32)$$

Si l'on effectue une étude de stabilité de cette solution continue de 2.30, deux cas se présentent :

- $\beta_2 > 0$  : la solution continue de (2.30) est stable,
- $\beta_2 < 0$  : la solution continue de (2.30) est instable. La composante de perturbation  $a(z, T)$  croît exponentiellement avec la distance de propagation.

L'apparition de cette modulation de la solution continue conduit à l'apparition de lobes de part et d'autre de la fréquence du laser de pompe. Le gain spectral (à une fréquence  $\omega_0 + \Omega$ ) s'exprime par :

$$g(\Omega) = |\beta_2| \Omega (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2} \quad (2.33)$$

où

$$\Omega_c = \sqrt{\frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}} = \sqrt{\frac{4}{|\beta_2| L_{NL}}} \quad (2.34)$$

La position de ces lobes spectraux peut être trouvée en dérivant l'expression précédente et est dépendante des valeurs de  $P_0$ ,  $\gamma$  et  $|\beta_2|$  :

$$\Omega_{max} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \left( \frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (2.35)$$

La propagation d'une impulsion de pompe de durée  $\tau = 500$  fs centrée à  $\lambda = 835$  nm dans une fibre dont la longueur d'onde de dispersion nulle est située à 780 nm a été modélisée. La longueur de fibre est  $L = 10$  cm et la puissance crête de l'impulsion de pompe ( $P_0$ ) vaut 1 kW. Ces caractéristiques sont celles pouvant être délivrées typiquement par un oscillateur Ti-Sa. Le choix de la durée a été fait afin de faire apparaître clairement le phénomène d'instabilités modulationnelles. La figure 2.8 présente un cas typique de génération d'instabilités modulationnelles sur une impulsion de pompe (aspects spectral et temporel).

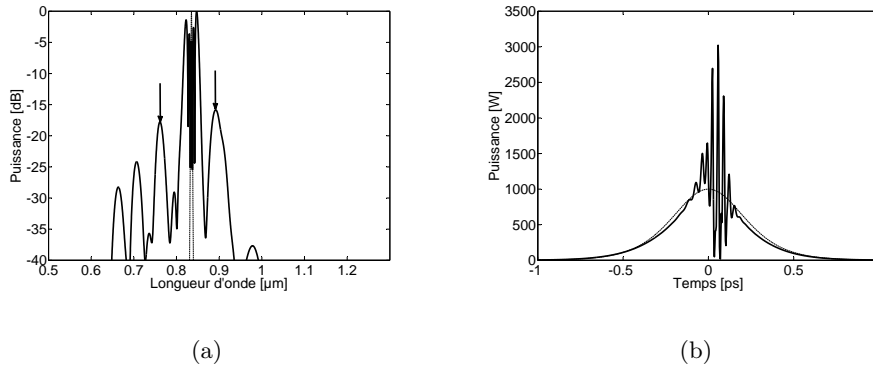


FIGURE 2.8 – (a) Spectre typique présentant des lobes d'instabilité de modulation de part et d'autre du spectre initial de l'impulsion de pompe. Il est à noter la présence d'automodulation de phase sur le spectre présenté. Le spectre de pompe est reporté en trait fin. Les deux flèches pointent les deux premiers lobes d'instabilités modulationnelles à  $\omega_p \pm \Omega_{max}$ . (b) Évolution temporelle de l'impulsion de pompe ayant subi le phénomène d'instabilité de modulation. La durée d'une sous-impulsion est de l'ordre de  $\tau = 30$  fs. La puissance crête de la sous-impulsion maximale vaut 3 kW. L'impulsion de pompe initiale est reportée en trait fin.

Le spectre de pompe est élargi par automodulation de phase. Des lobes d'instabilité modulationnelle sont générés de part et d'autre de la longueur d'onde de pompe. La modulation de l'enveloppe temporelle est clairement visible sur la figure 2.8(b). La différence de fréquence entre la pompe et le premier lobe latéral est la fréquence de

batement ( $\Omega_{\max}$ ) des instabilités temporelles présentes sur l'enveloppe temporelle. Les instabilités de modulation se manifestent en régime de dispersion anormale par la création d'impulsions ultrabrèves ( $\sim 30$  fs) de très forte puissance crête (jusqu'à  $\sim 3$  kW dans l'exemple)

### 2.3.3.3 Effets solitoniques : à la base de la génération de supercontinuum

Un soliton est une solution particulière analytique de l'équation nonlinéaire de Schrödinger simplifiée donnée en (2.30). La première observation d'un tel phénomène a été faite par Russel en 1844 [58]. Il a observé la propagation sans déferlement d'une vague dans un canal. Dans le domaine de l'optique, cette propagation sans distorsion se fait grâce aux rôles conjoints des effets de dispersion et nonlinéaires sur une impulsion qui remplit des conditions particulières de durée et de puissance crête. L'élargissement spectral induit par l'automodulation de phase compense exactement l'étalement temporel dû à la dispersion chromatique. Des solitons se forment et peuvent se propager sans distorsion en l'absence de perturbations. Cette solution particulière peut être calculée analytiquement par la méthode inverse de diffusion et est de la forme :

$$A(z, T) = \sqrt{P} \operatorname{sech} \left( \frac{T}{T_0} \right) \quad (2.36)$$

avec

$$P = P_0 N^2$$

où  $N$  est l'ordre du soliton donné par :

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{\beta_2}} \quad (2.37)$$

Un soliton d'ordre  $N = 1$  est appelé soliton fondamental.

Sans aucune perturbation, un soliton d'ordre élevé se propage sans distorsion dans le milieu et présente des évolutions temporelle et spectrale périodiques longitudinalement. En présence de perturbations, dont les ordres élevés de dispersion ou le

gain Raman du milieu matériel, un soliton d'ordre  $N$  n'est pas stable et se fissionne en  $N$  solitons fondamentaux [59, 60].

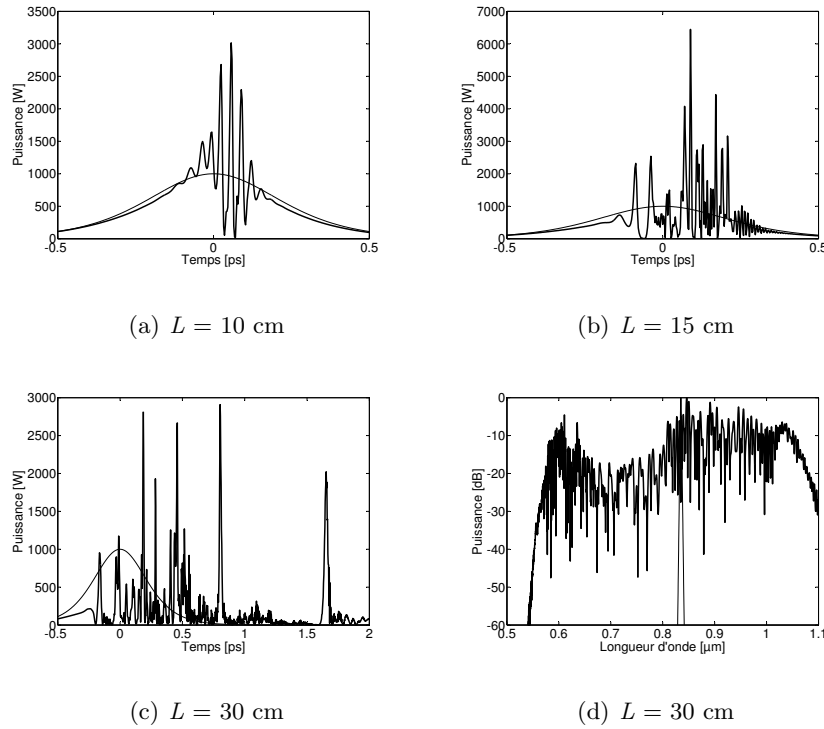


FIGURE 2.9 – Modélisation de la propagation d'une impulsion de pompe de durée  $\tau = 500$  fs centrée à  $\lambda = 835$  nm dans une fibre dont la longueur d'onde de dispersion nulle est située à 780 nm. La puissance crête de l'impulsion de pompe est de  $P_0 = 1$  kW. (a), (b) et (c) : Enveloppes temporelles de l'impulsion de pompe (trait fin) et du signal en sortie de fibre (trait épais). (d) Spectre de sortie correspondant à la vignette (c).

Dans l'exemple précédent, des impulsions initiales ( $\tau = 500$  fs,  $P_0 = 1$  kW et  $N = 30$ ) sont modulées en sous-impulsions (de durée 30 fs et de puissance crête 3 kW pour la plus intense). La création et la propagation de ces sous-impulsions est illustrée en figure 2.9 où chaque vignette représente l'enveloppe temporelle à des distances données croissantes. Chaque sous-impulsion est amplifiée par instabilité de modulation. Lorsqu'une sous-impulsion remplit les conditions de durée et de puissance crête nécessaires, un soliton peut se former et se propager dans le milieu. La sous-impulsion présentant la plus forte puissance crête après 10 cm de propagation est telle que  $N = 3$ . Cette dernière se fissionne en 3 solitons sur les

5 prochains centimètres de propagation. En considérant chaque sous-impulsion initiale, une multitude de solitons se forment (vignette (b)). Le spectre correspondant à la vignette (c) est représenté en (d). Le spectre est maintenant quasiment continu entre 500 nm et  $1,2 \mu\text{m}$ . C'est le spectre caractéristique d'un SC généré dans une PCF en silice pompée par un laser sub-picoseconde.

Dans le cas où l'impulsion de pompe est ultra-brève ( $\tau \leq 50$  fs), les instabilités de modulation ne peuvent pas être amplifiées. Dans ce cas, la dynamique est plus simple. Considérons alors une impulsion de pompe de durée à mi-hauteur  $\tau = 50$  fs et de puissance crête  $P_0 = 1,25$  kW se propageant dans la PCF prise comme exemple. Dans ce cas  $N$  vaut 3. La propagation de cette impulsion a été modélisée puis représentée en figure 2.10. En premier lieu, un soliton se forme à  $\lambda = 0,92 \mu\text{m}$  après  $L = 5$  cm. Ce soliton se fissionne et donne naissance à 3 solitons fondamentaux (notés 1, 2 et 3 sur la figure 2.10). Chaque soliton se décale vers les hautes longueurs d'onde au fur et à mesure de la propagation. Ce décalage est repéré par la flèche blanche.

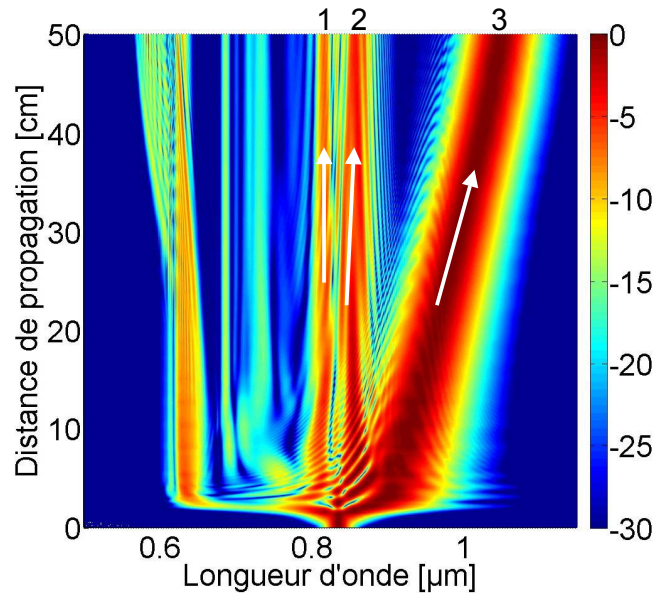


FIGURE 2.10 – Évolution du spectre modélisé illustrant l'auto-décalage Raman. L'impulsion de pompe possède une durée  $\tau = 50$  fs et une puissance  $P_0 = 1,25$  kW à  $\lambda = 835$  nm.

Pour expliquer ce phénomène, prenons le spectre de gain Raman de la silice montré

en figure 2.4 et reportons le spectre d'un soliton fondamental (par exemple de largeur spectrale  $\Delta\lambda = 10$  nm,  $\Delta\nu = 3,5$  THz) sur cette courbe (voir figure 2.11). La partie du spectre hachurée en noir amplifie la partie du spectre hachurée en rouge. Par cette amplification des fréquences basses par les fréquences hautes, la longueur d'onde centrale du soliton se décale vers les fréquences basses (longueurs d'onde hautes du spectre). Ce phénomène est appelé auto-décalage Raman du soliton (« Soliton Self Frequency Shift ») et a été découvert en 1985 par Dianov *et al.* [61].

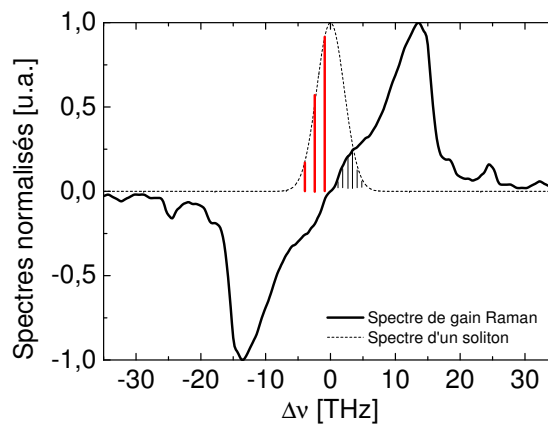


FIGURE 2.11 – Illustration de l'auto-décalage Raman lors de la génération de SC. Le spectre d'un soliton est reporté sur la courbe de gain Raman de la silice. Cette courbe de gain est celle utilisée pour les diverses modélisations présentées dans ce chapitre.

Si l'on considère la figure précédente, il est évident que ce n'est pas la courbe de gain Raman dans son intégralité qui conditionne l'auto-décalage Raman mais la pente de celle-ci autour de  $\Delta\nu = 0$ . La vitesse de décalage d'un soliton (pouvant s'exprimer en  $\Delta\nu/m$ ) est donc fonction de cette pente à l'origine.

La figure 2.10 fait apparaître la génération de composantes spectrales en régime de dispersion normale de la fibre. Cela est dû à la génération d'ondes dispersives. Ces ondes dispersives sont générées à partir des divers solitons générés à partir du rayonnement de pompe. Leur fréquence vérifie la relation d'accord de phase suivante [25] :

$$\beta(\omega_s) - \frac{\omega_s}{v_S} + (1 - f_r)\gamma P_s = \beta(\omega_D) - \frac{\omega_D}{v_S} \quad (2.38)$$

où les indices S et D se réfèrent au soliton et à l'onde dispersive respectivement,  $v_{S(D)}$  est la vitesse de groupe du soliton (de l'onde dispersive) considérée. Le soliton

se décalant en longueur d'onde au cours de sa propagation par effet Raman, cette relation d'accord de phase n'est vérifiée que si la longueur d'onde de l'onde dispersive diminue.

Si l'on considère l'ensemble des phénomènes décrits précédemment pour des durées d'impulsions supérieures, un plus grand nombre de solitons sera généré. Chaque soliton possédant des caractéristiques de durée et de puissance différentes, il s'auto-décalera à une vitesse différente. Le spectre continu mesuré ou modélisé dans un SC correspond donc à un grand nombre de solitons se retrouvant après une longueur de propagation donnée sur une bande spectrale large. Chaque soliton permet la génération d'une onde dispersive dont la fréquence vérifie la relation (2.38) et un spectre continu se retrouve généré par ce moyen en régime de dispersion normale.

### 2.3.4 Facteurs limitant l'expansion du supercontinuum

De façon générale, la génération de SC est soumise à plusieurs conditions qui peuvent stopper sa génération. Cette partie aborde les quelques paramètres qui peuvent limiter cette expansion.

Dans un premier temps, un paramètre évident nécessaire à la génération de SC dans l'IR est une bonne transparence du verre. Si cette condition n'est pas remplie (*e.g.* SC dans des fibres en silice pour  $\lambda > 2,5 \mu\text{m}$ ), les solitons à l'origine de la génération de SC sont stoppés par de forts niveaux de pertes limitant ainsi le spectre généré. Un autre paramètre intervenant grandement dans la génération de SC est la valeur et le signe de la dispersion de vitesse de groupe. Comme vu dans la partie précédente, un soliton résulte d'un équilibre entre effets dispersifs et effets nonlinéaires. Si les effets dispersifs deviennent trop importants, la puissance crête d'un soliton n'est plus suffisante pour compenser les effets dispersifs. De ce fait, les solitons ne se décalent plus vers les fréquences basses. En outre, la présence d'une deuxième longueur d'onde de dispersion nulle ( $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  pour  $\Lambda = 1,65 \mu\text{m}$  et  $d_{\text{trou}} = 0,65 \mu\text{m}$ ) entraîne l'arrêt du SC légèrement au-delà de celle-ci [62]. Le régime de dispersion passe de anormal à normal, le signe de  $\beta_2$  change et donc les effets nonlinéaires ne permettent plus de compenser les effets de dispersion. Une onde



dispersive est alors générée de l'autre côté du second zéro de dispersion. Toujours du fait de la relation d'équilibre entre effets dispersifs et effets nonlinéaires, une augmentation significative de l'aire effective entraîne une diminution de  $\gamma$  et donc un arrêt de la génération du SC.

## 2.4 Principaux résultats expérimentaux de génération de supercontinuum dans les fibres optiques

La génération de SC dans les PCF en verre de silice a été démontrée pour la première fois en 2000 par Ranka *et al.*. Une PCF ( $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$  et  $d_{\text{trou}} = 1,3 \mu\text{m}$ ) a été pompée par un laser femtoseconde ( $\tau = 100 \text{ fs}$ ;  $\varepsilon = 800 \text{ pJ}$ ) à  $790 \text{ nm}$ . La longueur d'onde de pompe étant en régime de dispersion anormal, un SC de  $400 \text{ nm}$  à  $1600 \text{ nm}$  est généré par effets solitonique (voir figure 2.12). Depuis

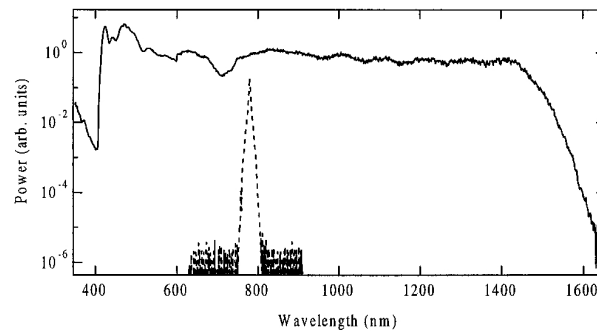


FIGURE 2.12 – Trait plein : spectre du premier SC obtenu dans une PCF en silice. Tirets : spectre du rayonnement de pompe. Ce SC est obtenu par effets solitoniques dont la génération a été rendue possible par le régime de dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe ( $\lambda = 800 \text{ nm}$ ).

lors, de nombreuses études sur les effets des différents paramètres de pompe et de propagation ont été menées. Parmi eux, on peut citer les travaux de Wadsworth *et al.* en 2003 [22] sur la génération de supercontinuum dans les PCFs en verre de silice pompées par un laser de type microchip émettant à  $1064 \text{ nm}$ . Cet article présente une étude poussée de la génération de SC en régime de pompage nanoseconde pour différents paramètres géométriques de PCFs (variation des paramètres  $\Lambda$  et  $d_{\text{trou}}$ ). Par pompage en régime de dispersion normale d'une PCF, il est montré la génération d'accord de phase de type « mélange à quatre ondes dégénéré » initiant

la génération de SC. Par pompage en régime de dispersion anormale, le SC est initié par la génération d'instabilités de modulation puis d'effets solitoniques. La figure 2.13 présente un exemple de spectre obtenu dans chaque cas.

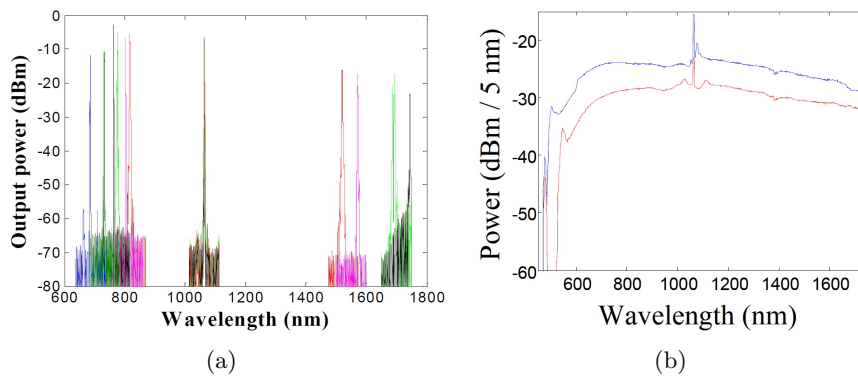


FIGURE 2.13 – (a) Exemples de spectres de mélange paramétrique obtenus par pompage en régime de dispersion normale à 1064 nm dans des PCFs présentant des caractéristiques géométriques différentes. (b) Exemples de spectres obtenus par pompage en régime de dispersion anormale.

Une grande partie des études menées a eu pour but de simplifier les architectures des sources SC afin de faciliter leur intégration. Dans un même temps et toujours avec ce soucis de simplification, une volonté de générer des spectres s'étendant vers les longueurs d'onde basses (« UV ») a été clairement affichée. Les résultats les plus aboutis sont ceux obtenus par J.M. Stone et J.C.Knight en 2008. Ils ont obtenu, toujours par pompage en régime de dispersion anormale, un SC dans une PCF en verre de silice ( $\Lambda = 3,38 \mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = 0,77$ ), dont le spectre s'étend de 400 nm à 2450 nm [27]. Ce spectre est présenté en figure 2.14. Le contrôle très poussé de l'évolution de la constante de propagation dans ce dernier cas, et donc de la relation d'accord de phase entre solitons et ondes dispersives, permet d'obtenir de l'énergie jusqu'à 400 nm.

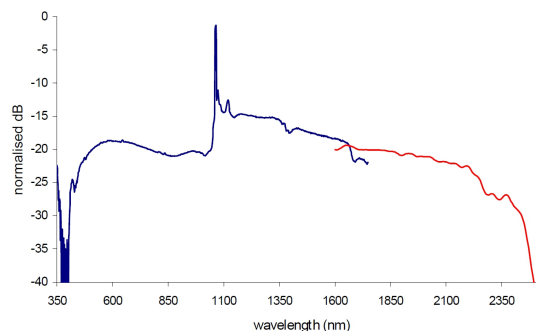


FIGURE 2.14 – Spectre du SC obtenu dans une PCF en verre de silice dont la courbe d'évolution de la constante de propagation est contrôlée pour une génération optimale dans le visible-« proche UV ».

La limite de génération dans des fibres en silice est comprise en  $2,5 \mu\text{m}$  et  $3 \mu\text{m}$ . Cette limite dépend essentiellement de la source de pompe utilisée. L'exemple cité précédemment [27] montre la génération jusqu'à  $2,5 \mu\text{m}$  par pompage à  $1064 \text{ nm}$  en régime d'impulsions nanosecondes. Une autre étude, réalisée en 2009, montre la génération jusqu'à  $3 \mu\text{m}$  dans un tronçon de  $2 \text{ cm}$  de fibre en silice. Cette démonstration est rendue possible par l'utilisation de très fortes puissances crête ( $52 \text{ MW}$ ) combinées à un tronçon de fibre très court. Cependant ceci est « une démonstration de laboratoire » ne pouvant être intégrée dans un produit puisque nécessitant un laser de pompe Ti-Sa ultrabref, très haute énergie combiné à un OPA (marque TOPAS) coûtant plusieurs dizaines de milliers d'euros. Il est évident que l'expansion dans le moyen IR nécessite l'utilisation de matériaux transparents dans ce domaine. Le verre SF6 du fabricant Schott a déjà été utilisé pour la fabrication de PCF et la génération de SC dans le moyen IR [63–65] s'étendant du visible à  $3 \mu\text{m}$  ( $40 \text{ dB}$  au-dessous de la pompe résiduelle, voir figure 2.15 [65]).

