



HAL
open science

Etude de sources supercontinuum à fibres optiques en verre de tellurite pour la spectroscopie d'absorption moyen infrarouge appliquées à la détection de gaz

Jérémy Picot-Clémente

► **To cite this version:**

Jérémy Picot-Clémente. Etude de sources supercontinuum à fibres optiques en verre de tellurite pour la spectroscopie d'absorption moyen infrarouge appliquées à la détection de gaz. Physique [physics]. Université de Bourgogne, 2015. Français. NNT : 2015DIJOS040 . tel-01270515

HAL Id: tel-01270515

<https://theses.hal.science/tel-01270515>

Submitted on 8 Feb 2016

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

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



UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne

UMR 6303 CNRS – Dijon – France

THÈSE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Bourgogne

Discipline : Physique

Par

Jérémy PICOT-CLÉMENTE

Le 06 Novembre 2015

Étude de sources supercontinuum à fibres optiques en verre de tellurite pour la spectroscopie d'absorption moyen infrarouge appliquées à la détection de gaz

Directeur de thèse : Pr. Frédéric SMEKTALA

Co-encadrant : Bertrand KIBLER

Jury :

KUDLINSKI Alexandre	Maitre de Conférences (HDR), Université de Lille 1	Rapporteur
TROLES Johann	Professeur, Université de Rennes 1	Rapporteur
MERENDA Fabrice	Docteur, société ArcOptix	Examineur
URBANCZYK Waclaw	Professeur, Wrocław University of Technology	Examineur
KIBLER Bertrand	Chargé de Recherche (CNRS), Université de Bourgogne	Co-encadrant
SMEKTALA Frédéric	Professeur, Université de Bourgogne	Directeur

Remerciements

C'est avec une immense gratitude que je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé et soutenue tout au long de ces trois années de doctorat.

Je souhaiterai avant tout, remercier mon directeur de thèse, le professeur Frédéric SMEKTALA qui m'a permis, de par sa présence, ses conseils et sa disponibilité de mener à bien mon projet de doctorat. De même, l'encadrement de Bertrand KIBLER a été remarquable et pédagogique, j'ai énormément appris grâce à lui et je souhaiterai le remercier tout particulièrement pour cela.

Je voudrai aussi remercier l'équipe qui m'a accueillie, dont la bonne humeur m'a permis très rapidement de m'y sentir à l'aise. En particulier, mes remerciements s'adressent à Frédéric DESEVEDAVY, Jean-Charles JULES et Elizabeth (pour leurs délicieux et conviviaux barbecues prolongés jusque tard dans la nuit !) et bien sûr Grégory GADRET pour sa précieuse aide, ses conseils et sa réactivité notamment sur la fin de rédaction. Et enfin, les deux doctorants de l'équipe qui m'ont accompagné et aidé tout au long de ces années, Oussama MOUAWAD ainsi que Clément STRUTYNSKI (et sa baguette magique), nos petites escapades au Japon (et ailleurs) me laisseront des souvenirs mémorables...

J'adresse également mes remerciements au professeur Guy MILLOT et de nouveau au professeur Frédéric SMEKTALA pour m'avoir permis de me joindre à leur groupe de recherche (SLCO) au sein de l'ICB.

Je souhaiterai par ailleurs adresser d'énormes remerciements aux membres du jury, Dr. Alexandre KUDLINSKI de l'Université de Lille, le professeur Johann TROLES, de l'Université de Rennes, Dr. Fabrice MERENDA, de la société ArcOptix, parrain de ce projet de thèse et le professeur Waclaw URBANCZYK, de l'Université Technologique de Wroclaw.

Je tiens à remercier le FEDER ainsi que le Conseil Régional de Bourgogne pour avoir financé et cru en ce projet de thèse ainsi que de m'avoir donné l'opportunité, de par le programme JCE (Jeune Chercheur Entrepreneur), de suivre le master Administration des Entreprises dispensé par l'IAE de Dijon. Cette formation est pour moi un réel plus tant par les cours et formations dispensés que par les nombreuses notions apportées.

Je remercie tous les autres doctorants du laboratoire avec qui j'ai beaucoup partagé. Mon co-bureau, bien sûr, Benoit, qui avec ses capacités exceptionnelles de concentration pouvait réaliser plusieurs tâches en même temps. Foued, évidemment, qui m'a à de nombreuses reprises maltraité, mais je sais maintenant que c'était pour mon bien, merci Fouedo. Ugo, Clément, les petits potins du matin autour du café vont me manquer... mais aussi Pierre-Yves, Marin, Pedro, Karim, Camouille, Gang, Massimiliano, et évidemment toutes les personnes que j'ai pu oublier à travers ces lignes...