Des fibres à base de verres fluorés ont été utilisées pour la génération de supercontinuum IR. Parmi les travaux réalisés, on peut citer ceux de Xia *et al.* [20,66,67] ou de Hagen *et al.* [68] en 2006. Xia *et al.* se sont attachés au développement d'une source large bande présentant une forte puissance moyenne dans le domaine moyen IR. Afin de pallier cet inconvénient, des impulsions de durée nanoseconde centrées à  $1550 \text{ nm}$  sont propagées sur le mode fondamental d'une fibre à saut d'indice en verre de *silice*. Du fait du régime de dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe, les impul-

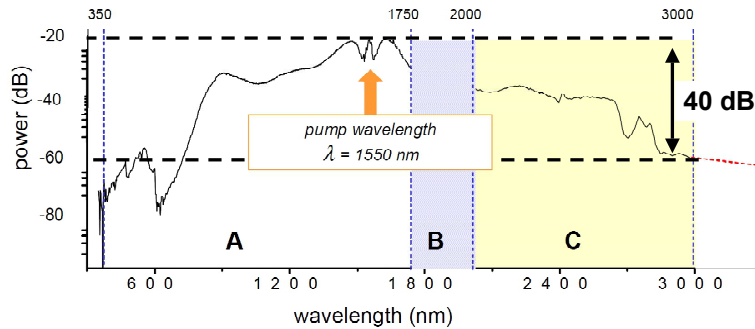


FIGURE 2.15 – SC généré dans un tronçon de 6 mm de PCF fabriquée en verre SF6 pompé en régime femtoseconde à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .

sions de pompe subissent un phénomène d'instabilités de modulation créant ainsi des sous-impulsions ultrabrèves de forte puissance crête sur l'enveloppe temporelle de l'impulsion de pompe. Ces impulsions sont ensuite injectées dans une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN. Grâce à l'auto-décalage Raman des solitons (injectés), le spectre est élargi jusqu'à  $\sim 4 \mu\text{m}$  (à 30 dB en-dessous du niveau moyen dans le proche IR, voir figure 2.16).

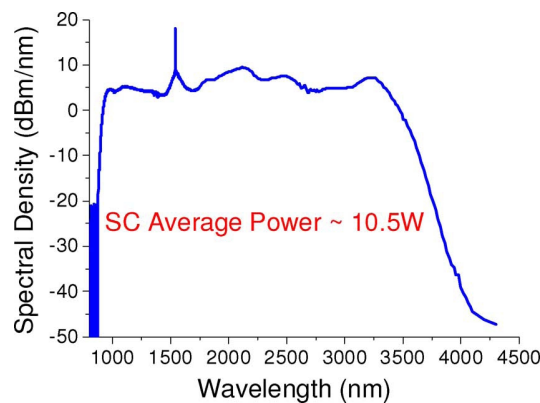


FIGURE 2.16 – SC généré dans une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN pompée en régime nanoseconde pour une longueur de fibre de  $L = 7 \text{ m}$

Par la même méthode (utilisation d'un tronçon de fibre en silice à saut d'indice), Hagen *et al.* [68] ont réalisé une source large bande s'étendant jusqu'à  $3,4 \mu\text{m}$  en pompant 1 m de fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN en régime d'impulsions sub-picosecondes. La puissance moyenne sur l'ensemble du spectre généré est limi-

tée à quelques mW du fait de la faible puissance de la source de pompe.

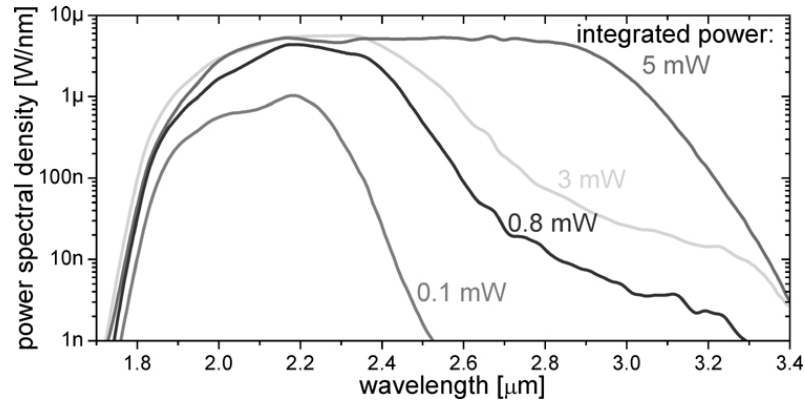


FIGURE 2.17 – SC généré dans une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN pompée par une source femtoseconde émettant à 1550 nm

Finalement, parmi les verres présentant une forte transparence dans le moyen infrarouge et un fort indice nonlinéaire, on peut citer les verres de chalcogénures (basés sur les espèces As ; Se ; S ; Te...). Ces verres exhibent un fort indice nonlinéaire, deux ordres de grandeur supérieurs à celui de la silice [69]. Des expériences menées par Domachuk *et al.* ont montré la génération de SC dans une PCF en verre de tellurite ( $L = 8$  mm) s'étendant jusqu'à  $5 \mu\text{m}$  (voir figure 2.18) [70]. La source de pompe est un oscillateur paramétrique optique émettant des impulsions d'énergie 1,9 nJ et de durée  $\tau = 110$  fs à la longueur d'onde de 1550 nm. Le fort indice nonlinéaire de ce verre autorise le pompage d'un tronçon de fibre de longueur très courte, limitant ainsi les pertes dans le moyen infrarouge et donc permettant l'extension du SC jusqu'à  $5 \mu\text{m}$ .

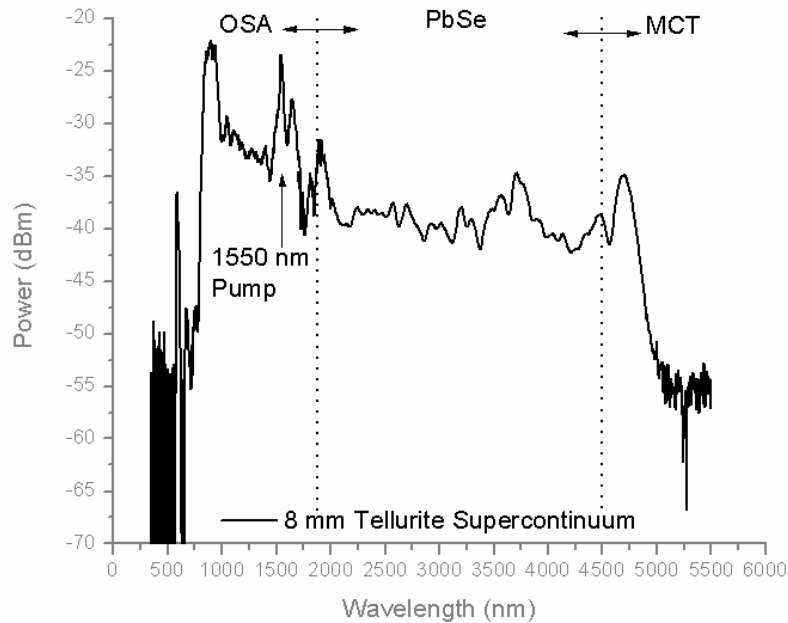


FIGURE 2.18 – SC IR généré dans une fibre à cœur suspendu en verre de tellurite.

## 2.5 Conclusion

Le but de ce chapitre était le rappel des notions de bases nécessaires à la compréhension de la génération de SC. Ceci a été abordé dans le cas d'une PCF en verre de silice, et ce grâce à diverses modélisations numériques. Pour résumer, la génération de SC peut être expliquée par la combinaison de plusieurs phénomènes physiques subis par une impulsion de pompe au cours de sa propagation. La valeur et essentiellement le signe de la dispersion chromatique déterminent comment chaque effet nonlinéaire est transcrit sur l'impulsion de pompe.

En régime de dispersion normale, l'effet Raman permet de générer de nouvelles fréquences décalées fréquentiellement de la valeur du décalage Raman du matériau par rapport à la fréquence de l'onde de pompe. En plus de l'effet Raman, le phénomène d'automodulation de phase se produit au cours de la propagation.

En régime de dispersion anormale, l'automodulation de phase et les instabilités modulationnelles modifient l'enveloppe du rayonnement de pompe. Lorsqu'une sous-

impulsion, générée par instabilité de modulation, présente elle-même une puissance crête susceptible de contrebalancer les effets de dispersion, des solitons peuvent se former. L'effet Raman et les ordres élevés de dispersion chromatique entraînent des perturbations sur la propagation des solitons d'ordre élevé générés à partir des instabilités de modulation. Cela entraîne leur fission en de multiples solitons fondamentaux présentant des caractéristiques de durée et de puissance différentes. Ces solitons subissent l'effet Raman qui provoque leur auto-décalage vers les fréquences basses. De cette façon, un spectre continu de solitons fondamentaux se forme et est appelé supercontinuum. Une relation d'accord de phase peut être vérifiée entre un soliton et une onde dispersive en régime de dispersion normale. Cette onde amplifiée par la présence du soliton subit elle aussi un décalage vers les courtes longueurs d'onde et participe à la génération de SC aux courtes longueurs d'onde.

Plusieurs facteurs ont été identifiés comme limitant l'expansion des SC générés dans des fibres optiques. D'une part, la transparence du matériau supportant la propagation joue un rôle évident dans cette génération. D'autre part, une forte augmentation de l'aire effective ou une forte valeur de dispersion chromatique sont deux effets ayant la même conséquence, à savoir l'arrêt ou le blocage des solitons. Ces deux phénomènes stoppent la génération de SC car influent trop fortement sur les conditions de propagation rendant les conditions (durée et puissance) d'existence de solitons impossibles à satisfaire. Finalement, la limite de génération de SC du côté IR du spectre peut être attribuée à la présence d'une deuxième longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique. Dans ce cas, le changement de régime de dispersion, de anormal à normal, a pour effet de stopper l'auto-décalage des solitons. De la même façon que précédemment, les conditions d'existence de solitons ne sont plus remplies et donc le SC est stoppé.

Enfin, une dernière partie est centrée sur les sources SC émettant dans le moyen IR dont la démonstration a été faite en laboratoire. La génération de SC dans le domaine moyen IR basée sur les mêmes phénomènes que ceux présentés dans cette première partie sera l'objet principal des chapitres suivants.





# Génération de supercontinuum infrarouge dans une fibre microstructurée à base d'oxydes de plomb, bismuth, gallium, cadmium et silice

---

## Sommaire

---

<b>3.1 Propriétés du verre et de la fibre microstructurée fabriquée</b>	<b>43</b>
3.1.1 Étude du matériau	43
3.1.1.1 Transmission du verre dans le domaine moyen infra- rouge	44
3.1.1.2 Mesure de la dispersion du verre sur une pastille	46
3.1.2 Propriétés de la fibre microstructurée	48
3.1.2.1 Dispersion chromatique du mode fondamental	49
3.1.2.2 Évaluation de l'indice de réfraction nonlinéaire du matériau : mesure directe sur la PCF	50
<b>3.2 Génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge par pompage en régime sub-picoseconde</b>	<b>55</b>
3.2.1 Pompage par un laser à fibre émettant à 1,6 $\mu\text{m}$	56
3.2.1.1 Architecture et propriétés du laser de pompe	56
3.2.1.2 Résultats expérimentaux	57
3.2.2 Pompage par un OPA à haute cadence	60
3.2.2.1 Présentation de la source de pompe	60
3.2.2.2 Résultats expérimentaux	64
3.2.3 Modélisations nonlinéaires : étude de l'influence de l'absorption des groupements hydroxyles	67
<b>3.3 Conclusion</b>	<b>74</b>

---

Le génération de SC dans le domaine moyen IR est au cœur de ce manuscrit. Parmi les matériaux présentant une bonne transparence dans le moyen IR, on peut citer les verres à base d'oxydes de métaux lourds (Pb ; Bi ; Ga...). La figure 3.1 [71]

présente la transparence de trois verres à base d'oxydes de plomb, bismuth et gallium. La composition n°3 (PbO–Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> séché par ajout de chlorure) présente la plus grande transparence dans le moyen IR (50% de transmission à  $\lambda \sim 7 \mu\text{m}$ ). La transparence des trois compositions citées sur la figure ci-dessous présente une forte absorption (chute d'environ 30 % sur la transmission) autour de  $\lambda = 3 \mu\text{m}$  dû à la présence de groupements hydroxyles O–H. La limite haute de la transmission de ces trois verres, comme de tous les verres, est fixée par l'absorption multi-phonons.

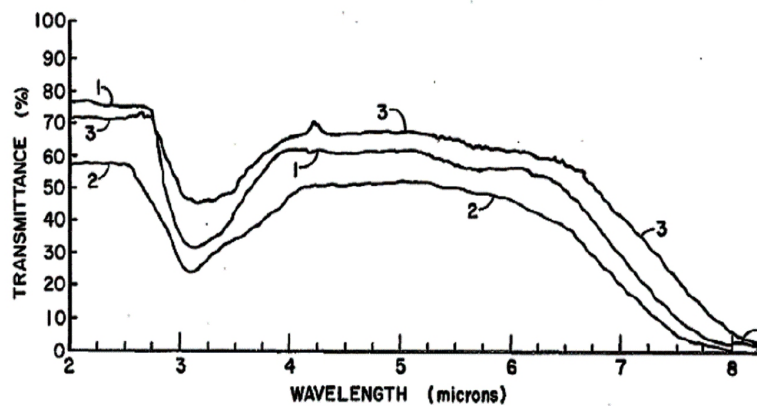


FIGURE 3.1 – Transmission infrarouge de différents verres à base d'oxydes de plomb, bismuth et gallium. [1] : binaire PbO–Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ; [2] : ternaire PbO–Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ; [3] : ternaire PbO–Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> séché par ajout de chlorure.

Une bonne transparence dans le moyen infrarouge et un fort indice non linéaire ( $n_2 \sim 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [72, 73] font de ces verres de bons candidats pour la génération de SC dans le domaine moyen IR. Dans ce chapitre, je présenterai les résultats expérimentaux de génération de supercontinuum dans le moyen IR dans une PCF à base d'oxydes de plomb, bismuth, gallium, cadmium et silice (verre appelé PBG08) dont la composition est 39.17% PbO, 27.26% Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, 14.26% Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, 14.06% SiO<sub>2</sub>, 5.26% CdO. Cette fibre est issue de la recherche menée dans deux laboratoires polonais (Institute of Electronic Materials Technology et Faculty of Physics de Varsovie) et nous a été fournie par le Dr. Ryszard Buczynski. Cette collaboration a été initiée grâce au « Cost 299 : Optical Fibres for New Challenges Facing the Information Society ».

La grande transparence du matériau combinée au fort coefficient non linéaire

autorisé par le fort confinement dans le cœur de la PCF laissent à penser que, sous condition d'une dispersion modérée et d'un zéro de dispersion convenablement situé, cette fibre peut être un excellent candidat pour la génération de SC dans le moyen IR. L'objectif de cette étude a été de me familiariser avec les outils de caractérisation des fibres optiques nonlinéaires via des mesures de transmission, de dispersion et de coefficient nonlinéaire. Ultérieurement, je me suis heurté à la difficulté de générer un SC dans le moyen IR dans cette fibre avec les sources lasers disponibles au laboratoire. Nous avons donc entrepris des collaborations afin d'utiliser ou de réaliser des sources de pompe adéquates.

Dans un premier temps, je présenterai les caractérisations linéaires du verre PBG08 et de la PCF fabriquée menées à XLIM. Ensuite, je décrirai les sources sub-picosecondes utilisées ou élaborées dans le cadre de cette thèse ainsi que les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de chacune d'entre elles. Finalement, diverses modélisations permettront d'explorer les limitations du verre et de la structure guidante de la fibre pour la génération de SC dans le moyen IR. Des conclusions seront tirées quant aux changements à apporter pour permettre une génération plus efficace dans ce domaine de longueur d'onde à l'aide de fibres optiques en verre PBG08.

## **3.1 Propriétés du verre et de la fibre microstructurée fabriquée**

### **3.1.1 Étude du matériau**

La génération de fréquences par effets nonlinéaires d'ordre 3 dans le domaine moyen IR dans des fibres optiques est étroitement liée à plusieurs propriétés optiques du verre utilisé et de la fibre optique considérée. La transparence dans ce domaine, la dispersion du verre et du mode fondamental ou encore le coefficient nonlinéaire de ce même mode fondamental sont autant de paramètres dont la connaissance est nécessaire. D'une part, ces paramètres permettent de déterminer les paramètres expérimentaux (longueur d'onde de pompe, longueur de fibre, puissance crête nécessaire) optimaux pour une génération efficace dans le domaine moyen IR. D'autre

part, leur connaissance est nécessaire pour une modélisation correcte du comportement nonlinéaire.

Cette première partie aborde la mesure (ou l'évaluation) de ces différentes propriétés dans le cas d'une PCF basée sur le verre PBG08.

### 3.1.1.1 Transmission du verre dans le domaine moyen infrarouge

La transmission du verre sous forme de pastilles polies a été mesurée grâce au dispositif expérimental présenté dans la figure 3.2.

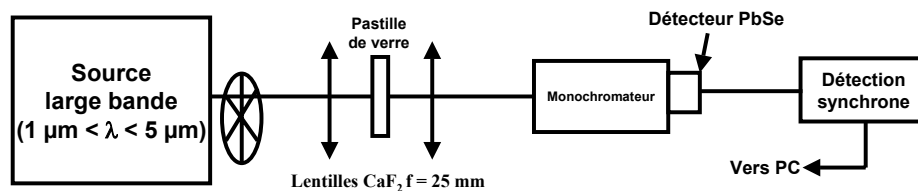


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental permettant la mesure de la transmission d'une pastille de verre.

Le rayonnement lumineux d'une source large bande à filament de tungstène passe à travers la pastille de verre dont on veut mesurer la transmission. En sortie de la pastille de verre, le faisceau est collimaté dans le système de détection infrarouge. Ce système est composé d'un monochromateur utilisant deux réseaux de diffraction dont la rotation est contrôlée par ordinateur. Ces deux réseaux couvrent la bande de longueur d'onde 1–5  $\mu\text{m}$  tout comme le détecteur à semiconducteur PbSe refroidi électriquement dont la courbe de réponse se trouve en figure 3.3.

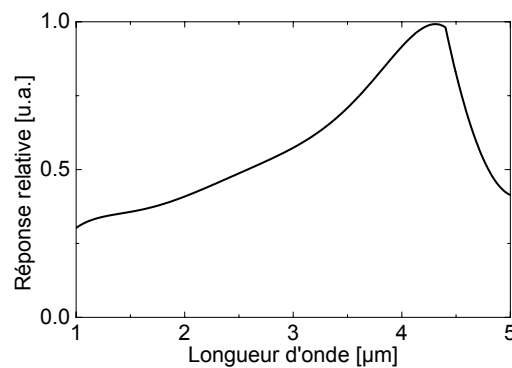


FIGURE 3.3 – Réponse spectrale du détecteur PbSe (données du constructeur).

Le rayonnement lumineux traversant la pastille de verre est préalablement modulé à l'aide d'un hacheur optique ( $f_m = 320$  Hz). Un module de détection synchrone est utilisé pour mesurer l'amplitude du signal électrique à  $f_m$  et fournie par le détecteur PbSe. L'ensemble des spectres est ensuite tracé sous le logiciel Origin utilisé à la fois pour commander le monochromateur et pour récupérer le signal de sortie du module de détection synchrone. La réponse du détecteur infrarouge a été prise en compte dans l'ensemble des spectres mesurés présentés dans la suite de ce manuscrit. Des filtres passe-haut dont la longueur d'onde de coupure est convenablement choisie ont été utilisés dans le but d'éviter la mesure d'alias liée aux ordres supérieurs des réseaux de diffraction. De cette façon, la transmission du verre PBG08 a été mesurée dans le moyen IR et est tracée en figure 3.4.

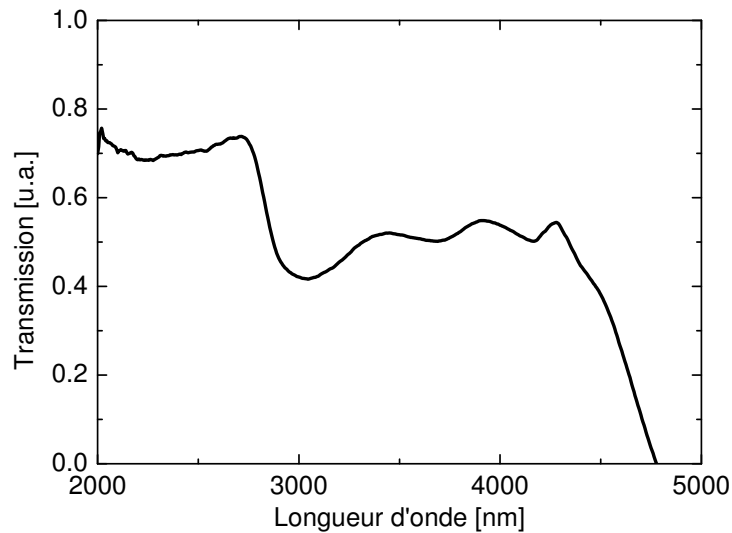


FIGURE 3.4 – Mesure de la transmission d'une pastille de verre PBG08 ( $e = 2$  mm) dans le moyen IR.

L'indice de réfraction linéaire du verre est de 2,3 à  $\lambda = 1,24 \mu\text{m}$  [74]. Si l'on considère les réflexions de Fresnel sur les deux faces de la pastille (15% sur chacune), la transmission du verre est maximale et égale à près de 100 % jusqu'à  $2,8 \mu\text{m}$ . Elle chute brutalement de 20 % à  $\lambda \sim 2,8 \mu\text{m}$ . Cette chute est due à la présence de groupements hydroxyyles O–H dans le verre. A partir de  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , l'absorption multi-phononique entraîne de très fortes pertes.

## 3.1.1.2 Mesure de la dispersion du verre sur une pastille

La mesure de l'évolution spectrale de  $D_{\text{mat}}$  du verre PBG08 a été réalisée par une méthode interférentielle [75] entre 800 nm et 1600 nm. Le principe de cette méthode est rappelé dans la figure 3.5.

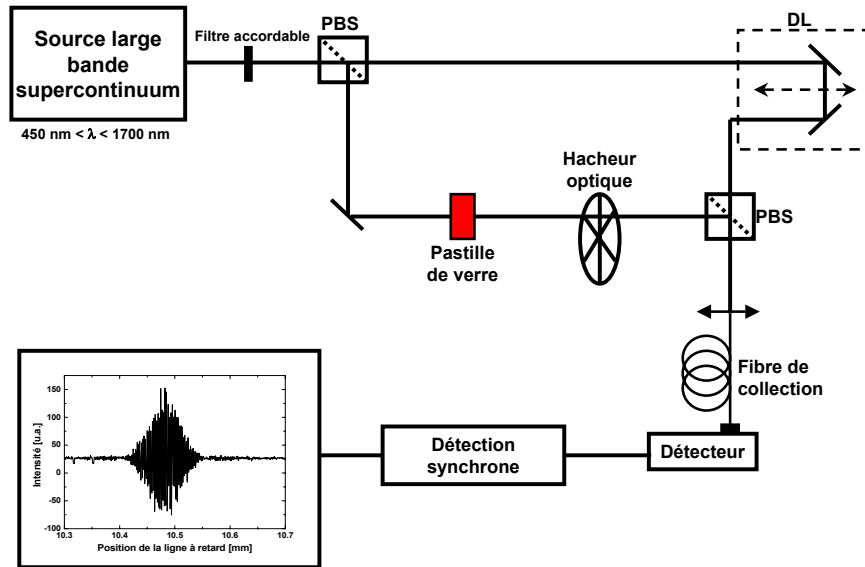


FIGURE 3.5 – Dispositif expérimental permettant la mesure de la dispersion d'une pastille de verre. PBS : polariseur utilisé en tant que lame séparatrice (Polarisation Beam Splitter), DL : ligne à retard (Delay Line).

Une source large bande est collimatée et filtrée puis séparée en deux voies : une voie de référence sur laquelle est insérée une ligne à retard et une voie où l'on insère la pastille de verre dont on veut mesurer la dispersion. Les deux faisceaux sont ensuite superposés spatialement. Des interférences optiques apparaissent lorsque la différence de chemin optique entre les deux voies devient faible. L'amplitude des interférences observées est maximale lorsque les chemins optiques sont parfaitement égaux. Ceci est ajusté à l'aide de la ligne à retard. La plage spectrale accessible est limitée par la largeur spectrale de la source large bande ( $450 \text{ nm} < \lambda < 1750 \text{ nm}$ ) mais aussi par le détecteur et les filtres accordables disponibles. Il est à noter que pour une mesure plus fine, les filtres accordables peuvent être remplacés par un monochromateur jouant le rôle de filtre.

Il est possible, à partir du relevé des maximums d'interférences à différentes longueurs d'onde et connaissant l'épaisseur de verre introduite, de remonter au temps de groupe (voir (3.1)). En dérivant une fois ce temps de groupe par rapport à la longueur d'onde (voir (3.2)), il est possible de remonter à la dispersion du matériau (figure 3.6).

$$G_D = \frac{2z}{L \cdot c} \tag{3.1}$$

$$D_{\text{mat}}(\lambda) = \frac{dG_D}{d\lambda} \tag{3.2}$$

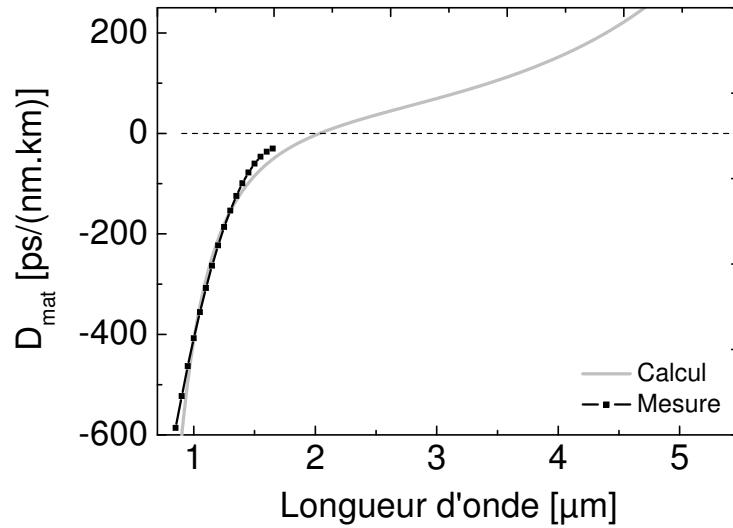


FIGURE 3.6 – Trait noir : mesure de la dispersion du matériau sous la forme de pastille. Trait gris : courbe de dispersion du verre calculée à partir de la relation (3.3).

Les points de mesure situés tous les 50 nm sont reportés sur la figure 3.6. La dispersion est normale sur la bande spectrale de mesure. La courbe de dispersion mesurée a été approchée par celle calculée à partir de l'équation et des coefficients de Sellmeier donnés dans l'équation (3.3).

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1^2} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2^2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3^2}} \tag{3.3}$$

avec

$B_1$	2,18653	$C_1$	0,18173
$B_2$	0,35167	$C_2$	$-1,13129 \times 10^{-7}$
$B_3$	-2372,5975	$C_3$	2683,97085

TABLE 3.1 – Coefficients de Sellmeier du verre PBG08.

La mesure de l'évolution de  $D_{\text{mat}}(\lambda)$  est en bon accord avec celle simulée à partir de l'équation de Sellmeier sur la plage  $850 \text{ nm} < \lambda < 1650 \text{ nm}$ . Un effet de bord apparaît à  $1600 \text{ nm}$  entraînant un décalage entre les deux courbes. Cet écart peut être attribué à la mesure dont le rapport signal à bruit se dégrade à partir de cette longueur d'onde du fait de la faible puissance de la source SC. Une autre possibilité est une mauvaise définition des coefficients de Sellmeier entraînant une erreur sur la courbe de dispersion calculée. La longueur d'onde d'annulation de  $D_{\text{mat}}(\lambda)$  vaut  $2,1 \mu\text{m}$ .

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la génération efficace de SC par effets solitoniques nécessite un régime de dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe. Aujourd'hui, les lasers pulsés à fibres optiques dopées, qui pourraient être utilisés afin de pomper la fibre en verre PBG08, ont été développés autour de deux bandes ( $1 \mu\text{m}$  et  $1,55 \mu\text{m}$ ) en raison du faible défaut quantique des ions ytterbium à  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  et de l'expertise technologique acquise grâce aux applications en télécommunications optiques à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Pour obtenir un régime de dispersion anormale à ces longueurs d'onde de pompe, il est donc nécessaire de confiner très fortement le champ électromagnétique dans un cœur de faibles dimensions au moyen d'une microstructure air-verre.

### 3.1.2 Propriétés de la fibre microstructurée

Nous avons utilisé une fibre microstructurée air-verre de caractéristiques géométriques  $\Lambda \sim 2.6 \mu\text{m}$  et  $d_{\text{trou}} \sim 2 \mu\text{m}$ . Une photographie réalisée au microscope à balayage électronique (MEB) est présentée sur la figure 3.7.



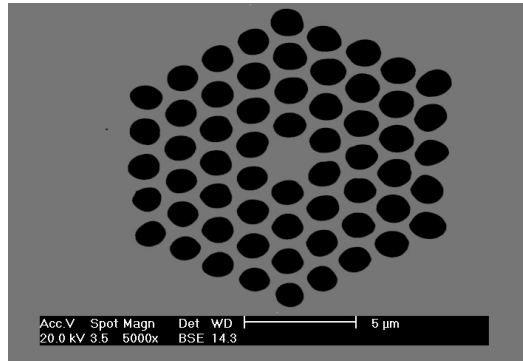


FIGURE 3.7 – Photographie MEB de la face de sortie clivée de la fibre microstructurée.

Cette photographie MEB permet de calculer les divers paramètres linéaires importants pour l'étude de la génération de supercontinuum que sont la dispersion chromatique du mode fondamental ainsi que la variation de son aire effective en fonction de la longueur d'onde. Les pertes de confinement peuvent aussi être calculées mais sont supposées faibles du fait de la valeur relativement importante du diamètre des trous d'air et du fait de la présence de quatre couronnes de trous.

### 3.1.2.1 Dispersion chromatique du mode fondamental

L'évolution de la dispersion chromatique du mode fondamental  $D_c(\lambda)$  a été mesurée et calculée. La mesure a été réalisée par la même méthode que celle décrite en figure 3.5. La pastille de verre est remplacée par la fibre dont on veut mesurer la dispersion et le rayonnement est injecté dans le cœur de la fibre. La modélisation a été réalisée en résolvant les équations de Maxwell par la méthode des éléments finis. Le logiciel commercial Comsol a été utilisé. Le tracé de l'évolution de  $D_c(\lambda)$  est présenté dans la figure 3.8.

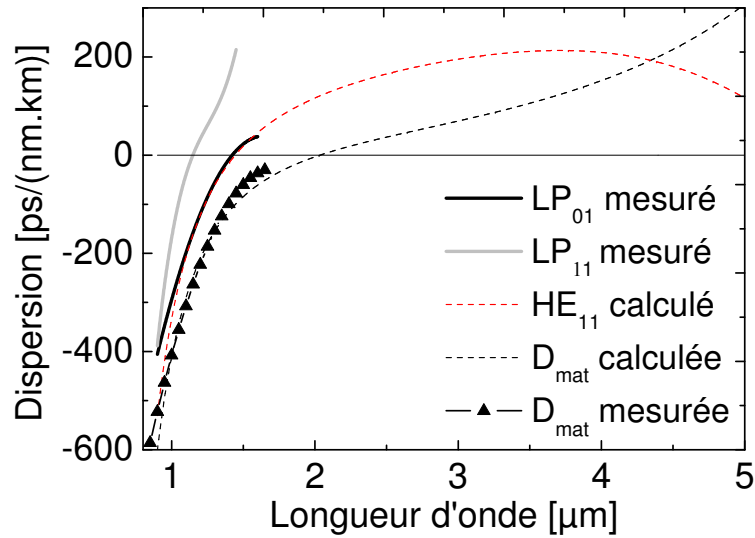


FIGURE 3.8 – Évolution de la dispersion chromatique du mode fondamental mesurée et calculée. Sont également reportées les dispersions du second mode guidé (LP<sub>11</sub>) et du matériau.

Un bon accord est observé entre mesures et calculs. La longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique du mode fondamental est située autour de  $\lambda = 1,43 \mu\text{m}$ . Si on la compare à celle du verre ( $\sim 2,1 \mu\text{m}$ ), il est évident que la microstructure entourant le cœur joue un rôle primordial dans le contrôle de la courbe de dispersion et de la position de la longueur d'onde d'annulation de la dispersion de vitesse de groupe. Les caractéristiques opto-géométriques de la PCF font qu'elle supporte plusieurs modes de propagation dans le proche IR. En revanche, d'un point de vue expérimental, comme il le sera montré dans les sections suivantes, le mode fondamental peut être sélectivement excité. Les valeurs de  $\beta$  ayant permis de calculer l'évolution de la dispersion chromatique jusqu'à  $5 \mu\text{m}$  seront implémentées dans le programme de modélisation nonlinéaire.

### 3.1.2.2 Évaluation de l'indice de réfraction nonlinéaire du matériau : mesure directe sur la PCF

A 1064 nm, la dispersion chromatique du mode fondamental est normale. Comme rappelé dans le chapitre 2, dans ce régime de dispersion, seuls les effets d'automodulation de phase, Raman et Brillouin sont subis par des impulsions lors de

leur propagation. Les effets Raman et Brillouin sont prépondérants dans un régime de pompage nanoseconde mais sont accompagnés du phénomène d'automodulation de phase. Pour des impulsions de durée temporelle picoseconde ou femtoseconde, les effets Raman et Brillouin deviennent négligeables sur de courtes longueurs de fibre. Il est alors possible de considérer que les impulsions de pompe ne subissent que l'automodulation de phase. L'équation (2.25) donne l'expression de la phase nonlinéaire accumulée au cours de sa propagation par une impulsion. Cette phase nonlinéaire est fonction de divers paramètres dont l'indice de réfraction nonlinéaire ( $n_2$ ). La connaissance de la valeur de  $n_2$  est importante pour la modélisation des effets nonlinéaires puisqu'intervenant directement dans l'équation nonlinéaire de Schrödinger (voir  $\gamma$  dans l'équation (2.17)). Dans cette partie, l'évaluation de  $n_2$  du verre PBG08 sera réalisée par pompage à 1064 nm en régime d'impulsions picosecondes (laser Fianium  $\tau = 20$  ps,  $f_{\text{rep}} = 40$  MHz,  $P = 10$  W).

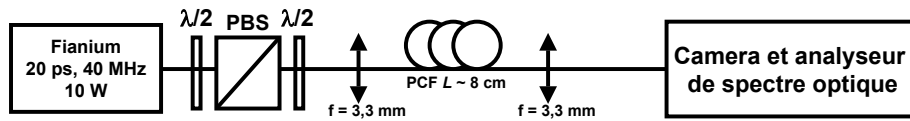


FIGURE 3.9 – Dispositif expérimental pour l'évaluation de l'indice nonlinéaire par mesure directe du spectre en sortie de fibre.  $\lambda/2$  : lame demi-onde, PBS : Polariseur.

La figure 3.9 illustre le schéma expérimental réalisé pour l'évaluation de  $n_2$ . Un tronçon de fibre est pompé au moyen du laser Fianium décrit précédemment. Deux lames demi-onde associées à un polariseur permettent de contrôler la puissance du rayonnement injecté dans le cœur de la fibre ainsi que sa polarisation. Deux lentilles de longueur focale  $f = 3,3$  mm sont utilisées pour injecter le rayonnement de pompe et pour collimater le faisceau en sortie de fibre. L'injection sélective sur le mode fondamental de la fibre est contrôlée au moyen d'une caméra au silicium (marque Spiricon). Enfin, un analyseur de spectre optique (ANDO AQ6315E) permet la mesure du spectre. Les divers paramètres de la fibre (valeur de  $\beta_2$ ) et de la source de pompe (durée à mi-hauteur) permettent d'évaluer la longueur de dispersion à 1360 m. Cette longueur est extrêmement grande du fait de la durée des impulsions de pompe. Pour limiter toute génération Raman (parasite puisque potentiellement consommatrice de la puissance de pompe), la longueur du tronçon de fibre testée

est de  $L = 8$  cm. Cette longueur est très faible devant la longueur de dispersion et montre donc que la propagation, dans les conditions d'expérimentation, n'est pas régie par les effets de dispersion qui sont donc négligés. En considérant un longueur nonlinéaire faible devant la longueur de fibre (elle n'est pas calculable puisque  $n_2$  n'est pas encore connu), la propagation des impulsions de pompe est supposée être régie uniquement par les effets nonlinéaires. De fait, il est possible de considérer que seule l'automodulation de phase sera subie par les impulsions de pompe au cours de leur propagation.

Des spectres ont été enregistrés pour plusieurs puissances de pompe. La figure 3.10 montre l'évolution du spectre en sortie de fibre en fonction de la puissance crête de pompe injectée. Le rapport d'injection est estimé à 25 %.

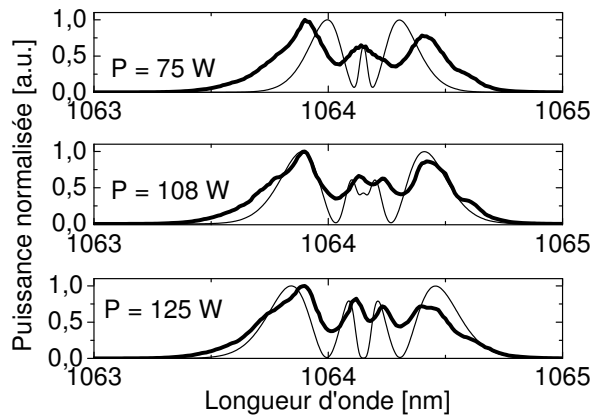


FIGURE 3.10 – Spectres mesurés en sortie de fibre pour différentes puissances crête de pompe.

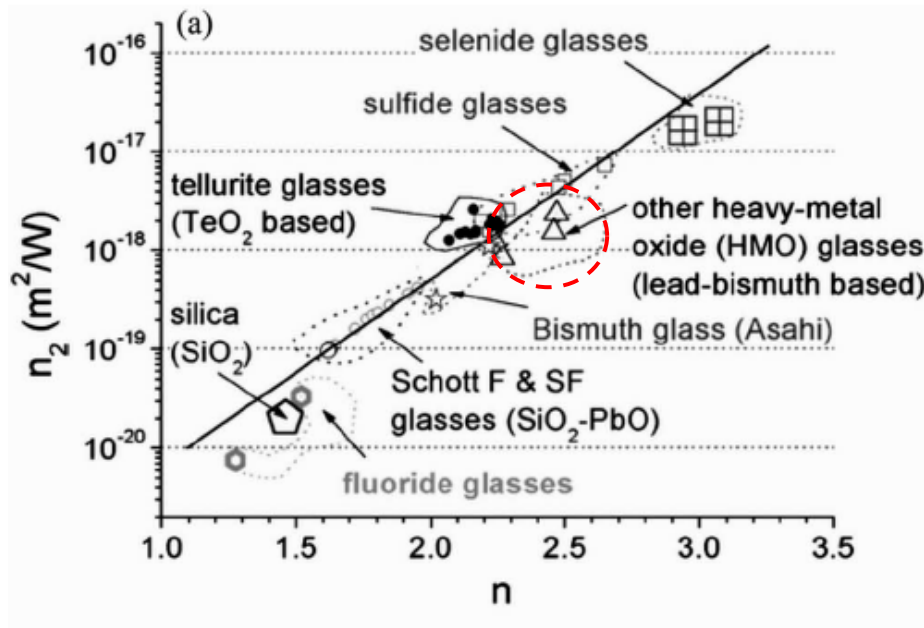
Le spectre mesuré pour chaque puissance de pompe donne un déphasage nonlinéaire qu'il est possible de déterminer à partir du nombre d'oscillations sur l'enveloppe spectrale mesurée. A partir de cette valeur de déphasage et de l'équation (2.25), il est possible de déterminer le rapport  $\frac{n_2}{A_{\text{eff}}}$  pour chaque puissance crête injectée. Dans le but de confirmer la valeur de  $n_2$  déterminée, des modélisations numériques ont été réalisées et sont reportées en trait fin sur les différents graphiques de la figure 3.10. Connaissant la valeur de  $n_2$  et le rapport d'injection, la variable d'ajustement des modélisations nonlinéaires a été le niveau de pertes à 1064 nm. Par comparaison entre spectres mesurés et calculés, les pertes ont été estimées autour de 10 dB/m.

Le tableau 3.2 présente les différentes valeurs calculées de  $n_2$  pour trois déphasages nonlinéaires différents. Les puissances reportées dans ce tableau sont les puissances crête injectées dans la fibre.

$\Delta\phi$	$P_{\text{crête}}$	$n_2/A_{\text{eff}}$	$n_2$
$2,5\pi$	75 W	$1,99 \times 10^{-7} \cdot \text{W}^{-1}$	$11,24 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$
$3,5\pi$	108 W	$1,97 \times 10^{-7} \cdot \text{W}^{-1}$	$11,13 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$
$4\pi$	125 W	$1,94 \times 10^{-7} \text{ W}^{-1}$	$10,97 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$

TABLE 3.2 – Tableau présentant les valeurs de  $n_2$  pour différentes puissances crête injectées.

L'aire effective, nécessaire au calcul de  $n_2$  a été calculée par la méthode des éléments finis sur la structure réelle de la fibre et vaut  $5,65 \mu\text{m}^2$  à 1064 nm. La valeur estimée de  $n_2$  est située autour de  $10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ . La longueur nonlinéaire vaut donc 1,1 cm pour la plus faible des puissances crête considérées. L'hypothèse de départ faite sur la longueur nonlinéaire est donc vérifiée *à posteriori*. La valeur de l'indice nonlinéaire mesuré concorde avec les valeurs précédemment reportées dans la littérature [72] (voir figure 3.11).

FIGURE 3.11 – Évolution de  $n_2$  en fonction de l'indice linéaire de plusieurs verres.

Finalement, si l'on considère le grand nombre de données expérimentales que la mesure de  $n_2$  a nécessité, un rapide calcul d'erreur s'avère nécessaire. La détermination de  $\Delta\phi$  est la donnée présentant l'erreur possible la plus élevée. En effet, l'erreur comise peut être de l'ordre de  $0,5\pi$  (sur  $2,5\pi$  pour la première mesure). Concernant la longueur d'onde d'émission du laser de pompe ou la mesure de la longueur de fibre, il est raisonnable de dire que l'erreur faite est négligeable. Par exemple, la précision de la mesure de la longueur de la fibre est de 1 mm pour une longueur de fibre de  $L = 8$  cm. L'aire effective du mode fondamental est aussi une donnée, non mesurée mais modélisée à partir de la photo MEB en figure 3.7, dont l'erreur peut être évaluée à  $0,5 \mu\text{m}^2$ . Enfin, la puissance crête des impulsions de pompe, évaluée à partir de la puissance moyenne mesurée, de la durée des impulsions et du taux de répétition, donnés par le constructeur, peut être donnée avec 5 W d'erreur. Considérant l'ensemble des données, la valeur de  $n_2$  est  $(1,1 \pm 0,2) \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ . Cette valeur est près de dix fois supérieure à celle des verres SF6 utilisés en [63–65] et justifie le choix de ce matériau pour la génération de SC dans le moyen IR.

### 3.2 Génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge par pompage en régime sub-picoseconde

Cette partie est dédiée à l'étude de la génération de supercontinuum dans le domaine moyen infrarouge par pompage de la fibre présentée dans la partie précédente autour de sa longueur d'onde d'annulation de dispersion et en régime de dispersion anormale. Dans un premier temps, j'ai utilisé un laser à fibre émettant des impulsions picosecondes centrées à 1550 nm. Ce laser est disponible au laboratoire. Je remercie V. Couderc pour le prêt de celui-ci le temps des manipulations. La longueur d'onde de pompe se situe en régime de dispersion anormale. La figure 3.12 présente les spectres enregistrés pour différentes puissances crête injectées sur le mode fondamental de la fibre.

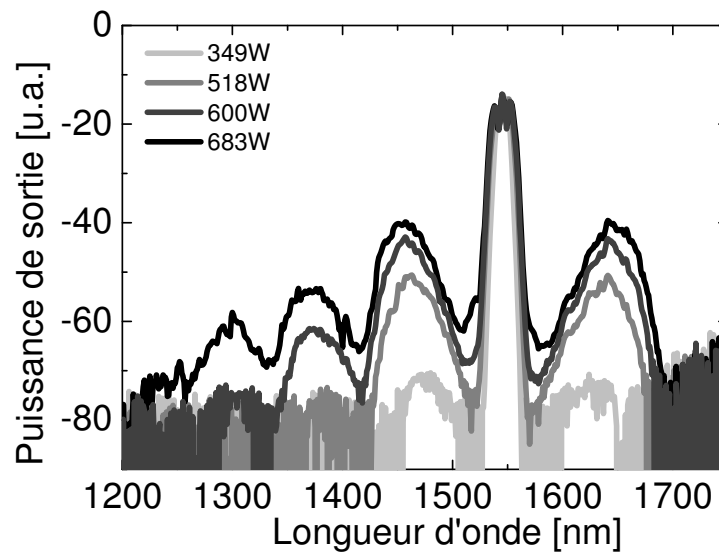


FIGURE 3.12 – Spectres mesurés pour différentes puissances crête de pompe en régime d'impulsions picosecondes.

De multiples lobes d'instabilités de modulation sont générés mais aucun soliton n'est formé ne permettant pas la génération de SC par effets solitoniques. Cette figure montre clairement les limites de l'utilisation de ce laser en terme de puissance crête et justifie les diverses collaborations entreprises. J'ai donc utilisé un laser à fibre émettant des impulsions sub-picosecondes centrées à  $\lambda = 1600$  nm pour pomper la PCF en régime de dispersion anormale. Ces expérimentations ont été réalisées dans

le cadre d'une collaboration avec l'équipe ELSA, dirigée par Patrick Georges, du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (UMR 8501 CNRS-Université Paris Sud) et plus particulièrement avec Franck Morin (étudiant en thèse) et Frédéric Druon (chargé de recherche CNRS).

Parallèlement à cette étude, nous avons envisagé d'utiliser d'autres fibres présentant une longueur d'onde de dispersion nulle dans le proche voire le moyen IR. Afin de caractériser un ensemble de fibres optiques de composition et géométrie quelconques, j'ai réalisé un OPA pompé par un laser à fibre émettant des impulsions sub-picosecondes centrées à  $\lambda = 1030$  nm. La mise au point de l'OPA de pompe ainsi que la campagne de caractérisations nonlinéaires de la PCF PBG08 ont été menées en collaboration avec l'équipe GOLF, dirigée par Eric Cormier, du laboratoire CELIA à Bordeaux (UMR 5107 CNRS-CEA-Université Bordeaux I). Dans les deux prochaines sections, je présenterai les sources de pompe utilisées ainsi que les résultats expérimentaux obtenus. Dans une dernière partie, les résultats expérimentaux seront confrontés à des résultats de modélisations nonlinéaires.

### 3.2.1 Pompage par un laser à fibre émettant à $1,6 \mu\text{m}$

Cette partie résume les travaux réalisés sur le pompage de la PCF présentée précédemment en régime de dispersion anormale à  $1,6 \mu\text{m}$  à l'aide d'un laser à fibre. Les limitations liées au verre PBG08 seront étudiées.

#### 3.2.1.1 Architecture et propriétés du laser de pompe

Le laser de pompe utilisé pour la génération de SC dans le moyen infrarouge est décrit dans [76]. Son application première est son utilisation pour de la chirurgie cornéale. Le dispositif expérimental est présenté dans la figure 3.13. Les impulsions issues d'un oscillateur fibré large bande ( $\tau \sim 70$  fs ;  $f_{\text{rep}} = 20$  MHz ; énergie  $\varepsilon = 400$  pJ) sont étirées temporellement au moyen d'une fibre dispersive ( $L = 260$  m). Un filtre passe bande (F) permet de sélectionner la composante spectrale autour de  $1,6 \mu\text{m}$ . Un modulateur acousto-optique permet de diminuer la cadence de répétition de



l'oscillateur (de 20 MHz à quelques centaines de kHz) afin d'amplifier une impulsion choisie à une forte énergie. Un étage de préamplification permet d'atteindre un niveau de puissance suffisant pour saturer l'amplification dans une fibre à grande aire modale dopée à l'erbium, présente dans l'étage principal d'amplification.