Je tiens également à remercier mes amis de longue date, les TBH, de Dijon pour commencer, Bidou, Julius, Bobo, Thana, Ju, je sais que ce que j'ai fait durant ce doctorat, et depuis que je suis à l'université d'ailleurs, vous a toujours paru très flou et inutile, mais merci de ne jamais me l'avoir fait ressentir comme cela... vraiment. Et les autres membres de la team, Toon, Lotholf, Maku, Prank, Lolo, vous me manquez !

Pour terminer, et c'est sans doute le plus important, je souhaiterais remercier ma famille, ma mère Françoise, mon père Olivier, mes frères Nicolas et Romain et ma sœur Luana, que je remercie non seulement pour leur soutien indéfectible tout au long de ma thèse, mais aussi durant toutes mes études, vous avez toujours été présent pour moi et je vous en remercie. J'ai également une pensée sincère pour mes beaux-parents, qui depuis la Chine m'ont beaucoup soutenu et encouragé. Evidemment, mes plus grands remerciements vont à Jingqiao, qui a dû me supporter durant ces trois années de doctorat et sans qui, c'est certain, je ne serais pas arrivé au bout.

J'ai pour finir, une pensée émue pour mes deux grands-mères, qui je pense auraient été très fière de moi aujourd'hui.

Merci à tous.

À Jingqiao, ma famille, mes amis...

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

CHAPITRE I PROPRIETES OPTIQUES, DU VERRE MASSIF A LA FIBRE EFFILEE

1 ASPECTS D'OPTIQUE LINEAIRE ET PROPAGATION DE LA LUMIERE.....	9
1.1 PROPRIETES OPTIQUES DES MATERIAUX.....	9
1.1.1 Introduction au verre	9
1.1.2 Indice de réfraction linéaire.....	9
1.1.3 Dispersion chromatique du matériau	10
1.1.4 Absorption dans un milieu	11
1.1.4.1 Absorption dans l'UV	11
1.1.4.2 Absorption multiphonon	12
1.1.5 Diffusion dans un milieu.....	13
1.1.5.1 Diffusion Rayleigh.....	13
1.1.5.2 Diffusion de Mie.....	13
1.1.5.3 Diffraction et longueur de Rayleigh	14
1.2 PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES OPTIQUES.....	14
1.2.1 Introduction à la fibre optique	14
1.2.1.1 Les différents profils géométriques	15
1.2.1.2 Principe de la réflexion totale interne.....	15
1.2.1.3 Approche modale	17
1.2.2 Dispersion	17
1.2.2.1 Dispersion du guide d'onde.....	17
1.2.2.2 Dispersion totale	18
1.2.3 Les pertes dans les fibres optiques.....	19
1.2.3.1 Pertes par absorption.....	19
1.2.3.2 Atténuation totale	20
1.3 PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES (FOMs).....	21
1.3.1 Introduction aux FOMs	21
1.3.2 Géométrie et mécanisme de guidage dans les fibres à cœur plein	22
1.3.3 Pertes de confinement	23
1.3.4 Contrôle de la dispersion	23
1.4 PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES EFFILEES.....	24
1.4.1 Introduction aux fibres effilées.....	24
1.4.2 Effets sur la dispersion	25
1.4.3 Les pertes additionnelles	26
2 EFFETS NON-LINEAIRES ET GENERATION DE SUPERCONTINUUM.....	27
2.1 CAS GENERAL.....	27
2.1.1 Modèle général de propagation unidirectionnelle d'une impulsion ultrabrève (UPPE)	27
2.1.2 Effets non-linéaires communs à la filamentation et aux guides d'onde.....	28
2.1.2.1 Effet Kerr optique.....	28
2.1.2.2 Automodulation de phase (SPM)	29