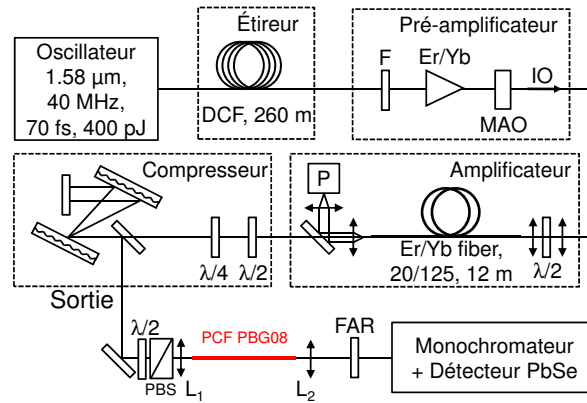


FIGURE 3.13 – Schéma expérimental du laser de pompe émettant des impulsions centrées à  $1,6 \mu\text{m}$  ( $f_{\text{rep}} = 200 \text{ kHz}$ ;  $\tau \sim 600 \text{ fs}$ ;  $\varepsilon \sim 2 \mu\text{J}$ ). DCF : fibre dispersive, F : filtre passe bande centré à  $1,6 \mu\text{m}$ , MAO : Modulateur acousto-optique, IO : isolateur optique,  $\lambda/2$  : lame demi-onde,  $\lambda/4$  : lame quart d'onde, P : diode de pompe, PBS : polariseur,  $L_1$  : lentille  $f = 8 \text{ mm}$ ,  $L_2$  : lentille en  $\text{CaF}_2$   $f = 25 \text{ mm}$ , FAR : filtre anti-repliement.

Les impulsions amplifiées sont enfin recompressées grâce à une paire de réseaux de diffraction associée à un dièdre. Ce système permet d'obtenir des impulsions centrées à  $1,6 \mu\text{m}$ , de durée  $\tau \sim 600 \text{ fs}$ , à la cadence de répétition  $f_{\text{rep}} = 200 \text{ kHz}$  et présentant une énergie maximum de l'ordre de  $2 \mu\text{J}$ . Une trace d'autocorrélation ainsi qu'un spectre mesuré en sortie du laser sont présentés sur la figure 3.14.

### 3.2.1.2 Résultats expérimentaux

Le laser présenté dans la partie précédente a donc été utilisé pour le pompage de la PCF présentée dans la première partie. La figure 3.13 rappelle le dispositif expérimental utilisé. La durée des impulsions est de  $600 \text{ fs}$  à une cadence de répétition de  $200 \text{ kHz}$ . L'énergie par impulsion est contrôlée par une lame demi-onde associée à un polariseur.

Dans ces conditions expérimentales, pour une puissance moyenne de  $2 \text{ mW}$  (éner-

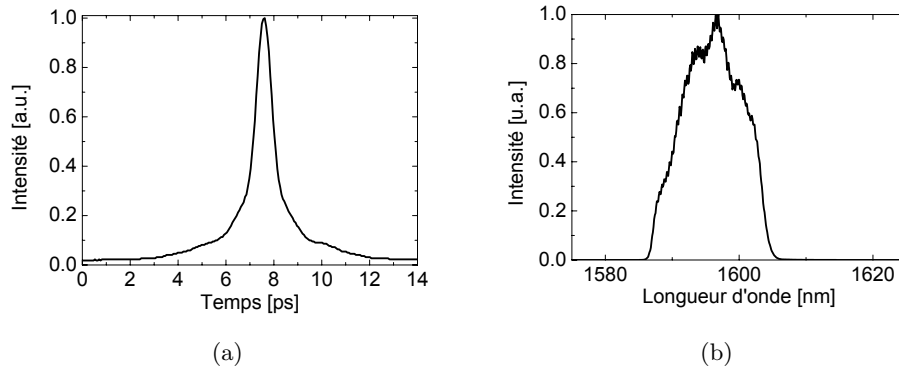


FIGURE 3.14 – (a) Trace d'autocorrélation des impulsions en sortie de chaîne laser. (b) Spectre de sortie mesuré.

gie  $\varepsilon = 10$  nJ, puissance crête  $P_c = 17$  kW), les longueurs caractéristiques (de dispersion et nonlinéaire) sont les suivantes :

- $L_D = 2,51$  m,
- $L_{NL} = 93,4$   $\mu\text{m}$ .

La longueur de fibre  $L$  est de quelques centimètres. Dans ces conditions, la propagation est uniquement régie par les effets nonlinéaires. Le nombre de solitons pouvant être généré est de  $N \sim 160$ .

Dans un premier temps, j'ai travaillé sur un tronçon de fibre de longueur  $L \sim 8$  cm. Une image de la distribution d'intensité lumineuse en sortie de fibre est présentée en figure 3.15. Malgré le caractère multimodal ( $d/\Lambda > 0,4$  [77]), le mode fondamental peut être sélectivement excité.

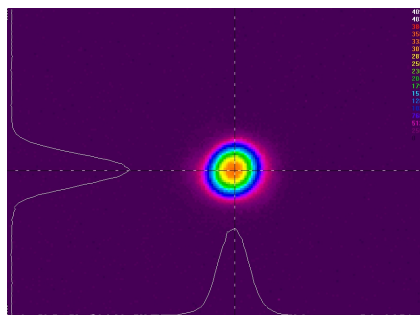


FIGURE 3.15 – Distribution spatiale d'énergie en sortie de fibre.

La figure 3.16 présente le spectre obtenu en sortie de fibre pour plusieurs puissances de pompe. Les puissances moyennes reportées sur les spectres sont les puissances disponibles en sortie de fibre. Un spectre large bande s'étendant d'au moins  $1 \mu\text{m}$  à  $2,8 \mu\text{m}$  a été obtenu. Ce spectre est généré exclusivement sur le mode fondamental. Le rapport d'injection est de 25 %.

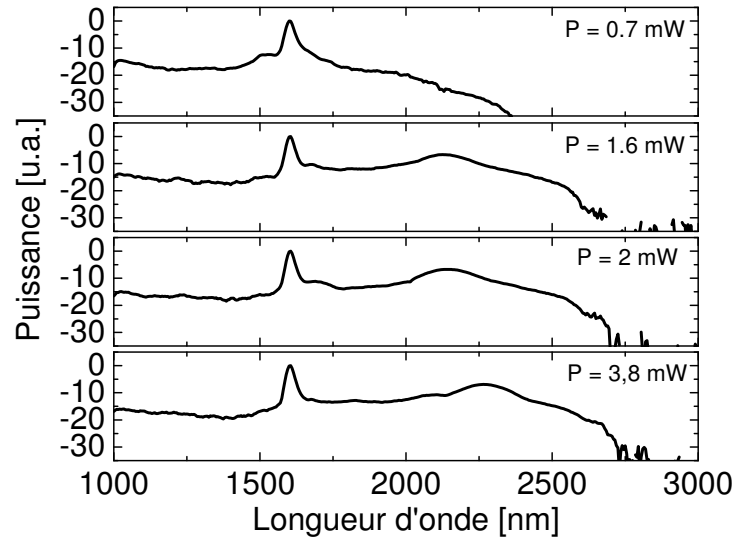


FIGURE 3.16 – SC générés dans un tronçon de 8 cm de la PCF en verre PBG08 pour plusieurs puissances moyennes de pompe. La puissance reportée est celle mesurée en sortie de fibre.

La puissance moyenne disponible en sortie de fibre sur l'ensemble du spectre est très faible et limitée à 4 mW afin de ne pas endommager la face d'entrée de la fibre. Au-delà de 4 mW, le seuil de dommage du matériau est atteint. Considérant le coefficient de couplage de 25 %, le seuil de dommage est de  $3,36 \times 10^{-1} \text{ J/cm}^2$  ( $560 \text{ GW/cm}^2$ ). A titre de comparaison, dans ce régime d'impulsions ( $\tau = 500 \text{ fs}$ ), le seuil de dommage induit par un laser dans une fibre en silice est de l'ordre de  $2 \text{ J/cm}^2$  pour  $\tau = 500 \text{ fs}$  [78]. D'une part, le seuil de dommage du matériau est très bas et est donc atteint pour des puissances faibles ( $P_{\text{crête}} = 32 \text{ kW}$ ). D'autre part, le seuil d'apparition du SC est extrêmement bas du fait de l'aire effective du mode guidé très faible et de l'indice de réfraction nonlinéaire très fort. La génération de SC dans le moyen IR à l'aide de cette PCF se fait donc avec l'avantage de présenter un seuil très bas d'apparition mais avec le

gros désavantage de ne présenter une puissance moyenne que de quelques mW.

Au cours de cette expérience, pour une puissance moyenne supérieure à 2 mW, la limite haute du spectre généré ne se décale pas vers les hautes longueurs d'onde. Pour comprendre d'où vient ce phénomène, il a été nécessaire de modéliser la propagation des impulsions de dans la PCF. Cette modélisation sera présentée dans la section 3.2.3.

## **3.2.2 Pompage par un OPA à haute cadence**

### **3.2.2.1 Présentation de la source de pompe**

Dans une seconde campagne de mesure portant sur la génération de SC dans le moyen IR dans cette PCF, nous avons été amenés au développement d'un OPA à haute cadence [47] (plusieurs centaines de kHz) pompé par un laser à fibre. Un OPA est un dispositif accordable en longueur d'onde basé sur l'amplification d'un signal à l'intérieur d'un cristal par effets nonlinéaires. Dans un cristal, des photons à la longueur d'onde signal sont amplifiés par des photons de pompe. Des photons à la longueur d'onde complémentaire, faisceau appelé « idler », sont générés dans le cristal. La condition d'amplification est fixée par deux relations que sont la conservation des vecteurs d'onde et la conservation de l'énergie. L'avantage d'un tel dispositif est la potentialité qu'il offre dans le choix de la longueur d'onde de pompe. Le but de cette campagne de mesures était multiple. D'une part, pomper une PCF présentant un si petit cœur en régime de dispersion légèrement normal peut conduire à des accords de phase de type mélange à quatre ondes dégénéré. D'autre part, la possibilité d'augmenter la longueur d'onde de pompe pourrait permettre d'étendre le SC généré dans le moyen IR. En plus d'être accordable en longueur d'onde, l'OPA développé dans cette partie possède l'avantage de présenter une distribution spatiale d'énergie quasi-gaussienne en sortie puisque les cristaux sont pompés par un laser à fibre. De plus, cet OPA pompé par un laser à fibre permet d'émettre des faisceaux de forte puissance moyenne, très avantageux pour la caractérisation de dispositifs fibrés.

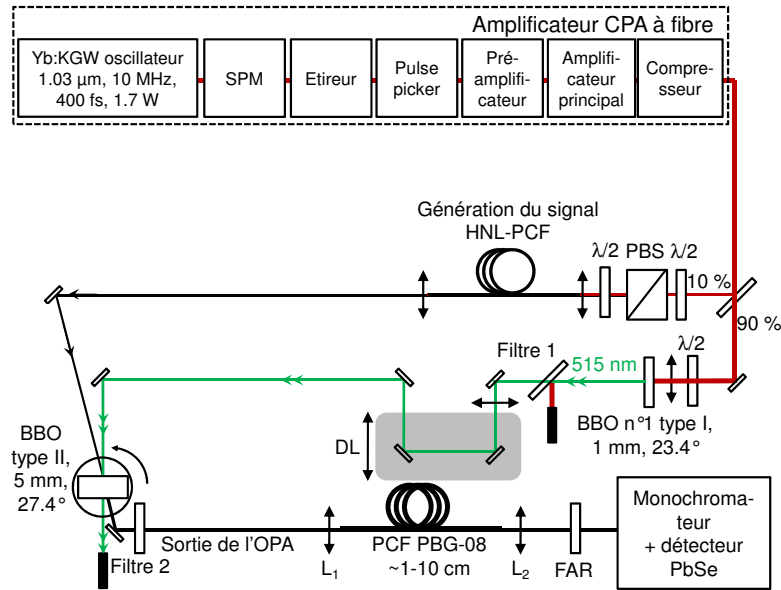


FIGURE 3.17 – Schéma expérimental de l'OPA réalisé. SPM : tronçon de fibre permettant d'élargir le spectre laser de pompe par automodulation de phase (SPM pour l'anglicisme « Self Phase Modulation »,  $\lambda/2$  : lame demi-onde, PBS : polariseur, HNL-PCF : fibre microstructurée en silice ( $L = 80$  cm, longueur d'onde de dispersion nulle  $\sim 975/1030$  nm), BBO n°1 : cristal de BBO de type I ( $e = 1$  mm,  $23,4^\circ$ ), DL : ligne à retard, BBO n°2 : cristal de BBO de type II ( $e = 5$  mm,  $27,5^\circ$ ) ou cristal de BBO de type II ( $e = 5$  mm,  $27,5^\circ$ ), filtre 1 : filtre passe bande ( $\lambda_0 = 515$  nm), filtre 2 : filtre passe haut ( $\lambda_c = 1,065$   $\mu\text{m}$ ),  $L_1$  et  $L_2$  : lentilles  $f = 3,3$  mm, FAR : Filtre anti-repliment.

L'architecture de l'OPA développé se trouve en figure 3.17. Les impulsions d'un laser massif à verrouillage de modes sont légèrement élargies par automodulation de phase dans une fibre passive de diamètre de cœur  $40 \mu\text{m}$ . La phase nonlinéaire ne doit pas être trop importante pour permettre la compression temporelle après amplification. Ces impulsions sont ensuite étirées temporellement. Un modulateur acousto-optique permet de diminuer la cadence de répétition à  $f_{\text{rep}} = 200$  kHz. Les impulsions sont amplifiées dans deux étages d'amplification à fibre puis recompressées à l'aide d'une paire de réseaux à  $\tau = 500$  fs. Le faisceau de sortie du laser est divisé en deux bras (appelés signal et pompe) à l'aide d'un miroir partiellement réfléchissant ( $R = 10\%$ ;  $T = 90\%$ ). La partie « haute puissance » sert à générer la pompe pour l'amplification tandis que la partie « faible puissance » est utilisée pour la génération du signal via la génération d'un SC par effets solitoniques dans une PCF en silice.

Le cristal amplificateur de BBO ( $n^{\circ}2$ ) est constitué d'un matériau anisotrope dont les propriétés d'amplification sont fonction des états de polarisation des faisceaux de pompe et de signal. Nous avons choisi de travailler sur l'axe de polarisation extraordinaire du cristal.

Dans un premier temps, une PCF commerciale (Crystal Fibre) présentant une longueur d'onde d'annulation de la dispersion à 975 nm a été utilisée. Le SC est généré dans cette fibre sur une polarisation difficilement ajustable. De ce fait, une partie du signal n'est pas amplifiée dans le cristal de BBO. Dans un second temps, une PCF à maintien de polarisation en silice dont la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique se situe à 1  $\mu\text{m}$  (pour les deux polarisations du mode fondamental) a été utilisée pour la génération du SC [79]. Cette fibre nous a été fournie par William Wadsworth de l'Université de Bath. Le SC est alors polarisé linéairement. La polarisation du signal à l'entrée du cristal  $n^{\circ}2$  peut alors être alignée sur l'axe extraordinaire du cristal grâce à un dispositif rotatif contenant la sortie de la fibre. Ceci permet un gain d'un facteur 2 sur l'amplification du signal.

Le supercontinuum polarisé dans la fibre en silice est représenté sur la figure 3.18. Il est relativement homogène entre 1  $\mu\text{m}$  et 1,75  $\mu\text{m}$ . Des mesures que j'ai effectuées sur des SC générés dans des fibres en silice laissent à penser que ce SC s'étend jusqu'à  $\sim 2 \mu\text{m}$ .

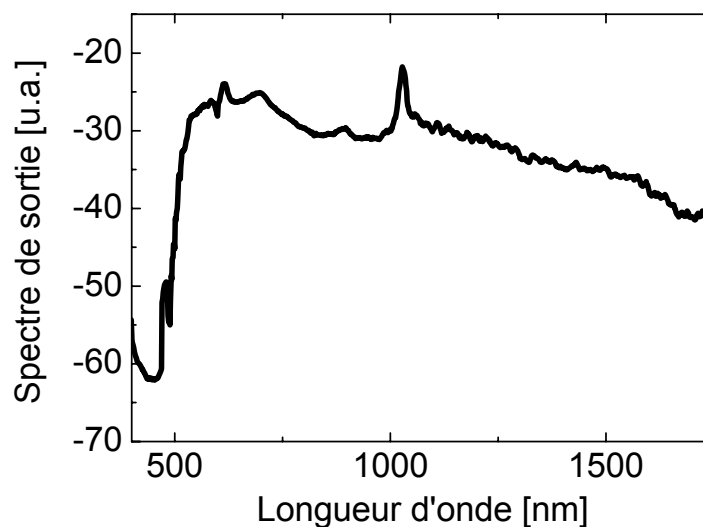


FIGURE 3.18 – SC généré dans la PCF en silice servant de signal pour l'OPA.

De plus, comme indiqué sur la figure 3.17, un filtre passe haut de longueur d'onde de coupure  $\lambda_0 = 1,065$  nm ( $n^{\circ}2$  sur la figure) est utilisé pour couper la partie basse du spectre du SC non amplifiée, cette partie du spectre n'ayant aucun intérêt. La suppression de la partie visible évite toute détérioration de la face d'entrée de la fibre sous test.

La partie forte puissance est doublée en fréquence à l'aide d'un cristal de BBO de type I. Le faisceau doublé en fréquence ( $\lambda = 515$  nm) est ensuite collimaté. Un filtre passe bande ( $\lambda_0 = 515$  nm) et un absorbant permettent de supprimer le rayonnement résiduel à 1030 nm. Les faisceaux pompe et signal se croisent ensuite à l'intérieur du cristal d'amplification selon un angle désiré qui déterminera la courbe d'accord de phase sur laquelle nous travaillons (ici  $1^{\circ}$ ). La figure 3.19 présente la longueur d'onde du signal amplifié en fonction de l'angle d'orientation du cristal par rapport au faisceau de pompe.

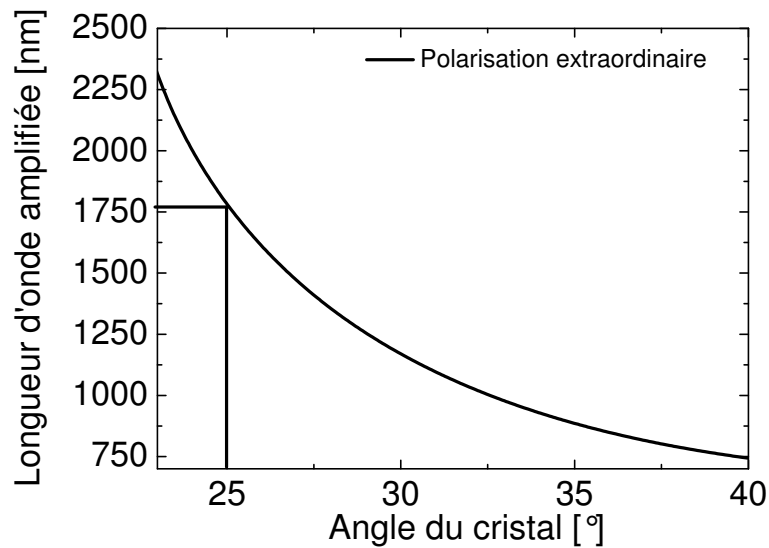


FIGURE 3.19 – Diagramme d'accord de phase du cristal d'amplification. Longueur d'onde du signal amplifié en fonction de l'angle d'orientation du cristal par rapport au faisceau de pompe. Cette courbe n'est valable que pour un angle entre le signal et la pompe à l'intérieur du cristal de  $1^{\circ}$ .

La position angulaire du cristal détermine alors la longueur d'onde d'amplification. Par exemple si l'on place le cristal à un angle de  $25^{\circ}$ , on obtient une amplification à  $\lambda \sim 1750$  nm. Ceci est vrai sous condition que le délai entre signal et pompe

soit nul. Une ligne à retard est donc montée sur le bras de pompe pour permettre d'égaliser les chemins optiques du signal et de la pompe. Les longueurs d'onde à amplifier, localisées dans le SC généré dans la PCF, n'ont pas toutes la même vitesse de groupe. La position de la ligne à retard pour un délai nul entre les deux bras est donc fonction de la longueur d'onde à amplifier. Le dispositif expérimental présenté permet donc d'avoir accès à des impulsions courtes ( $\sim 1$  ps) et accordables en longueur d'onde entre  $1 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$ . Le signal amplifié est injecté dans la fibre sous test à l'aide de la lentille  $L_1$ . Le spectre de sortie est collimaté par la lentille  $L_2$ . Comme dans la partie précédente, un filtre passe-haut de longueur d'onde de coupure  $1,65 \mu\text{m}$  (filtre en Ge) est utilisé pour éviter la mesure d'alias dus aux ordres élevés de diffraction des réseaux du monochromateur.

### 3.2.2.2 Résultats expérimentaux

Comme expliqué dans la partie précédente, l'intérêt de l'utilisation de l'OPA comme source de pompe réside dans le fait de pouvoir faire varier la longueur d'onde de pompe. La figure suivante présente un exemple de spectre d'amplification ( $\lambda \sim 1,4 \mu\text{m}$ ) accompagné du spectre du SC généré dans la PCF en silice (signal).

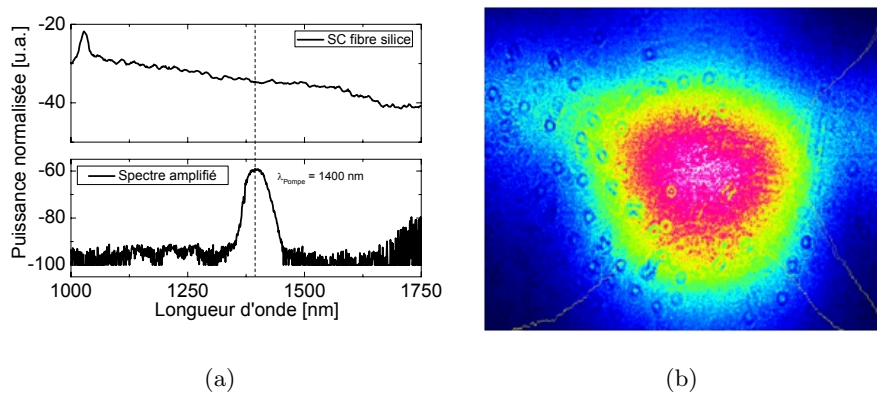


FIGURE 3.20 – (a) Spectre du SC proche IR généré dans la PCF en silice et spectre d'amplification calée à  $1400 \text{ nm}$ . Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de spectres optiques ANDO AQ 6315. (b) Distribution d'intensité lumineuse en sortie d'OPA.

Le filtrage spectral du signal est opéré directement à l'intérieur du cristal. Selon les différents angles, une bande étroite de longueurs d'onde est amplifiée. La partie



du spectre non amplifiée ne ressort pas sur les spectres mesurés car elle est d'un niveau trop faible par rapport au signal amplifié. La figure 3.20(b) présente la distribution d'intensité en sortie du cristal. Le faisceau amplifié possède une forme quasi-gaussienne.

Dans un premier temps, la longueur d'onde d'amplification a été réglée à  $\lambda = 1445$  nm, c'est-à-dire très proche de la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique du mode fondamental. Une fibre de longueur 8 cm a été utilisée. Le spectre après la PCF en verre PBG08 obtenu est présenté dans la figure suivante.

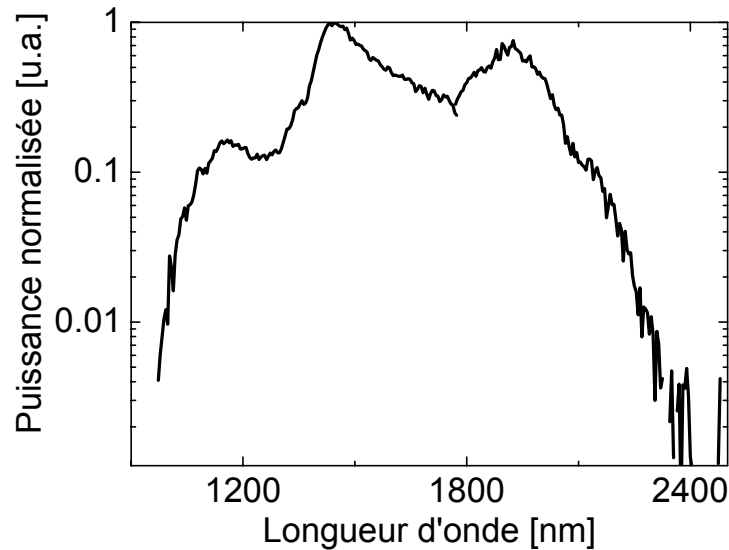


FIGURE 3.21 – SC généré dans la PCF en verre PBG08 pour  $\lambda_p \sim 1445$  nm et  $P_{\text{sortie}} \sim 2$  mW

La puissance maximale injectée avant que le seuil de dommage ne soit atteint est de 8 mW. La puissance répartie sur tout le spectre est mesurée à l'aide d'un puissance-mètre disposant d'une tête thermique sensible jusqu'à  $20 \mu\text{m}$  et vaut 2 mW, correspondant à un rendement de couplage de l'ordre de 25 % si l'on suppose des pertes nulles. La limite infrarouge du SC généré se situe à 2400 nm. Le seuil de dommage du matériau étant atteint avant que le SC généré ne s'étende sur la bande de transparence du verre, il a donc été choisi d'augmenter la longueur d'onde de pompe jusqu'à 1750 nm, le but étant d'obtenir un SC sur le domaine de transmission du verre. L'efficacité d'amplification est réduite dans ce cas mais l'énergie disponible à

1,75  $\mu\text{m}$  reste suffisante (plusieurs dizaines de nJ disponibles). Si l'on considère des impulsions de pompe centrées à 1750 nm d'une durée approximative de 1 ps pour une énergie de 10 nJ ( $P_{\text{crête}} = 10 \text{ kW}$ ), les longueurs de dispersion et nonlinéaire sont :

- $L_D = 3,3 \text{ m}$
- $L_{NL} = 175 \mu\text{m}$

Dans cette configuration expérimentale, la propagation des impulsions de pompe est régie par les divers effets nonlinéaires. Le nombre de solitons pouvant être générés est de l'ordre de 150.

A la vue des résultats présentés dans la partie 3.2.1, notamment des forts niveaux de pertes au-delà de 2,8  $\mu\text{m}$ , la longueur de fibre a été réduite à  $L \sim 2 \text{ cm}$  puis à  $L \sim 0,5 \text{ cm}$ . La puissance moyenne en sortie de fibre reste sensiblement égale à 2 mW pour une puissance focalisée sur la face d'entrée de 8 mW. La figure 3.22 présente les spectres mesurés.

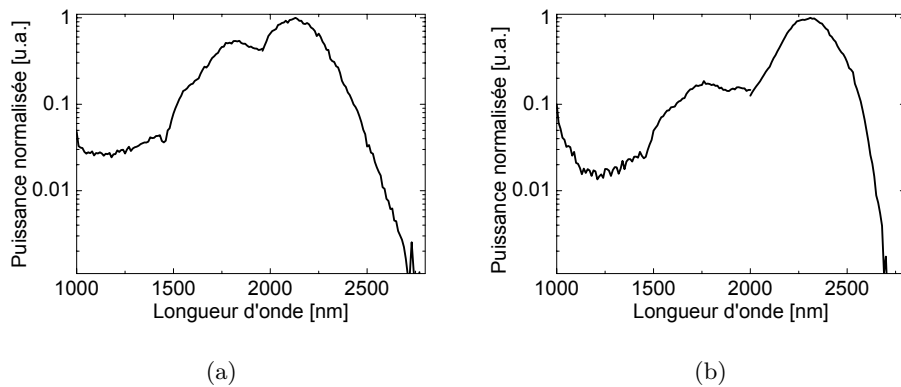


FIGURE 3.22 – SC généré dans la PCF en verre PBG08 pour  $\lambda_p \sim 1750 \text{ nm}$  et  $P_{\text{sortie}} \sim 2 \text{ mW}$  pour (a)  $L \sim 5 \text{ mm}$  et (b)  $L \sim 2 \text{ cm}$ .

Malgré la très faible longueur de fibre, le SC généré ne s'étend pas au-delà de 2,8  $\mu\text{m}$ . Ces deux dernières mesures, effectuées dans des régimes de durées et de longueurs d'onde et pour des longueurs de fibres différentes des premières présentées en 3.2.1.2, confirment qu'un paramètre inhérent à l'utilisation de cette fibre ou de ce matériau est à l'origine de l'arrêt du SC généré à  $\lambda = 2,8 \mu\text{m}$ . Dans le but de comprendre quel(s) effet(s) limite(nt) l'extension du SC au-delà de 2,8  $\mu\text{m}$ , il a été nécessaire de

modéliser le comportement nonlinéaire de la fibre en verre PBG08.

### 3.2.3 Modélisations nonlinéaires : étude de l'influence de l'absorption des groupements hydroxyles

Afin de modéliser convenablement la propagation nonlinéaire dans la fibre en verre PBG08, de nombreux paramètres ont été pris en compte et sont résumés dans le tableau 3.3.

Paramètre	Valeur
Longueur de fibre	0,5 cm à 8 cm
$n_2$	$1,1 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$
Pertes	Voir figure 3.24
Décalage Raman	3,6 THz (Voir figure 3.23)
Fraction Raman	0.18
Longueur d'onde de pompe	1592 nm et 1750 nm
Cadence de répétition	200 kHz
Durée d'impulsion	600 fs et 1 ps
Puissance moyenne	2 mW

TABLE 3.3 – Paramètres pris en compte lors de la simulation de la propagation des impulsions de pompe dans la PCF en verre PBG08.

Ne connaissant pas la valeur de la fraction Raman du verre PBG08, elle a été initialisée à celle de la silice ( $f_R = 0,18$ ). Il a été nécessaire de prendre en compte la réponse Raman du matériau (valeur et spectre du gain Raman). Ce spectre de gain, et plus particulièrement la pente du spectre de gain à  $\Delta\nu = 0$ , influence la génération de supercontinuum dans la mesure où les solitons générés s'auto-décalent par effet Raman (voir chapitre 2). Malheureusement, le spectre de gain Raman du verre PBG08 n'est pas connu et n'a pas été mesuré. Pour palier ce manque, le spectre de gain d'un verre d'oxyde de métaux lourds dont la composition s'approche de celle du verre PBG08 a été implémenté. Il est issu de [80] et a été approché par la somme

de trois fonctions lorentziennes dans le domaine fréquentiel de la forme suivante :

$$L_i(\nu) = \frac{2A_i}{\pi} \left( \frac{\Delta\nu_i}{4(\nu - \nu_i)^2 + \Delta\nu_i^2} \right) \quad \text{avec } i = 1, 2 \text{ ou } 3 \quad (3.4)$$

où  $\nu$  représente la fréquence,  $\nu_i$  la position fréquentielle du maximum de la fonction et  $\Delta\nu_i$  la largeur de la fonction. Dans le domaine temporel, le gain s'obtient par transformée de Fourier inverse de la somme des trois fonctions lorentziennes. La figure 3.23(a) présente le spectre de gain issu de [80], le tracé des trois fonctions lorentziennes et celui de la somme de ces trois fonctions. La somme des trois fonctions lorentziennes approxime avec une bonne précision la courbe de gain. La figure 3.23(b) présente la transformée de Fourier inverse de la fonction somme. Cette approximation de  $\mathfrak{S}(\chi_R)$  et la réponse temporelle qui en découle seront jugées satisfaisantes et implémentée dans le code de résolution de l'équation nonlinéaire de Schrödinger.

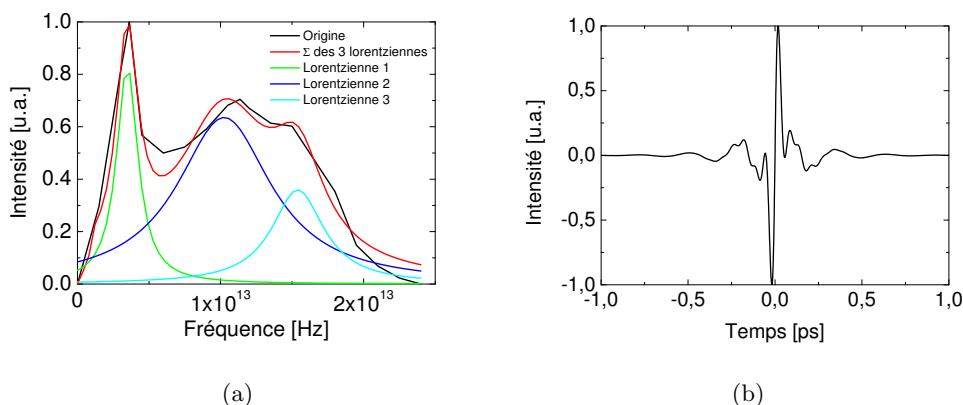


FIGURE 3.23 – (a) Spectre de gain Raman. (b) Réponse Raman du matériau dans le domaine temporel obtenue par transformée de Fourier inverse de la somme des 3 lorentziennes.

Les pertes de propagation ont également été implémentées dans le code Matlab permettant la modélisation nonlinéaire (figure 3.24). Ces pertes ont été déterminées à partir de la mesure à 1064 nm (10 dB/m) et de la mesure de la transmission (voir figure 3.4). Sur cette figure, la transmission vaut  $\sim 75\%$  jusqu'à  $2,8 \mu\text{m}$  et chute à approximativement  $50\%$ , pour une longueur de verre traversée de 2 mm. L'indice linéaire du verre est de 2,3 conduisant à une réflexion de Fresnel de  $15\%$  sur chacune

des faces, que l'on doit retrancher pour obtenir les pertes par absorption dans le matériau. Dans ce cas, l'atténuation mesurée dans le proche IR (10 dB/m) correspond à 99,5 % en transmission sur un échantillon de 2 mm. Cette valeur est dans l'erreur de mesure de la transmission ( $\pm 1\%$ ) et la concordance entre les pertes mesurées et la transmission est supposée bonne. J'ai donc supposé un niveau constant de pertes de 10 dB/m pour  $0,5 \mu\text{m} < \lambda < 2,8 \mu\text{m}$ , plage pour laquelle la transmission est constante et égale à  $\sim 100\%$ . Au-delà de  $2,8 \mu\text{m}$ , 75 % en transmission, soit 1,2 dB de pertes sur un échantillon de 2 mm, correspondent à des pertes de l'ordre de 600 dB/m. Ces deux valeurs (10 et 600 dB/m) ont été utilisées dans la suite (voir figure 3.24).

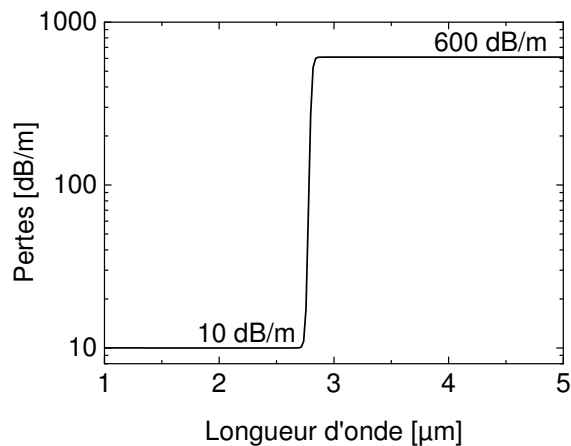


FIGURE 3.24 – Pertes implémentées dans le programme de résolution de l'équation nonlinéaire de Schrödinger.

La figure 3.25 montre l'évolution des spectres calculés et mesurés pour une longueur d'onde de pompe de 1592 nm. On constate dans ce cas (courbe gris clair) que le SC obtenu par modélisations s'étend jusqu'à  $5 \mu\text{m}$  (à -30 dB du niveau moyen dans le proche IR). Les résultats numériques ne correspondent donc pas aux résultats expérimentaux. J'ai donc décidé d'augmenter artificiellement ce niveau dans le moyen IR, à des niveaux considérables : 1000 à 50000 dB/m. Les résultats numériques sont aussi reportés sur la figure 3.25.

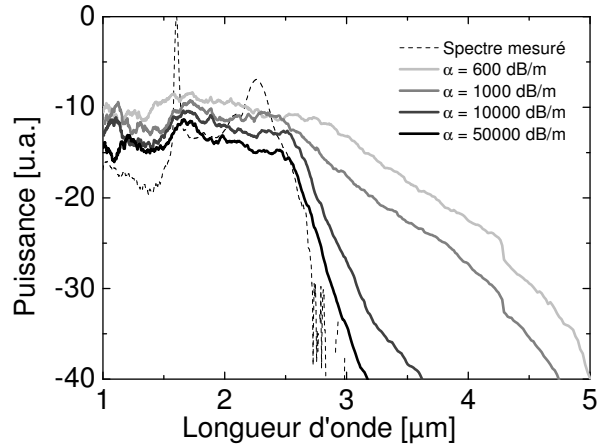


FIGURE 3.25 – Spectre mesuré à l'aide du laser erbium (trait en pointillés fins) et spectres modélisés pour différents niveaux de perte dans le moyen IR. Les paramètres de modélisation sont les suivants :  $L = 8$  cm,  $\lambda_p = 1592$  nm,  $\tau = 500$  fs,  $f_{\text{rep}} = 200$  kHz et  $P_0 = 2$  mW.

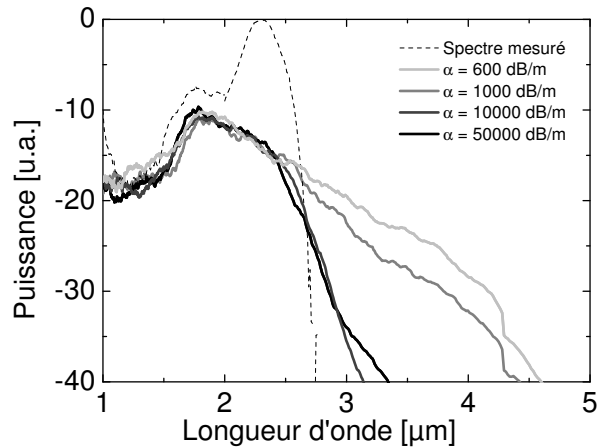


FIGURE 3.26 – Spectres mesurés à l'aide de l'OPA (trait en pointillés fins) et modélisés pour différents niveaux de perte dans le moyen IR. Les paramètres de modélisation sont les suivants :  $L = 2$  cm,  $\lambda_p = 1750$  nm,  $\tau = 1$  ps,  $f_{\text{rep}} = 200$  kHz et  $P_0 = 2$  mW.

Une valeur de pertes de 50000 dB/m est nécessaire afin d'obtenir un accord satisfaisant. Il est évident que cette valeur ne correspond pas à une réalité physique. Une augmentation de cette valeur dans la modélisation conduira sûrement à un bon accord entre modélisations et expériences mais il est clair que cette valeur ne peut être celle des pertes réelles de la PCF au-delà de 2,8  $\mu\text{m}$ . De ce fait, une autre hypothèse a retenu mon attention concernant cet arrêt de la génération du SC à la longueur d'onde de 2,8  $\mu\text{m}$ .

L'évolution de la courbe de dispersion d'un matériau est étroitement liée à l'évolution de l'atténuation de celui-ci par les relations de Kramers-Krönig. Ces relations lient la partie imaginaire de la constante de propagation avec sa partie réelle (les pertes). Pour illustrer ces relations, on peut citer l'exemple de l'évolution de la courbe de dispersion chromatique du mode fondamental dans une fibre à bande interdite photonique à une dimension (autrement appelée fibre de Bragg). Ces fibres sont composées d'un cœur central entouré d'anneaux concentriques d'indice de réfraction périodique. Si l'on déplie cette structure, on obtient un miroir de Bragg d'où leur nom. La gaine périodique est anti-résonnante sur une bande de longueurs d'onde permettant le guidage dans le cœur de la fibre. La figure 3.27(a) présente l'évolution des pertes d'une fibre de Bragg dont la longueur d'onde centrale de la bande de transmission se situe à  $\lambda = 900$  nm. La figure 3.27(b) présente l'évolution de la dispersion chromatique du mode fondamental mesurée. Si l'on se place au bord de la bande de transmission ( $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$ ), les pertes augmentent drastiquement  $\sim 10$  dB/m (contre 0,02 dB/m à 900 nm) et s'accompagnent d'une forte valeur de  $D_c(\lambda) \sim 150$  ps.nm<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup>. Il est envisageable de penser que cette valeur de dispersion continue d'augmenter à plusieurs centaines de ps.nm<sup>-1</sup>.km<sup>-1</sup> si l'on s'éloigne encore du centre de la bande.

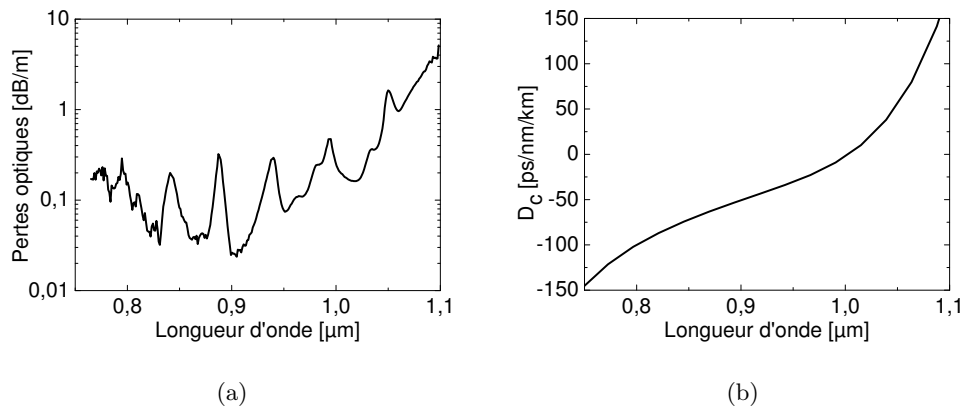


FIGURE 3.27 – (a) Évolution de la courbe de transmission de la fibre de Bragg considérée (b) Évolution mesurée de la dispersion chromatique du mode fondamental.

Si l'on se place dans le cas de la PCF en verre PBG08, l'atténuation présente un

pic à  $2,8 \mu\text{m}$  du fait de la présence d'une bande d'absorption par les groupements hydroxyles O–H (voir figure 3.4). Si l'on tente d'appliquer une évolution de la dispersion du matériau en adéquation avec l'atténuation mesurée, il faut attribuer une valeur de dispersion élevée à la longueur d'onde de  $2,8 \mu\text{m}$ . Cette dispersion n'est pas prise en compte via les coefficients de Sellmeier données en (3.3). Je n'ai pas effectué la transformée de Kramers-Krönig de la variation de l'atténuation mesurée mais j'ai modifié directement les coefficients de Sellmeier du verre PBG08 afin d'obtenir une courbe de dispersion du matériau fortement croissante pour  $\lambda = 2,8 \mu\text{m}$ . La figure 3.28 présente la nouvelle évolution de  $D_c(\lambda)$ . J'ai ensuite recalculé les valeurs de dispersion chromatique du mode fondamental en prenant en compte cette variation de dispersion supposée du matériau. La longueur d'onde de dispersion nulle se trouve toujours autour de  $1400 \text{ nm}$ . Un bon accord a été trouvé entre la dispersion chromatique mesurée et celle simulée à partir de la nouvelle dispersion du matériau.

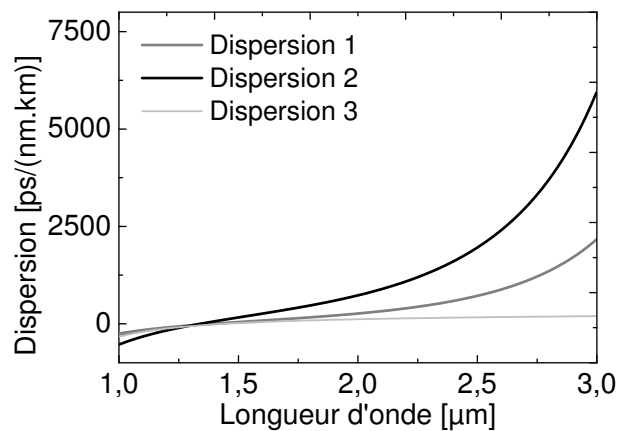


FIGURE 3.28 – Évolution de la dispersion chromatique modélisée à partir des coefficients de Sellmeier (trait gris clair). Évolutions de la dispersion chromatique modélisée et permettant de faire apparaître une forte dispersion chromatique dans le moyen IR (traits gris et noir).

Afin de déterminer l'influence de cette courbe de dispersion, j'ai donc modélisé la propagation nonlinéaire dans la fibre en verre PBG08 et comparé les résultats de modélisations et expérimentaux. Une longueur de fibre de  $2 \text{ cm}$  a été considérée. Les impulsions de pompe sont centrées à  $1592 \text{ nm}$  ou  $1750 \text{ nm}$  et possèdent une durée de  $600 \text{ fs}$  et  $1 \text{ ps}$  respectivement. La puissance moyenne est fixée à  $2 \text{ mW}$ . Le



niveau de pertes dans le moyen IR a été réinitialisé à 600 dB/m (voir figure 3.24).

Les résultats sont présentés en figure 3.29.

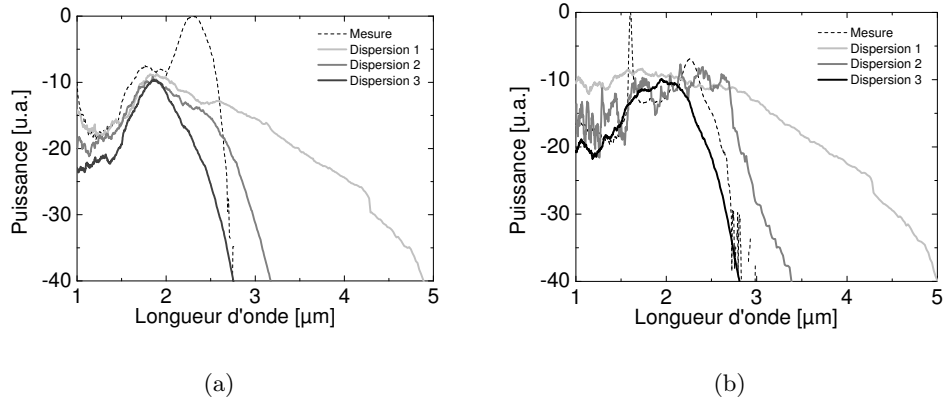


FIGURE 3.29 – (a) Modélisation des spectres générés dans la fibre PBG08 ( $L = 2$  cm) pour une impulsion de pompe centrée à 1750 nm, de durée 1 ps et de puissance moyenne 2 mW. Le spectre expérimental est reporté en trait pointillé. Dispersion 1 : modélisation nonlinéaire réalisée en prenant en compte la courbe de dispersion initialement présentée. Dispersion 2, 3 : modélisation nonlinéaire réalisée à l'aide des courbes de dispersion tracée en figure 3.28. (b) idem avec  $\lambda_p = 1592$  nm et  $\tau = 600$  fs.

La figure 3.29 montre clairement que l'influence de la courbe de dispersion est grande sur la largeur du SC généré. La modélisation incluant l'ancienne courbe de dispersion combinée à des pertes dans le moyen IR de 600 dB/m est reportée en gris clair sur la figure pour comparaison. Par exemple, dans le cas du pompage à 1592 nm, la limite haute du spectre modélisé vaut  $5 \mu\text{m}$  à -30 dB sous le niveau moyen dans le proche IR. En considérant les deux autres courbes de dispersion (n°2 courbe grise et n°3 courbe noire), la limite haute vaut  $3,4 \mu\text{m}$  et  $2,7 \mu\text{m}$  respectivement. En incluant la nouvelle courbe de dispersion, la largeur spectrale modélisée se rapproche fortement de la valeur mesurée. Il est possible de faire le même constat dans le cas du pompage à 1750 nm.

Ces dernières modélisations montrent qu'au-delà de l'atténuation, la forte variation de la dispersion chromatique au voisinage du pic d'absorption par les groupements hydroxyles O–H entraîne un arrêt de l'auto-décalage Raman des solitons. Une étude numérique systématique sera effectuée en changeant la courbe de dispersion, notamment en faisant varier la pente de dispersion chromatique au voisinage

de l'absorption O–H.

### 3.3 Conclusion

Ce chapitre était dédié à la génération de SC dans le moyen IR dans une fibre optique microstructurée en verre d'oxydes de plomb, bismuth, gallium, cadmium et silice. Les diverses caractérisations linéaires du matériau et de la fibre ont montré une bonne transmission du matériau dans le moyen IR jusqu'à  $\lambda = 2,8 \mu\text{m}$ . La longueur d'onde d'annulation de la dispersion du matériau se situe à  $\lambda = 2,1 \mu\text{m}$ . Grâce à la microstructure entourant le cœur de la fibre, la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique du mode fondamental a été abaissée à  $\lambda = 1,43 \mu\text{m}$  autorisant le pompage de la fibre en régime de dispersion anormale aux longueurs d'onde proche IR. Le pompage de la fibre en régime d'impulsions sub-picosecondes a été étudié. Dans un premier temps, un laser émettant des impulsions centrées à  $\lambda = 1,592 \mu\text{m}$  a permis de démontrer la génération de SC jusqu'à  $\lambda = 2,8 \mu\text{m}$ , et de puissance moyenne 4 mW dans un tronçon de fibre de longueur 8 cm.

Présentée dans une deuxième partie de ce chapitre mais menée quasiment en parallèle, la mise en place d'un OPA à haute cadence permettant de faire varier la longueur d'onde de pompe a été réalisée. La longueur d'onde d'émission de l'OPA a été réglée dans un premier temps à 1430 nm, longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique du mode fondamental. Dans cette configuration, le SC généré ne s'étend pas sur la gamme de transparence du verre. Finalement, la longueur d'onde de pompe a été réglée à  $\lambda = 1,75 \mu\text{m}$ . Le spectre obtenu s'étend du proche IR à  $2,8 \mu\text{m}$ . La puissance moyenne disponible sur les différents spectres générés est de l'ordre de 4 mW. Dans le but d'étendre la couverture spectrale du SC généré dans la PCF, j'ai réduit la longueur de fibre utilisée afin de limiter les pertes au-delà de  $2,8 \mu\text{m}$ . Malgré des longueurs de fibre de l'ordre du centimètre, le SC généré ne s'étend pas au-delà de  $2,8 \mu\text{m}$  en raison de la forte absorption des groupements hydroxyles O–H.

Des modélisations numériques prenant en compte un grand nombre de paramètres

expérimentaux ont été menées et confrontées aux résultats expérimentaux. Par exemple, les évolutions des pertes de la fibre en fonction de la longueur d'onde, de la dispersion chromatique ou encore de l'aire effective du mode fondamental ont été prises en compte. Dans un premier temps, les modélisations numériques se sont appuyées sur une courbe de dispersion calculée par la méthode des éléments finis à partir de la structure réelle de la fibre et de l'équation de Sellmeier du verre PBG08. Un accord satisfaisant entre les spectres mesurés et les spectres modélisés nécessite l'ajout de pertes artificielles dans les modélisations d'un niveau proche de  $5 \times 10^4$  dB/m dans le moyen IR. Cette valeur ne correspond pas à une réalité physique. Les relations de Kramers-Krönig permettent de relier l'évolution de la constante de propagation avec les pertes. Afin de modéliser l'influence de l'absorption O-H, j'ai modifié la courbe de dispersion afin de faire apparaître une forte dispersion autour de  $2,8 \mu\text{m}$ . Cette nouvelle évolution de la constante de propagation  $\beta$  a été implémentée dans le programme de résolution de l'équation nonlinéaire de Schrödinger. Les différentes conditions expérimentales ont été prises en compte (y compris un niveau de pertes au-delà de  $2,8 \mu\text{m}$  de 600 dB/m correspondant à la mesure effectuée de la transmission du verre). Un accord beaucoup plus satisfaisant est obtenu avec l'utilisation d'une courbe de dispersion faisant apparaître une forte valeur de dispersion autour de  $2,8 \mu\text{m}$ . Cette forte augmentation de la dispersion a pour effet le blocage des solitons à l'origine de la génération de SC et donc l'arrêt de la génération du SC à  $\lambda = 2,8 \mu\text{m}$ .

L'extension du SC généré à partir d'une fibre en verre PBG08 passe donc, d'après l'ensemble des résultats obtenus, par une meilleure purification du verre afin de limiter la présence de groupements hydroxyles O-H dans la matrice vitreuse.



# Génération de supercontinuum infrarouge dans une fibre à saut d'indice en verre fluoré

---

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Propriétés optogéométriques de la fibre utilisée . . . . .</b>	<b>79</b>
<b>4.2</b>	<b>Génération de supercontinuum moyen infrarouge en régime femtoseconde . . . . .</b>	<b>81</b>
4.2.1	Pompage par un laser à fibre émettant à $1.6 \mu\text{m}$ . . . . .	81
4.2.2	Pompage par un laser à fibre émettant à $1,55 \mu\text{m}$ . . . . .	87
<b>4.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>89</b>

---

Ce chapitre porte sur la génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge par effets solitoniques dans une fibre à saut d'indice en verre fluoré. Un de ces verres, issu de la recherche dans le domaine des télécommunications dans les années 1980 (CNET, France et BT Royaume-Uni), de composition  $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$  est appelé ZBLAN [81]. Il présente de très bonnes propriétés de transparence dans le domaine moyen infrarouge comme en atteste la figure 4.1 issue de [82]. Le verre présente une atténuation minimale à  $\lambda = 2,5 \mu\text{m}$  comprise entre 1 dB/km et 100 dB/km. Ce type de verre présente un indice nonlinéaire relativement faible (proche de celui de la silice). La génération efficace de SC dans le moyen infrarouge basée sur ce type de fibre nécessite donc une grande longueur de fibre et/ou l'utilisation de sources de pompe présentant une très forte puissance crête. De plus la dispersion du matériau, et donc la dispersion chromatique des fibres à saut d'indice s'annule à  $\lambda_0 \geq 1,63 \mu\text{m}$  [83]. La fabrication de PCF en verre de ZBLAN a été tentée. Pour l'instant, seules des fibres présentant une grande aire modale ont été développées en 2008 [84]. Leur architecture ne permet pas de diminuer la longueur d'onde de dispersion nulle jusqu'aux longueurs d'onde d'émission de sources

conventionnelles à fibres optiques dopées ( $1\ \mu\text{m}$  et  $1,55\ \mu\text{m}$ ).

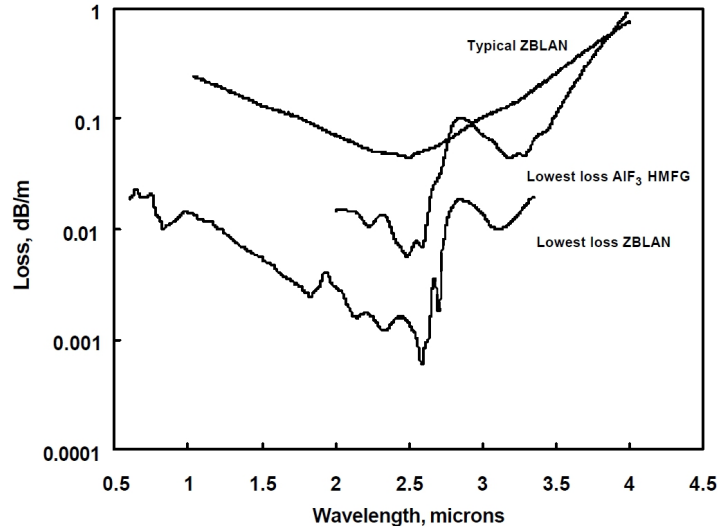


FIGURE 4.1 – Pertes infrarouges du verre ZBLAN

Les méthodes présentées dans le chapitre 2 pour la génération de SC dans le moyen IR à l'aide de fibres en verre de ZBLAN utilisent des sources de pompe à  $1,55\ \mu\text{m}$ , c'est-à-dire en régime de dispersion normale. Elles nécessitent un tronçon de fibre en silice, utilisé en régime de dispersion anormale, permettant de générer des impulsions ultrabrèves de forte puissance crête sur l'enveloppe de la pompe par instabilité modulationnelle. Ces sous-impulsions décalées spectralement sont ensuite injectées dans la fibre en ZBLAN et conduisent à la génération de SC par effets solitoniques. Dans ce chapitre, j'ai envisagé une solution simple de mise en œuvre conduisant à des performances similaires aux technologies présentées en [20, 67, 68].

Dans une première section, les diverses propriétés linéaires de la fibre utilisée pour la génération de SC moyen IR seront présentées. Ensuite, le laser à fibre émettant des impulsions sub-picosecondes, utilisé dans la partie précédente, sera de nouveau utilisé comme source de pompe pour la génération de SC dans le domaine moyen IR. Les résultats expérimentaux seront confrontés aux résultats de modélisations nonlinéaires. Enfin, dans le but du développement d'une source SC compacte et bas coût émettant dans le moyen IR, une étude numérique sera menée afin d'évaluer si un pompage à 1550 nm permet d'obtenir des résultats satisfaisants.

## 4.1 Propriétés optogéométriques de la fibre utilisée

La fibre utilisée pour la génération de spectre large bande est une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN. Les fibres en verre de ZBLAN présentent un minimum de pertes à  $\lambda = 2,5 \mu\text{m}$  (voir figure 4.2(<http://www.sedi-fibres.com>)).

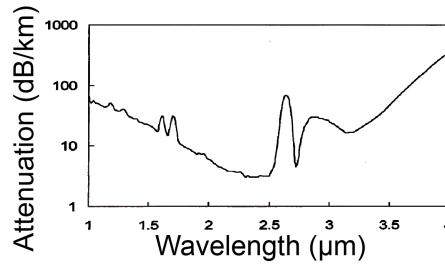


FIGURE 4.2 – Pertes mesurées d'une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN présentant une longueur d'onde de coupure du second mode de  $2,75 \mu\text{m}$ .

La fibre utilisée dans les expérimentations présentées dans ce chapitre est une fibre disponible commercialement. Il s'agit d'une fibre à saut d'indice de diamètre de cœur  $10 \mu\text{m}$  et d'ouverture numérique 0,2. La longueur d'onde de coupure du mode  $\text{LP}_{11}$  est localisée à  $\lambda_{c,11} = 2,75 \mu\text{m}$ . Il est communément admis que, dans une fibre à saut d'indice, le mode fondamental devient très sensible aux perturbations (macro- et micro-courbures, notamment) pour des longueurs d'ondes supérieures à  $2\lambda_{c,11}$ . Cette fibre a été choisie car elle représente un bon compromis entre unimodalité transverse dans le moyen IR et sensibilité aux courbures.

L'évolution de l'indice de réfraction linéaire est de la forme suivante [85] :

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1^2} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2^2}} \quad (4.1)$$

avec

$B_1$	1,22514	$C_1$	0,08969
$B_2$	1,52898	$C_2$	21,3825

TABLE 4.1 – Coefficients de Sellmeier du verre ZBLAN.

L'évolution de  $D(\lambda)$  est présentée en figure 4.3. L'évolution de la constante de propagation  $\beta$  a été calculée à partir des relations données dans [86].

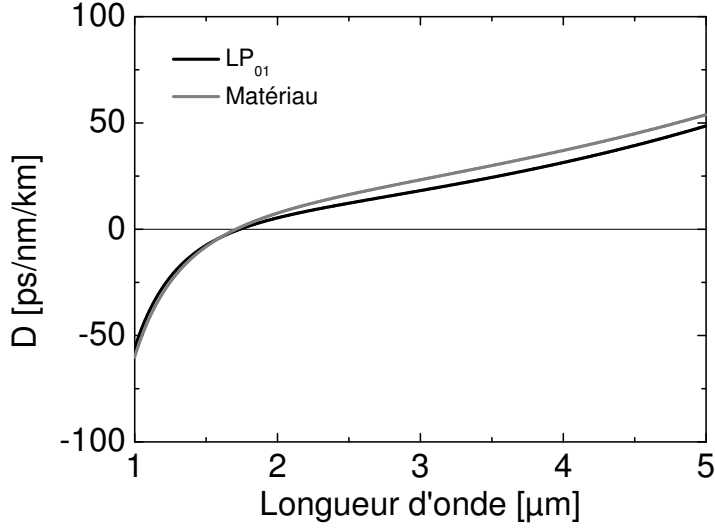


FIGURE 4.3 – Évolution de  $D$  en fonction de la longueur d'onde (trait gris : matériau, trait noir : mode fondamental)

Le verre de ZBLAN présente une longueur d'onde de dispersion nulle située à  $1,63 \mu\text{m}$  [83]. Le diamètre de cœur de la fibre étant assez élevé, la dispersion induite par le guide est faible devant la dispersion intrinsèque du matériau. La variation de l'aire effective du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde est un paramètre important dont il faut tenir compte lors de la modélisation de la génération de supercontinuum, notamment dans le moyen IR où cette variation est très prononcée et peut entraîner une limitation de la bande spectrale générée par effets nonlinéaires [87, 88]. La variation d'aire effective a été modélisée par la relation suivante issue de [86] :

$$w(V) = a \left( \frac{A}{V^{\frac{2}{g+2}}} + \frac{B}{V^{1,5}} + \frac{C}{V^6} \right); \quad (4.2)$$

avec

$$A = \sqrt{0,4 \left( 1 + 4 \frac{2}{g^{5/6}} \right)}$$

$$B = e^{\frac{0,298}{g}} - 1 + 1,478(1 - e^{-0,077g})$$



$$C = 3,76 + e^{4,19/g^{0,418}}$$

où  $a$  représente le rayon du cœur,  $g$  une constante fonction de la distribution radiale d'indice de réfraction ( $g \rightarrow +\infty$  pour une fibre à saut d'indice) et  $V$  la fréquence spatiale normalisée.

La courbe en figure 4.4 présente cette évolution. L'augmentation de l'aire effective avec la longueur d'onde se fait de manière exponentielle. Dans le visible et le proche IR, l'aire effective du mode fondamental est inférieure à  $60 \mu\text{m}^2$ . Dans le moyen IR, à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  par exemple, elle vaut  $200 \mu\text{m}^2$ .

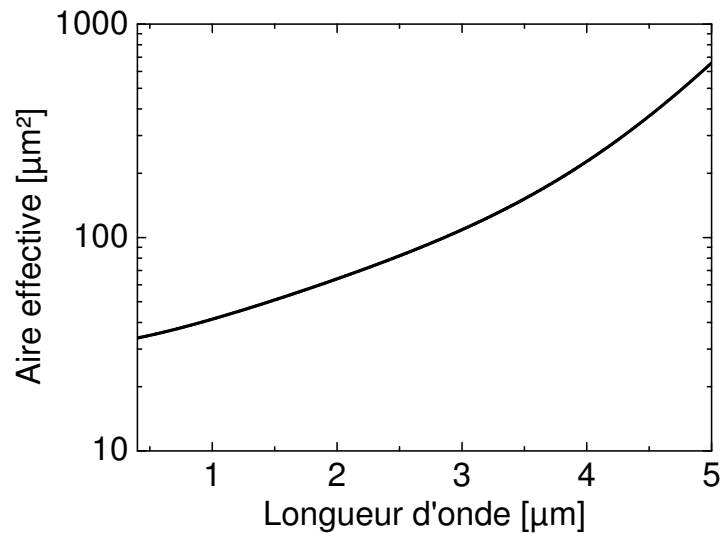


FIGURE 4.4 – Évolution de l'aire effective du mode fondamental.

## 4.2 Génération de supercontinuum moyen infrarouge en régime femtoseconde

### 4.2.1 Pompage par un laser à fibre émettant à $1.6 \mu\text{m}$

La longueur d'onde d'annulation de la dispersion vaut  $1630 \text{ nm}$ . Les travaux réalisés sur la génération de SC dans des fibres en verre de ZBLAN (exposés dans le chapitre 2) sont basés sur la génération de sous-impulsions ultracourtes et de puissance crête élevée sur l'enveloppe temporelle des impulsions de pompe ( $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ )

par instabilités de modulation dans une fibre à saut d'indice en silice. Ces sous-impulsions sont injectées dans le cœur de la fibre en verre de ZBLAN pour la génération de SC dans le moyen IR [20, 67, 68]. L'utilisation d'un tronçon de fibre à saut d'indice en silice rend le système sensible aux vibrations puisque les deux fibres sont mises en regard l'une de l'autre et non soudées. Il a toutefois été montré qu'une soudure présentant des pertes acceptables est possible [89]. Afin de s'affranchir de cette fibre, et donc pomper directement un tronçon de fibre ZBLAN, il est nécessaire d'avoir accès des impulsions très énergétiques ( $\sim \mu\text{J}$ ) et dont la longueur d'onde est proche de la longueur d'onde de dispersion nulle du mode fondamental. Le laser présenté dans le chapitre précédent représente un très bon candidat dans le sens où il donne accès à des impulsions centrées à 1592 nm, d'énergie de l'ordre de  $2 \mu\text{J}$  pour une durée de l'ordre de 600 fs. La figure 4.5 rappelle le dispositif expérimental. Sa longueur d'onde d'émission coïncide donc quasiment avec la longueur d'onde de dispersion nulle du verre ZBLAN. Le pompage est réalisé en régime de dispersion normale mais la proximité de la longueur d'onde d'annulation associée à l'élargissement spectral subi par automodulation de phase permet à une partie de l'énergie de pompe d'atteindre le régime de dispersion anormale à partir de quelques centimètres de propagation.

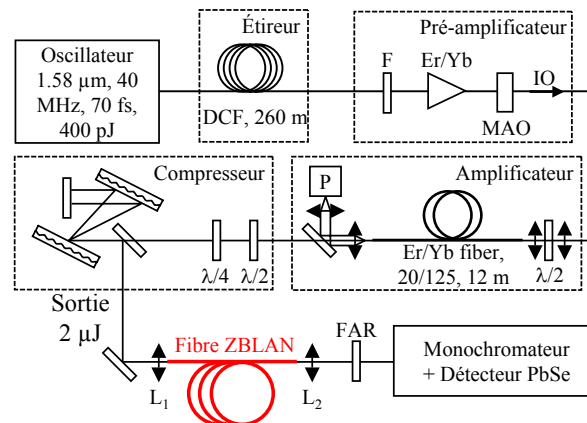


FIGURE 4.5 – Schéma expérimental du laser de pompe émettant des impulsions centrées à  $1,6 \mu\text{m}$  ( $f_{\text{rep}} = 200 \text{ kHz}$ ;  $\tau \sim 600 \text{ fs}$ ;  $\varepsilon \sim 2 \mu\text{J}$ ). DCF : fibre dispersive, F : filtre passe bande centré à  $1,6 \mu\text{m}$ , MAO : Modulateur acousto-optique, IO : isolateur optique,  $\lambda/2$  : lame demi-onde,  $\lambda/4$  : lame quart d'onde, P : diode de pompe, PBS : polariseur,  $L_1$  : lentille  $f = 8 \text{ mm}$ ,  $L_2$  : lentille en  $\text{CaF}_2$   $f = 25 \text{ mm}$ , FAR : filtre anti-repliement.

La fibre étant multimode à la longueur d'onde de pompe, il a été nécessaire de mesurer le profil d'intensité en champ proche en sortie de fibre au cours de l'injection de la pompe afin de s'assurer d'une injection sélective sur le mode fondamental. Pour cela, une caméra de type Pyrocam de la marque Spiricon a été utilisée. Cette caméra nous a été prêtée par Alphanov (centre technologique optique et laser du pôle de compétitivité Route des lasers, région Aquitaine). La figure 4.6 présente la répartition d'intensité en sortie de fibre pour l'ensemble du spectre (pompe à 1600 nm + SC généré) et pour les longueurs d'onde supérieures à 1,65  $\mu\text{m}$ .

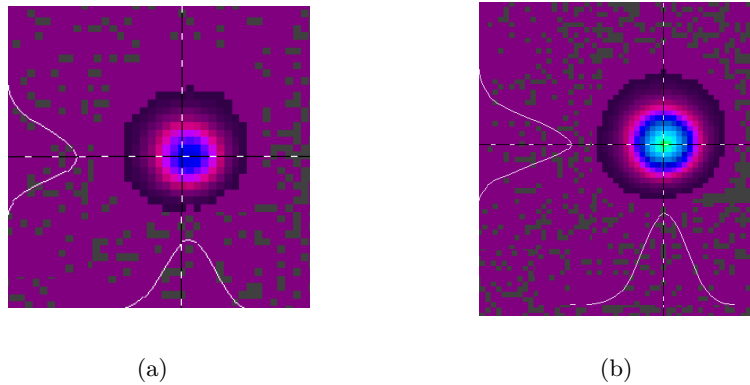


FIGURE 4.6 – (a) Mesure du profil d'intensité en champ proche en sortie de fibre pour l'ensemble du spectre (pompe à 1600 nm et SC généré). (b) Mesure du profil d'intensité en champ proche en sortie de fibre pour  $\lambda > 1,65 \mu\text{m}$ . La différence d'intensité mesurée entre les deux faisceaux est due à l'utilisation d'un filtre neutre optique pour la mesure réalisée sur l'ensemble du spectre.

La mesure de l'intensité en champ proche en sortie de fibre dans les deux cas prouve que, malgré le caractère multimode de la fibre à la longueur d'onde de pompe, le mode fondamental est excité sélectivement et les composantes spectrales générées le sont exclusivement sur celui-ci. La figure 4.7 présente le spectre obtenu en sortie de la fibre ZBLAN. En sortie de fibre, la puissance répartie sur l'ensemble du spectre est de 100 mW. La courte longueur de la fibre ( $L = 2 \text{ m}$ ) permet de considérer les pertes nulles. Le rapport d'injection est autour de 25 %. Cette valeur est faible compte-tenu du fait que nous travaillons avec un laser de pompe fibré et une fibre disposant d'un cœur à saut d'indice de diamètre 10  $\mu\text{m}$  mais s'explique, en partie, par une légère ellipticité du faisceau de pompe apparaissant dans le compresseur à réseaux en sortie du laser de pompe. Néanmoins, ce rapport d'injection doit pouvoir être augmenté

en travaillant sur la taille du faisceau en sortie du laser de pompe à l'aide d'un doublet de lentilles. L'ouverture numérique de la lentille d'injection dans la fibre ZBLAN doit correspondre à l'ouverture numérique de la fibre. Cette condition fixe la lentille à utiliser pour l'injection du rayonnement de pompe. Ensuite, le rayon de champ de mode à la longueur d'onde de pompe au point de focalisation doit correspondre à celui de la fibre. Pour obtenir cette condition, il n'est pas possible de modifier la lentille d'injection puisque elle est fixée par l'ouverture numérique. Il faut donc adapter le rayon de champ de mode du rayonnement de pompe à l'aide d'un doublet afocal. Pour ce faire, il aurait fallu mesurer celui-ci, calculer le doublet de lentilles nécessaire et le mettre en place. Par manque de temps et du matériel nécessaire (beam profiler), cet ajustement n'a pu être réalisé. Je pense en outre, que l'augmentation du rapport d'injection aurait conduit également à une augmentation de seuil de dommage de la face d'entrée. Dans les conditions expérimentales, le seuil de dommage a été atteint pour une puissance moyenne de pompe supérieure à 400 mW conduisant à une valeur  $\sim 4 \text{ J/cm}^2$ .

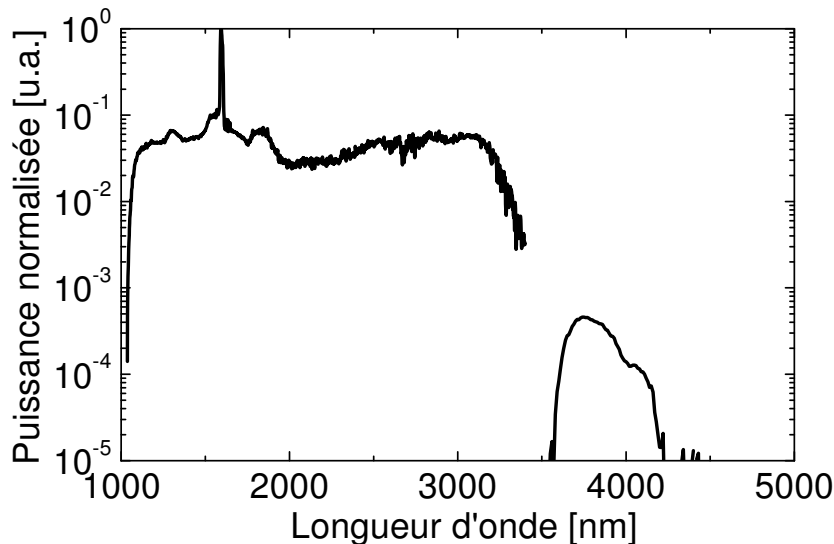


FIGURE 4.7 – SC généré dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN ( $L \sim 2 \text{ m}$ ). Ce spectre est obtenu pour :  $\tau = 500 \text{ fs}$ ,  $f_{\text{rep}} = 200 \text{ kHz}$ ,  $\varepsilon = 2 \mu\text{J}$ . La puissance moyenne répartie sur l'ensemble du spectre est de 100 mW.

Le SC généré s'étend du visible (non mesuré mais observé) au moyen IR. Le spectre

est régulier jusqu'à la longueur d'onde de  $3,2 \mu\text{m}$ . Au-delà de cette longueur d'onde, la puissance chute. Toutefois, nous avons détecté un signal jusqu'à  $\lambda = 4,2 \mu\text{m}$  (limite de détection du banc de mesure correspondant à un niveau de 60 dB sous la pompe résiduelle et 45 dB sous le SC généré dans le proche IR). Une mesure correcte, sans perturbations liées aux ordres supérieurs de diffraction des réseaux du monochromateur a été rendue possible par l'utilisation de trois filtres passe haut à semiconducteur ( $\lambda_c = 1,065 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_c = 1,65 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_c = 3,6 \mu\text{m}$ ). De cette façon, une mesure sans alias est réalisée de  $1,065 \mu\text{m}$  à  $3,3 \mu\text{m}$  et de  $3,6 \mu\text{m}$  à  $5 \mu\text{m}$ . Le spectre n'a donc pas été mesuré entre  $3,3 \mu\text{m}$  et  $3,6 \mu\text{m}$  car aucun filtre permettant de couper l'ordre 2 du réseau de diffraction n'était disponible au moment de la mesure. Tout comme dans le chapitre précédent, la propagation nonlinéaire des impulsions de pompe a été modélisée. Le tableau suivant reprend les paramètres pris en compte.

Paramètre	Valeur
Longueur de fibre	2 m
$n_2$	$2,11 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [90]
Pertes	Voir figure 4.8
Décalage Raman	$600 \text{ cm}^{-1}$ [91]
Fraction Raman	0,18 (valeur dans la silice)
Longueur d'onde de pompe	1592 nm
Cadence de répétition	200 kHz
Puissance moyenne	$\leq 100 \text{ mW}$
Durée d'impulsion	$\leq 600 \text{ fs}$

TABLE 4.2 – Paramètres pris en compte lors de la simulation de la propagation des impulsions de pompe dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN.

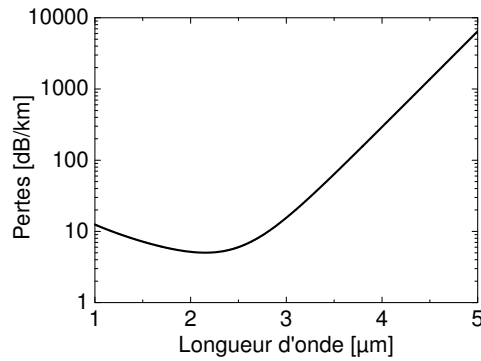


FIGURE 4.8 – Évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde implémentée dans le programme de résolution de NLSE.

La longueur de fibre est prise comme étant égale à 2 m pour pouvoir effectuer une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. Le spectre modélisé (trait gris) après 2 mètres de fibre est en très bon accord avec le spectre mesuré. La figure 4.10 présente l'évolution longitudinale du SC généré dans la fibre en verre de ZBLAN pour deux longueurs de fibre différentes (2 m et 20 cm).

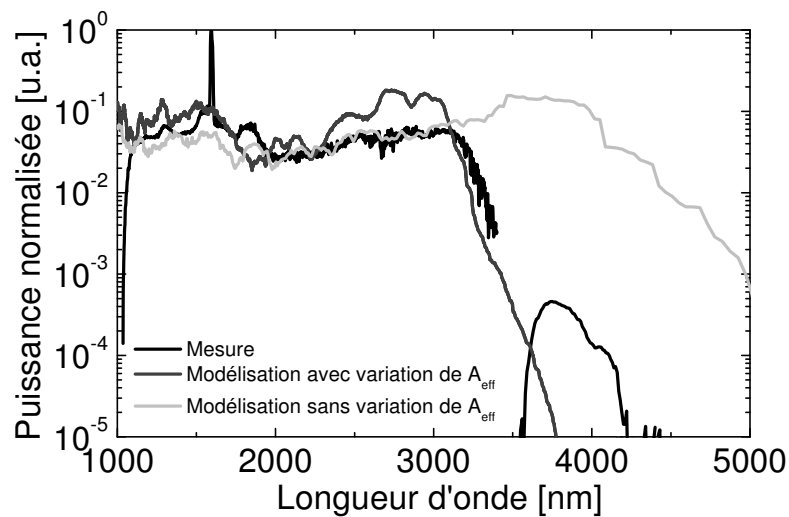


FIGURE 4.9 – SC généré dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN (trait noir). Modélisation nonlinéaire (trait gris foncé) considérant les conditions expérimentales précédemment exposées. Spectre calculé considérant une aire effective du mode fondamental constante et valant  $80 \mu\text{m}^2$  (trait gris clair).

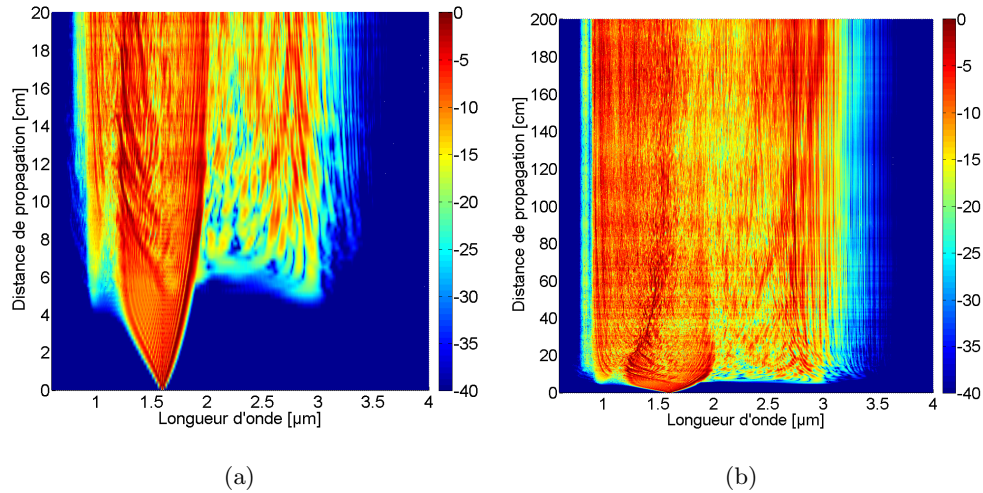


FIGURE 4.10 – Modélisation de l'évolution longitudinale de la génération de SC dans la fibre ZBLAN pour (a)  $L = 20$  cm et (b)  $L = 2$  m.

La comparaison sur la figure 4.9 entre les spectres modélisés prenant en compte (trait gris foncé) ou ne prenant pas en compte (trait gris clair) la variation de l'aire effective du mode fondamental montre que l'influence de celle-ci est grande sur la génération du SC dans le moyen IR. L'élargissement spectral est stoppé du fait de l'aire effective devenue trop grande pour permettre l'auto-décalage Raman. La figure 4.10 présente l'évolution longitudinale du spectre pour  $L = 20$  cm et  $L = 2$  m. Le spectre du rayonnement de pompe est d'abord élargi par automodulation de phase, puis lorsque de l'énergie arrive à la longueur d'onde de dispersion nulle, par effets solitoniques. A l'aide de cette dernière figure, il est évident que la largeur spectrale est obtenue après quelques centimètres de propagation (20 cm).

#### 4.2.2 Pompage par un laser à fibre émettant à 1,55 μm

Le dispositif expérimental présenté dans la partie précédente fait état d'un pompage à 1592 nm. Le développement d'un laser émettant à 1,6 μm apporte de nombreux désavantages dus à l'architecture même du laser de pompe. En effet, la faible valeur du gain de l'erbium à cette longueur d'onde nécessite deux étages de préamplification et un étage d'amplification.

Une voie intéressante serait l'utilisation d'une architecture laser « simplifiée » dans le but de réduire le coût ainsi que l'encombrement du dispositif. Pour cela, il est nécessaire d'amplifier à des longueurs d'ondes plus basses ( $\sim 1,55 \mu\text{m}$ ) [92]. Cette partie présente les modélisations numériques de la génération de SC moyen IR dans le cadre d'un pompage à  $1,55 \mu\text{m}$  dans une fibre en verre de ZBLAN.

Dans un premier temps, pour comparer avec un pompage à  $1,6 \mu\text{m}$ , j'ai choisi de modéliser la propagation d'impulsions de durée  $\tau = 600 \text{ fs}$  et d'énergie  $\varepsilon = 0,5 \mu\text{J}$  ( $P = 100 \text{ mW}$ ), conditions correspondant à l'expérience. La figure suivante présente les résultats obtenus.

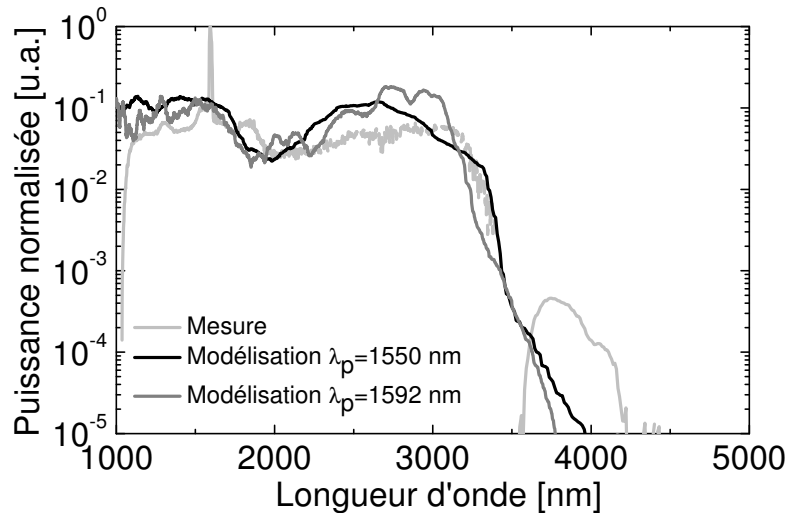


FIGURE 4.11 – Trait noir : spectre modélisé pour  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ . Trait gris foncé : spectre modélisé pour  $\lambda_p = 1592 \text{ nm}$ . Trait gris : SC généré dans la fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN ( $L \sim 2 \text{ m}$ ) pompée à  $\lambda_p = 1,6 \mu\text{m}$ .

La figure 4.11 montre clairement que le pompage à  $1550 \text{ nm}$  est de la même efficacité que le pompage à  $1592 \text{ nm}$ . Le spectre du rayonnement de pompe s'élargit par automodulation de phase et, une fois que de l'énergie dépasse la longueur d'onde de dispersion nulle, des solitons se forment, donnant naissance au SC. La longueur de fibre nécessaire pour l'obtention de la plus grande largeur spectrale est toujours de l'ordre de  $20\text{-}30 \text{ cm}$ . Cette faible longueur de fibre nécessaire, tout comme dans le cas du pompage à  $1,6 \mu\text{m}$ , est due à la forte puissance crête des impulsions de pompe.



Plusieurs modélisations ont été menées en faisant varier la puissance de pompe. Les caractéristiques temporelles (durée et cadence de répétition) du rayonnement de pompe ont été préservées. L'énergie par impulsion a été ajustée via une modification de la puissance moyenne. La figure 4.12 présente les résultats obtenus pour différentes puissance moyennes du rayonnement de pompe ( $P_0 = 50, 100$  et  $150$  mW).

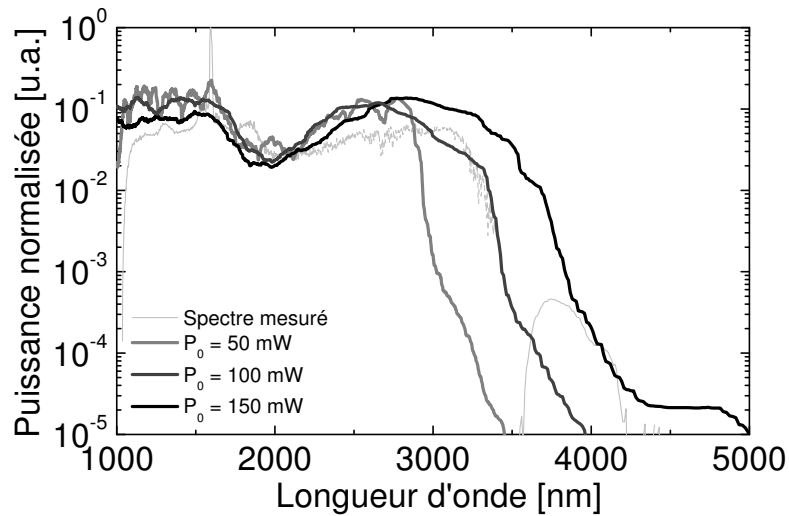


FIGURE 4.12 – Spectres modélisés pour différentes valeurs de  $P_0$  pour  $L = 2$  m,  $\tau = 600$  fs et  $f_{\text{rep}} = 200$  kHz. Est reporté en trait gris clair le spectre obtenu expérimentalement par pompage à  $1,6 \mu\text{m}$ .

Une augmentation de la puissance de pompe entraîne une augmentation directe de la largeur de spectre généré. Pour une puissance moyenne de pompe de  $25$  mW ( $\varepsilon = 125$  nJ) le spectre s'étend jusqu'à  $2,75 \mu\text{m}$  ( $-30$  dB sous le niveau dans le proche IR) tandis que pour des puissances de  $100$  mW et  $150$  mW, le spectre s'étend jusqu'à  $\lambda = 3,7 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  respectivement.

### 4.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre, j'ai démontré la génération de SC présentant une forte puissance moyenne dans une fibre à saut d'indice, à grande aire modale, en verre de ZBLAN. La fibre utilisée est une fibre disponible commercialement présentant

un cœur de diamètre  $10\ \mu\text{m}$  et d'ouverture numérique 0,2. La longueur d'onde de dispersion nulle du matériau est localisée à 1630 nm. Dans le proche IR, cette fibre présente une aire effective inférieure à  $60\ \mu\text{m}^2$ .

La génération de SC dans le moyen IR a été démontrée au moyen d'un laser à fibre émettant des impulsions femtosecondes centrée à 1600 nm. Un spectre large bande s'étendant du visible à  $4\ \mu\text{m}$  avec une puissance moyenne répartie sur l'ensemble du spectre de 100 mW a été généré. La longueur d'onde de pompe se situe en régime de dispersion légèrement normale. Le spectre s'élargit par automodulation de phase puis lorsque de l'énergie atteint la longueur d'onde d'annulation de la dispersion, un SC par effets solitoniques est généré. L'originalité de ce travail, si on le compare avec ce qui a déjà été fait dans une fibre en verre de ZBLAN, réside dans l'aspect « pompage forte puissance moyenne et forte énergie » de la fibre autorisant le pompage direct de la fibre, les autres travaux faisant état de l'utilisation d'un tronçon de fibre en silice avant la fibre ZBLAN.

Des modélisations numériques de la propagation nonlinéaire prenant en compte les évolutions des pertes, de la dispersion et de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde ont été menées. Les différentes conditions d'expérimentation ont également été prises en compte. Les résultats de modélisation sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Ils ont permis de mettre en évidence qu'il n'est pas nécessaire de travailler avec des tronçons de fibre de longueur  $\sim 2\ \text{m}$ , étant donné la très forte puissance crête disponible à la longueur d'onde de pompe dans le cas du pompage à 1600 nm. Des longueurs de fibre de l'ordre de la dizaine de centimètres semblent permettre de générer un spectre maximal. Les diverses modélisations numériques ont également permis de mettre en évidence le facteur limitant l'extension du SC dans le moyen IR. Il s'agit de l'augmentation drastique de l'aire effective du mode fondamental dans ce domaine de longueur d'onde ( $\lambda = 1,6\ \mu\text{m} : A_{\text{eff}} = 70\ \mu\text{m}^2$ ,  $\lambda = 4\ \mu\text{m} : A_{\text{eff}} = 500\ \mu\text{m}^2$ ). Cette augmentation de l'aire effective limite les effets nonlinéaires conduisant à l'arrêt de l'auto-décalage Raman. La limite inhérente à la structure de la fibre utilisée a été mesurée et calculée à  $\lambda \sim 4\ \mu\text{m}$  à 40 dB sous le niveau de la pompe résiduelle. Une série de modélisations numériques a permis de mettre en avant l'efficacité d'un pompage à  $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$ . Celles-ci font suite à

---

l'octroi (conditionné par une étude d'antériorité) d'un financement par OSÉO d'un projet Détection Innovation Laboratoire. Le but du projet est la génération de SC moyen IR réalisé à partir d'un « pompage forte puissance moyenne et forte énergie » à 1550 nm au lieu de 1592 nm. Le pompage à 1550 nm est nécessaire dans le but de rendre l'architecture du laser de pompe moins complexe à mettre en œuvre et donc moins onéreuse. Il s'avère, d'un point de vue numérique, que le pompage à 1550 nm est de la même efficacité que celui à 1600 nm en dépit de l'éloignement entre la longueur d'onde de pompe et celle d'annulation de la dispersion chromatique. Le développement expérimental et la stabilisation d'un tel dispositif est le but des prochains mois que je vais passer au laboratoire.



# Conclusion générale

---

L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit porte sur la génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge par effets nonlinéaires d'ordre 3 dans les fibres optiques.

Un premier chapitre a été consacré au rappel des notions fondamentales de propagation guidée et d'effets nonlinéaires dont la connaissance est nécessaire pour comprendre la génération de supercontinuum par effets solitoniques. Ce chapitre s'est appuyé sur diverses modélisations nonlinéaires permettant de montrer les différentes étapes de la génération de spectres large bande. Les différentes limitations de l'extension du supercontinuum ont été identifiées et présentées. Ces limitations peuvent être dues à de fortes pertes, une évolution de la dispersion chromatique non adaptée ou encore une augmentation trop importante de l'aire effective du mode fondamental supportant la génération. Les principaux résultats de génération de SC dans le domaine moyen IR ont également été présentés.

Dans une seconde partie, la génération de supercontinuum dans une fibre optique microstructurée en verre d'oxydes de métaux lourds a été étudiée. Ce verre présente une bonne transparence dans le moyen IR. La longueur d'onde d'annulation de la dispersion du matériau se situe à  $\lambda = 2,1 \mu\text{m}$ . Le mode fondamental de la fibre présente une longueur de dispersion nulle localisée à  $1,43 \mu\text{m}$ . L'indice nonlinéaire du matériau a été évalué à  $(1,11 \pm 0,2) \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ . La génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge a ensuite été étudiée à partir de deux sources de pompe impulsionnelles (régime sub-picosconde). D'une part le pompage à  $1,6 \mu\text{m}$ , en régime de dispersion anormale a permis de démontrer la génération d'un spectre s'étendant du visible à  $\lambda = 2,8 \mu\text{m}$  dans une tronçon de fibre de longueur  $L = 8 \text{ cm}$ . Le spectre généré présente une puissance moyenne de  $4 \text{ mW}$ . Au cours d'une campagne de mesures réalisée en parallèle, des résultats expérimentaux identiques en

termes de spectre généré et de puissance moyenne ont été obtenus en pompant la fibre à l'aide d'un OPA haute cadence dont la longueur d'onde d'amplification a été réglée à 1750 nm. Dans les deux cas, une augmentation de la puissance de pompe n'a pas conduit à une augmentation de la largeur du spectre généré, limité à 2,8  $\mu\text{m}$ . La confrontation des résultats expérimentaux avec diverses modélisations numériques prenant en compte une grande partie des conditions expérimentales a permis de déterminer la raison de cette limitation. La forte bande d'absorption, présente à la longueur d'onde de 2,8  $\mu\text{m}$ , et due à la présence d'ions  $\text{O-H}^-$  dans la matrice vitreuse, a pour conséquence l'arrêt de toute génération au-delà de 2,8  $\mu\text{m}$ .

Le troisième chapitre de ce manuscrit a été dédié à la génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge à l'aide une fibre à saut d'indice en verre de ZBLAN. La longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique du mode fondamental est de 1,63  $\mu\text{m}$ . Le pompage « forte puissance moyenne et haute énergie », à l'aide d'un laser émettant des impulsions à 1592 nm, a permis de démontrer un élargissement spectral s'étendant du visible à 4  $\mu\text{m}$  dans un tronçon de fibre de longueur 2 m avec une puissance moyenne proche de 100 mW. La longueur d'onde du rayonnement de pompe étant proche de la longueur d'onde de dispersion nulle, le spectre s'élargit rapidement, dans un premier temps par automodulation de phase, puis par effets solitoniques, pour atteindre une largeur maximale au bout de 20 cm de propagation. La limitation du spectre généré a été attribuée à l'augmentation de l'aire effective dans le moyen IR combinée à l'augmentation des pertes. Des modélisations numériques ont montré un bon accord avec les expériences. Il a également été montré numériquement qu'un pompage à 1550 nm était de la même efficacité que le pompage à 1,6  $\mu\text{m}$  à condition d'atteindre des niveaux d'énergie similaires (plusieurs  $\mu\text{J}$ ) à 1550 nm.

Les perspectives de ce travail de thèse sont multiples tant au niveau de la recherche qu'au niveau applicatif.

Dans un premier temps, d'un point de vue de la recherche amont, plusieurs points sont à éclaircir. A première vue, le verre PBG08 semble être un candidat parfait pour la génération dans le moyen infrarouge. Cependant, les procédés de purification du verre et de fabrication de la fibre devront être améliorés. En effet, le fort niveau

---

de pertes localisé à  $2,8 \mu\text{m}$  empêche la génération au-delà de cette longueur d'onde. La fabrication d'une fibre à saut d'indice, dont la longueur d'onde d'annulation de la dispersion se trouverait autour de  $2,1 \mu\text{m}$ , est une solution envisagée dans le but de réduire ces pertes. Le pompage d'une telle fibre pourrait être réalisé par un laser à fibre dopé au ions thulium. En outre, une meilleure caractérisation du verre est nécessaire. Il serait intéressant de caractériser le gain Raman (valeur et spectre) de ce matériau qui n'est, aujourd'hui, pas connu.

Concernant les fibres en verre de ZBLAN, de nombreux résultats expérimentaux ont été obtenus ces dernières années dans des fibres à saut d'indice. En revanche, aucune publication ne fait état de la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée réalisée dans ce verre. La fabrication de celle-ci est un véritable défi technologique et permettrait de simplifier grandement les architectures des lasers de pompe utilisés dans tous les cas. Une microstructure permettant de diminuer la longueur d'onde d'annulation de la dispersion du mode  $\text{LP}_{01}$  à  $1550 \text{ nm}$  permettrait l'utilisation de lasers à fibre dopée erbium Q-déclenchés pour pomper directement la fibre ZBLAN et s'affranchir ainsi du tronçon de fibre en silice comme décrit dans [20, 66–68] ou de s'affranchir de l'utilisation d'architectures complexes d'amplification en régime femtoseconde à  $1550 \text{ nm}$ .

Enfin, une dernière famille de verre n'a pas été étudiée au cours du travail décrit dans ce manuscrit et est en passe de l'être. Il s'agit des fibres en verres de chalcogénure. Les chalcogènes sont les éléments As, S, Se, Te de la classification périodique des éléments. Les verres de chalcogénures présentent une très bonne transparence dans le domaine moyen IR et des indices de réfraction nonlinéaires très forts (2 ordres de grandeur supérieurs à celui de la silice). Leur inconvénient est leur forte dispersion normale aux longueurs d'onde de pompe conventionnelles qu'il est très compliqué voire impossible de compenser avec une dispersion de guide. Cependant, certains groupes se sont attachés au développement d'une architecture de fibre microstructurée à cœur suspendu [93, 94] permettant d'obtenir une longueur d'onde de dispersion nulle autour de  $2,1 \mu\text{m}$ . L'OPA développé dans le chapitre 3 de ce manuscrit s'avère être une source de pompe adaptée car permettant une amplification à  $2 \mu\text{m}$ .

La principale perspective applicative concerne l'intégration du système à SC démontré dans le chapitre 4 à partir d'un laser à fibre émettant à  $1,55 \mu\text{m}$  [92]. Ce projet fait l'objet d'un financement d'OSÉO (conditionné à une étude d'antériorité). Il a pour but de reproduire la démonstration de laboratoire effectuée afin de l'intégrer dans un produit industriel. Afin de simplifier l'architecture du laser de pompe et donc son coût, j'ai montré numériquement qu'un pompage à 1550 nm était de la même efficacité que celui effectué à 1600 nm malgré l'éloignement de la longueur d'onde de pompe de la longueur d'onde de dispersion nulle. Ce développement va en outre occuper mon temps de recherche durant l'année universitaire prochaine.



# Références bibliographiques

- [1] T.H. MAIMAN : Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, 1960. 1
- [2] C.J. KOESTER et E. SNITZER : Amplification in a fiber laser. *Applied Optics*, 3(10):1182–1186, 1964. 1
- [3] K.M. ARNOLD et S. MAYBURG : Cylindrical GaAs Laser Diode. *Journal of Applied Physics*, 34:3136, 1963. 1
- [4] A. JAVAN, W.R. BENNETT JR et D.R. HERRIOTT : Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He–Ne mixture. *Physical Review Letters*, 6(3):106–110, 1961. 1
- [5] M.L. WOLBARSHT : *Laser applications in medicine and biology*. Plenum Press New York, London, 1974. 2
- [6] E. MESTER, A.F. MESTER et A. MESTER : The biomedical effects of laser application. *Lasers in surgery and medicine*, 5(1):31–39, 1985. 2
- [7] A.J. WELCH et M.J.C. VAN GEMERT : *Optical-thermal response of laser-irradiated tissue*. Plenum Press New York, 1995. 2
- [8] J.F. READY : *Industrial applications of lasers*. Academic Pr, 1997. 2
- [9] M.C. GOWER : Industrial applications of laser micromachining. *Optics Express*, 7(2):56–67, 2000. 2
- [10] W.M. STEEN : *Laser material processing*. Springer Verlag, 2003. 2
- [11] R.R. ALFANO et S.L. SHAPIRO : Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass. *Physical Review Letters*, 24(11):584–587, 1970. 3
- [12] R.R. ALFANO et S.L. SHAPIRO : Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses. *Physical Review Letters*, 24(11):592–594, 1970. 3
- [13] R.R. ALFANO, L.L. HOPE et S.L. SHAPIRO : Electronic mechanism for production of self-phase modulation. *Physical Review A*, 6(1):433–438, 1972. 3
- [14] N.N. IL'ICHEV, V.V. KOROBLIN, V.A. KORSHUNOV, A.A. MALYNTIN, T.G. OKROASHVILI et P.P. PAINING : Superbroadening of the spectrum of ultrashort pulses in liquids and glasses. *JETP Lett*, 15:133–135, 1972. 3
- [15] W. WERNCKE, A. LAU, M. PFEIFFER, K. LENZ, H.J. WEIGMANN et C.D. THUY : An anomalous frequency broadening in water. *Optics Communications*, 4(6):413–415, 1972. 3
- [16] W.L. SMITH, P. LIU et N. BLOEMBERGEN : Superbroadening in H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O by self-focused picosecond pulses from a YAlG : Nd laser. *Physical Review A*, 15(6):2396–2403, 1977. 3

- [17] G. YANG et Y.R. SHEN : Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium. *Optics Letters*, 9(11):510–512, 1984. 3
- [18] P.B. CORKUM, C. ROLLAND et T. SRINIVASAN-RAO : Supercontinuum generation in gases. *Physical review Letters*, 57(18):2268–2271, 1986. 3
- [19] I. ILEV, H. KUMAGAI, K. TOYODA et I. KOPRINKOV : Highly efficient wideband continuum generation in a single-mode optical fiber by powerful broadband laser pumping. *Applied Optics*, 35(15):2548–2553, 1996. 3, 4
- [20] C. XIA, M. KUMAR, O.P. KULKARNI, M.N. ISLAM, F.L. TERRY, Jr, M.J. FREEMAN, M. POULAIN et G. MAZÉ : Mid-infrared supercontinuum generation to 4.5  $\mu\text{m}$  in ZBLAN fluoride fibers by nanosecond diode pumping. *Optics Letters*, 31(17):2553–2555, 2006. 3, 35, 78, 82, 95
- [21] J.K. RANKA, R.S. WINDELER et A.J. STENTZ : Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics Letters*, 25(1):25–27, 2000. 4, 5, 14
- [22] W.J. WADSWORTH, N. JOLY, J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, F. BIANCALANA et P.S.J. RUSSELL : Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres. *Optics Express*, 424:511–515, 2003. 4, 14, 33
- [23] 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. *Optics Express*, 12(19):4366–4371, 2004. 4
- [24] V. TOMBELAINE, C. LESVIGNE, P. LEPROUX, L. GROSSARD, V. COUDERC, J.L. AUGUSTE, J.M. BLONDY, G. HUSS et P.H. PIOGER : Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities. *Optics Express*, 13(19):7399–7404, 2005. 4
- [25] J.M. DUDLEY, G. GENTY et S. COEN : Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of Modern Physics*, 78(4):1135–1184, 2006. 4, 12, 22, 31
- [26] V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, V. COUDERC et A. BARTHÉLÉMY : Visible supercontinuum generation in holey fibers by dual-wavelength subnanosecond pumping. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18:23, 2006. 4
- [27] J.M. STONE et J.C. KNIGHT : Visibly "white" light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser. *Optics Express*, 16(4):2670–2675, 2008. 4, 34, 35
- [28] J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, P.S.J. RUSSELL et D.M. ATKIN : All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, 21(19):1547–1549, 1996. 4
- [29] K. SHI, P. LI, S. YIN et Z. LIU : Chromatic confocal microscopy using supercontinuum light. *Optics Express*, 12(10):2096–2101, 2004. 5
- [30] W.G. TELFORD, F.V. SUBACH et V.V. VERKHUSHA : Supercontinuum white light lasers for flow cytometry. *Cytometry Part A*, 75(5):450–459, 2009. 5

- [31] C.F. KAMINSKI, R.S. WATT, A.D. ELDER, J.H. FRANK et J. HULT : Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 92(3):367–378, 2008. 5
- [32] O. HUMBACH, H. FABIAN, U. GRZESIK, U. HAKEN et W. HEITMANN : Analysis of OH absorption bands in synthetic silica. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 203:19–26, 1996. 5
- [33] J. SHEPHARD, W. MACPHERSON, R. MAIER, J. JONES, D. HAND, M. MOHEBBI, A. GEORGE, P. ROBERTS et J. KNIGHT : Single-mode mid-IR guidance in a hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Express*, 13(18):7139–7144, 2005. 6
- [34] B. BEAUDOU, F. COUNY, S. FÉVRIER, G. HUMBERT, F. GÉRÔME et F. BENABID : Hollow-core photonic crystal fibers for integrated mid infrared sources . *SPIE Proceedings Paper*, 2009. 6
- [35] U. WILLER, M. SARAJI, A. KHORSANDI, P. GEISER et W. SCHADE : Near-and mid-infrared laser monitoring of industrial processes, environment and security applications. *Optics and Lasers in Engineering*, 44(7):699–710, 2006. 6
- [36] P. WERLE, F. SLEMR, K. MAURER, R. KORMANN, R. MÜCKE et B. JÄNKER : Near-and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis. *Optics and lasers in engineering*, 37(2-3):101–114, 2002. 6
- [37] F. CAPASSO, A.Y. CHO, J. FAIST, A.L. HUTCHINSON, G. SCAMARCIO, C. SIRTORI et D.L. SIVCO : Quantum cascade laser, 1999. US Patent 5,936,989. 7
- [38] D.D. NELSON, J.H. SHORTER, J.B. MCMANUS et M.S. ZAHNISER : Sub-part-per-billion detection of nitric oxide in air using a thermoelectrically cooled mid-infrared quantum cascade laser spectrometer. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 75(2):343–350, 2002. 7
- [39] J. FAIST, M. BECK et A. MULLER : Quantum cascade laser, 2003. US Patent App. 10/363,093. 7
- [40] M.H. DUNN et M. EBRAHIMZADEH : Parametric generation of tunable light from continuous-wave to femtosecond pulses. *Science*, 286(5444):1513, 1999. 7
- [41] O. CHALUS, P. K. BATES, M. SMOLARSKI et J. BIEGERT : Mid-IR short-pulse OPCPA with micro-joule energy at 100khz. *Optics Express*, 17(5):3587–3594, 2009. 7, 8
- [42] X. GU, G. MARCUS, Y. DENG, T. METZGER, C. TEISSET, N. ISHII, T. FUJI, A. BALTUSKA, R. BUTKUS, V. PERVAK, H. ISHIZUKI, T. TAIRA, T. KOBAYASHI, R. KIENBERGER et F. KRAUSZ : Generation of carrier-envelope-phase-stable 2-cycle 740- $\mu$ J pulses at 2.1- $\mu$ m carrier wavelength. *Optics Express*, 17(1):62–69, 2009. 7, 8
- [43] F. TAVELLA, A. WILLNER, J. ROTHHARDT, S. HÄDRICH, E. SEISE, S. DÜSTERER, T. TSCHENTSCHER, H. SCHLARB, J. FELDHAUS, J. LIMPERT, A. TÜNNERMANN et J. ROSSBACH : Fiber-amplifier pumped high average power few-cycle pulse non-collinear OPCPA. *Optics Express*, 18(5):4689–4694, 2010. 7, 8

- [44] F. ADLER, K.C. COSSEL, M.J. THORPE, I. HARTL, M.E. FERMAN et J. YE : Phase-stabilized, 1.5 W frequency comb at 2.8–4.8  $\mu\text{m}$ . *Optics Letters*, 34(9): 1330–1332, 2009. 7
- [45] D. RICHTER : Portable mid-infrared gas sensors : Development and applications. 2001. 7
- [46] D. RICHTER, A. FRIED, B.P. WERT, J.G. WALEGA et F.K. TITTEL : Development of a tunable mid-IR difference frequency laser source for highly sensitive airborne trace gas detection. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 75(2):281–288, 2002. 7
- [47] T.V. ANDERSEN, O. SCHMIDT, C. BRUCHMANN, J. LIMPERT, C. AGUERGARAY, E. CORMIER et A. TRNNERMANN : High repetition rate tunable femtosecond pulses and broadband amplification from fiber laser pumped parametric amplifier. *Optics Express*, 14(11):4765–4773, 2006. 8, 9, 60
- [48] C. ERNY, C. HEESE, M. HAAG, L. GALLMANN et U. KELLER : High-repetition-rate optical parametric chirped-pulse amplifier producing 1- $\mu\text{J}$ , sub-100-fs pulses in the mid-infrared. *Opt. Express*, 17:1340–1345, 2009. 8
- [49] R.H. STOLEN, J.P. GORDON, WJ TOMLINSON et H.A. HAUS : Raman response function of silica-core fibers. *JOSA B*, 6(6):1159–1166, 1989. 18
- [50] T.R. TAHA et M.I. ABLOWITZ : Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. II. Numerical, nonlinear Schrödinger equation. *Journal of Computational Physics*, 55(2):203–230, 1984. 21
- [51] R.H. HARDIN et F.D. TAPPERT : Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations. *SIAM Rev*, 15(423):0–021, 1973. 21
- [52] R.A. FISHER et W. BISCHEL : The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation. *Applied Physics Letters*, 23:661, 1973. 21
- [53] J.A.C. WEIDEMAN et B.M. HERBST : Split-step methods for the solution of the nonlinear Schrödinger equation. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, pages 485–507, 1986. 21
- [54] G.P. AGRAWAL : *Nonlinear Fiber Optics*. Academic, San Diego, Calif., 1989. 24
- [55] G.B. WHITHAM : Variational methods and applications to water waves. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 299(1456):6–25, 1967. 25
- [56] T. TANIUTI et H. WASHIMI : Self-trapping and instability of hydromagnetic waves along the magnetic field in a cold plasma. *Physical Review Letters*, 21(4):209–212, 1968. 25
- [57] V.I. KARPMAN et E.M. KRUSHKAL : Modulated waves in nonlinear dispersive media. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 28:277, 1969. 25

- [58] J.S. RUSSELL : Report on waves. *In 14th meeting of the British Association for the Advancement of Science*, pages 311–390, 1844. 28
- [59] A.V. HUSAKOU et J. HERRMANN : Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers. *Physical Review Letters*, 87(20):203901, 2001. 29
- [60] J. HERRMANN, U. GRIEBNER, N. ZHAVORONKOV, A. HUSAKOU, D. NICKEL, JC KNIGHT, WJ WADSWORTH, P.S.J. RUSSELL et G. KORN : Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers. *Physical review Letters*, 88(17):173901, 2002. 29
- [61] E.M. DIANOV, Z.S. NIKONOVA, A.M. PROKHOROV et V.N. SERKIN : Nonlinear dynamics of the amplification of solitons in the presence of stimulated Raman scattering in fiber-optic communication lines. *In Soviet Physics Doklady*, volume 30, page 689, 1985. 31
- [62] A. MUSSOT, M. BEAUGEOIS, M. BOUZAOUI et T. SYLVESTRE : Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths. *Optics Express*, 15(18):11553–11563, 2007. 32
- [63] V.V. KUMAR, A. GEORGE, W. REEVES, J. KNIGHT, P. RUSSELL, F. OMETNETTO et A. TAYLOR : Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation. *Optics Express*, 10(25):1520–1525, 2002. 35, 54
- [64] H. HUNDERTMARK, D. KRACHT, D. WANDT, C. FALLNICH, V.V.R.K. KUMAR, A. GEORGE, J. KNIGHT et P. RUSSELL : Supercontinuum generation with 200 pJ laser pulses in an extruded SF6 fiber at 1560 nm. *Optics Express*, 11(24):3196–3201, 2003. 35, 54
- [65] F.G. OMETNETTO, N.A. WOLCHOVER, M.R. WEHNER, M. ROSS, A. EFIMOV, A.J. TAYLOR, V. KUMAR, A.K. GEORGE, J.C. KNIGHT, N.Y. JOLY et P.S.J. RUSSELL : Spectrally smooth supercontinuum from 350 nm to 3  $\mu\text{m}$  in sub-centimeter lengths of soft-glass photonic crystal fibers. *Optics Express*, 14(11):4928–4934, 2006. 35, 54
- [66] K. KE, C. XIA, M.N. ISLAM, M.J. WELSH et M.J. FREEMAN : Mid-infrared absorption spectroscopy and differential damage in vitro between lipids and proteins by an all-fiber-integrated supercontinuum laser. *Optics Express*, 17(15):12627–12640, 2009. 35, 95
- [67] C. XIA, Z. XU, M.N. ISLAM, F.L. TERRY JR, M.J. FREEMAN, A. ZAKEL et J. MAURICIO : 10.5 W Time-Averaged Power Mid-IR Supercontinuum Generation Extending Beyond 4  $\mu\text{m}$  With Direct Pulse Pattern Modulation. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(2), 2009. 35, 78, 82, 95
- [68] C.L. HAGEN, J.W. WALEWSKI et S.T. SANDERS : Generation of a continuum extending to the midinfrared by pumping ZBLAN fiber with an ultrafast 1550-nm source. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(1):91, 2006. 35, 36, 78, 82, 95

- [69] F. SMEKTALA, C. QUEMARD, V. COUDERC et A. BARTHÉLÉMY : Non-linear optical properties of chalcogenide glasses measured by Z-scan. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 274(1-3):232–237, 2000. 37
- [70] P. DOMACHUK, N.A. WOLCHOVER, M. CRONIN-GOLOMB, A. WANG, A.K. GEORGE, C.M.B. CORDEIRO, J.C. KNIGHT et F.G. OMENETTO : Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs. *Opt. Express*, 16(10):7161–7168, 2008. 37
- [71] W.H. DUMBAUGH JR et B.P. TYNDELL : Lead gallate glasses, 1984. US Patent 4,483,931. 41
- [72] D.W. HALL, M.A. NEWHOUSE, N.F. BORRELLI, W.H. DUMBAUGH et D.L. WEIDMAN : Nonlinear optical susceptibilities of high-index glasses. *Applied Physics Letters*, 54:1293, 1989. 42, 53
- [73] N. DUCROS, G. HUMBERT, S. FÉVRIER, R. BUCZYNSKI, D. PYSZ et R. STEPIEN : Nonlinear spectral broadening in lead-bismuth-gallate glass photonic crystal fiber. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, page CFH5. Optical Society of America, 2009. 42
- [74] D. LORENC, M. ARANYOSIOVA, R. BUCZYNSKI, R. STEPIEN, I. BUGAR, A. VINCZE et D. VELIC : Nonlinear refractive index of multicomponent glasses designed for fabrication of photonic crystal fibers. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 93(2):531–538, 2008. 45
- [75] M. TATEDA, N. SHIBATA et S. SEIKAI : Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a single-mode optical fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(3), 1981. 46
- [76] F. MORIN, F. DRUON, M. HANNA et P. GEORGES : Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6  $\mu\text{m}$  for corneal surgery applications. *Optics Letters*, 34(13):1991–1993, 2009. 56
- [77] G. RENVERSEZ, F. BORDAS et B.T. KUHLMEY : Second mode transition in microstructured optical fibers : determination of the critical geometrical parameter and study of the matrix refractive index and effects of cladding size. *Optics Letters*, 30(11):1264–1266, 2005. 58
- [78] B.C. STUART, M.D. FEIT, S. HERMAN, A.M. RUBENCHIK, B.W. SHORE et M.D. PERRY : Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Physical Review B*, 53(4):1749–1761, 1996. 59
- [79] C. XIONG et W.J. WADSWORTH : Polarized supercontinuum in birefringent photonic crystal fibre pumped at 1064 nm and application to tuneable visible/UV generation. *Optics Express*, 16:2438–2445, 2008. 62
- [80] A.A. KHARLAMOV, R.M. ALMEIDA et J. HEO : Vibrational spectra and structure of heavy metal oxide glasses. *Journal of non-crystalline solids*, 202(3):233–240, 1996. 67, 68
- [81] J. LUCAS, M. MATECKI, M. POULAIN et M. POULAIN : Halogenated glasses, mars 3 1987. US Patent 4,647,545. 77

- [82] J.A. HARRINGTON et Abraham. KATZIR : Infrared fiber optics, 1979. 77
- [83] R.N. BROWN et J.J. HUTTA : Material dispersion in high optical quality heavy metal fluoride glasses. *Applied optics*, 24(24):4500–4503, 1985. 77, 80
- [84] H. EBENDORFF-HEIDEPRIEM, T.C. FOO, R.C. MOORE, W. ZHANG, Y. LI, T.M. MONRO, A. HEMMING et D.G. LANCASTER : Fluoride glass microstructured optical fiber with large mode area and mid-infrared transmission. *Optics Letters*, 33(23):2861–2863, 2008. 77
- [85] F. GAN : Optical properties of fluoride glasses : a review. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 184:9–20, 1995. 79
- [86] D. MARCUSE : Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers. *JOSA*, 68(1):103–109, 1978. 80
- [87] B. KIBLER, JM DUDLEY et S. COEN : Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber : influence of the frequency-dependent effective mode area. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 81(2):337–342, 2005. 80
- [88] G. CANAT, T. LAVERRE, L. LOMBARD, V. JOLIVET et P. BOURDON : Influence of the wavelength dependence of the effective area on infrared supercontinuum generation. *In Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2008. 80
- [89] L. PEI, X. DONG, R. ZHAO, C. QI, R. CASPARY, M.S. KIEN et S. JIAN : Low loss splicing method to join silica and fluoride fibers. *In Proceedings of SPIE*, volume 6781, page 67814O, 2007. 82
- [90] J.M. PARKER : Fluoride glasses. *Annual Review of Materials Science*, 19(1):21–41, 1989. 85
- [91] T. MIZUNAMI, H. IWASHITA et K. TAKAGI : Gain saturation characteristics of Raman amplification in silica and fluoride glass optical fibers. *Optics Communications*, 97(1-2):74–78, 1993. 85
- [92] P. ADEL, M. ENGELBRECHT, D. WANDT et C. FALLNICH : Resonant non-linearity in high-energy  $\text{Er}^{3+}$ -fiber chirped-pulse-amplifiers. *Optics Express*, 13(25):10260–10265, 2005. 88, 96
- [93] M. SZPULAK et S. FÉVRIER : Chalcogenide AsS suspended core fiber for mid-IR wavelength conversion based on degenerate four-wave mixing. *In Proceedings of SPIE*, volume 7357, page 73570F, 2009. 95
- [94] M. EL-AMRAOUI, J. FATOME, J.C. JULES, B. KIBLER, G. GADRET, C. FORTIER, F. SMEKTALA, I. SKRIPATCHEV, C.F. POLACCHINI, Y. MESSADDEQ, J. TROLES, L. BRILLAND, M. SZPULAK et G. RENVERSEZ : Strong infrared spectral broadening in low-loss As-S chalcogenide suspended core microstructured optical fibers. *Opt. Express*, 18:4547–4556, 2010. 95





---

## Génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge à l'aide de fibres optiques

**Résumé :** L'objectif de cette thèse est l'étude et le développement de sources lumineuses, émettant dans le moyen infrarouge ( $2 \mu\text{m} < \lambda < 5 \mu\text{m}$ ), via la génération de supercontinuum dans des fibres optiques.

Tout d'abord, les phénomènes physiques mis en jeu et nécessaires à l'obtention de supercontinuum dans des fibres optiques sont rappelés et décrits.

Le premier axe expérimental étudié est centré sur la génération de supercontinuum infrarouge dans une fibre optique microstructurée en verre d'oxydes de plomb, bismuth, gallium, silice et cadmium. Plusieurs sources de pompe ont été testées, conduisant à un spectre en sortie de fibre s'étendant de  $1 \mu\text{m}$  à  $2.8 \mu\text{m}$ . La forte absorption du verre au delà de  $2,8 \mu\text{m}$  limite l'expansion du spectre.

Dans une troisième partie, la génération de supercontinuum dans le domaine moyen infrarouge dans une fibre à saut d'indice en verre fluoré à grande aire modale est développée. Une puissance moyenne de l'ordre de  $100 \text{ mW}$  en sortie de fibre a été obtenue pour un spectre s'étendant du domaine visible au moyen infrarouge ( $1 \mu\text{m} < \lambda < 4.2 \mu\text{m}$ ). Des modélisations numériques montrent que des performances similaires à celles obtenues expérimentalement peuvent être atteintes à l'aide d'une architecture simplifiée de la source de pompe.

**Mots clés :** Fibres optiques infrarouges, effets nonlinéaires, supercontinuum

---

## Supercontinuum generation in infrared transmitting optical fibres

**Abstract :** The goal of this PhD thesis is the study and the development of fibre based supercontinuum systems emitting in the mid-infrared.

The physical origins of supercontinuum generation are developed in the first part of this work. Then, supercontinuum generation based on a heavy metal oxide glass fibre is studied. Two pump sources have been tested yielding broad bandwidth radiation from at least  $1 \mu\text{m}$  up to  $2.8 \mu\text{m}$ . Numerical computations have been carried out showing that the limitation of the supercontinuum generated can be attributed to the strong O-H<sup>-</sup> absorption band at  $2.8 \mu\text{m}$ . Finally, high average power supercontinuum generation has been demonstrated in a large mode area fluoride step-index fibre. The average power was  $100 \text{ mW}$  over the whole spectrum extending from  $1 \mu\text{m}$  up to  $4.2 \mu\text{m}$ . Numerical computations were used to simplify the pump source architecture.

**Keywords :** Infrared optical fibres, nonlinear effects, supercontinuum generation

---