2.1.2.3	L'intermodulation de phase (XPM)	30
2.1.2.4	Le mélange à quatre ondes (FWM)	30
2.1.2.5	L'effet Raman	30
2.2	PROPAGATION PAR FILAMENTATION ET GENERATION DE SUPERCONTINUUM	32
2.2.1	<i>En première approche</i>	32
2.2.2	<i>Equation phénoménologique (UPPE)</i>	33
2.2.3	<i>Effets non-linéaires particuliers</i>	33
2.2.3.1	Autofocalisation par effet Kerr optique	33
2.2.3.2	La défocalisation de la lumière induite par plasma.....	34
2.2.4	<i>La génération de supercontinuum</i>	34
2.2.4.1	Etat de l'art : dans les verres massifs	34
2.2.4.2	Dynamique de génération de supercontinuum par filamentation.....	35
2.2.4.2.1	Mécanismes d'élargissement spectral en régime femtoseconde.....	35
2.2.4.2.2	Emission conique polychromatique.....	36
2.3	PROPAGATION DANS LES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES ET GENERATION DE SUPERCONTINUUM	37
2.3.1	<i>Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée</i>	37
2.3.2	<i>Effets non-linéaires particuliers</i>	38
2.3.2.1	Le temps de choc	38
2.3.2.2	Génération du soliton	39
2.3.3	<i>La génération de supercontinuum dans les fibres</i>	40
2.3.3.1	Etat de l'art : les tellurites.....	40
2.3.3.1.1	Les fibres optiques microstructurées.....	40
2.3.3.1.2	Les FOMs effilées	41
2.3.3.2	Dynamique de génération de supercontinuum	42
2.3.3.2.1	Fission du soliton.....	42
2.3.3.2.2	Auto-décalage en fréquence du soliton.....	43
2.3.3.2.3	Génération d'ondes dispersives	43
2.3.3.2.4	Régime d'impulsion femtoseconde	44
2.3.3.2.5	Influence des fibres effilées sur la dynamique	45
	BIBLIOGRAPHIE	47
	TABLE DES FIGURES	56

CHAPITRE II. PROPRIETES DES MATERIAUX ET FABRICATION DES FIBRES

1	INTRODUCTION : PHYSIQUE, SILICE ET LES MATERIAUX ALTERNATIFS	61
1.1	STABILITE D'UN VERRE.....	61
1.2	CHOIX DE LA COMPOSITION.....	63
1.2.1	<i>Les composants primaires</i>	63
1.2.2	<i>Importance de l'indice de réfraction non-linéaire</i>	63
1.2.3	<i>L'absorption des groupements OH</i>	65
2	SYNTHESE DU VERRE	66
3	TECHNIQUES DE PREPARATION DE LA PREFORME	68
3.1	STACK AND DRAW.....	68
3.2	MOULAGE	69
3.3	EXTRUSION	70

3.3	EXTRUSION	70
3.4	METHODES UTILISEES AU LABORATOIRE : USINAGE MECANIQUE.....	70
4	LE FIBRAGE	71
5	LA PREPARATION DES FIBRES EFFILEES	74
5.1	INTRODUCTION.....	74
5.2	VYTRAN – GLASS PROCESSING WORKSTATION	74
5.3	PERTES LIEES AUX GROUPEMENTS O-H INDUITES PAR LA FABRICATION DES FIBRES EFFILEES	77
6	CONCLUSION	78
	BIBLIOGRAPHIE.....	79
	TABLE DES FIGURES.....	83

**CHAPITRE III. GENERATION DE SUPERCONTINUUM ET EMISSION CONIQUE PAR
FILAMENTATION DANS UN VERRE MASSIF A BASE D'OXYDES DE TELLURE**

1	INTRODUCTION.....	88
2	ELARGISSEMENT SPECTRAL, EMISSION CONIQUE ET COMPRESSION D'IMPULSION DANS LES VERRES DE TELLURITES.....	89
2.1	PRESENTATION DU SYSTEME EXPERIMENTAL.....	89
2.2	ELARGISSEMENT SPECTRAL ET EMISSION CONIQUE	90
2.3	SIMULATIONS NUMERIQUES	92
2.4	COMPRESSION TEMPORELLE DE L'IMPULSION INDUITE PAR FILAMENTATION	94
3	CONCLUSION ET DISCUSSION	96
	BIBLIOGRAPHIE.....	97
	TABLE DES FIGURES.....	98

**CHAPITRE IV. GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS DES FIBRES OPTIQUES
MICROSTRUCTUREES EFFILEES A BASE D'OXYDES DE TELLURE**

1	INTRODUCTION	102
2	SIMULATIONS NUMERIQUES : ETUDE ET OPTIMISATION DE LA DYNAMIQUE DE GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS LES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES EFFILEES.....	103
2.1	DYNAMIQUE DE GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS LES FIBRES EFFILEES	103
2.2	INFLUENCE DU PROFIL DE LA FIBRE EFFILEE SUR LA LARGEUR DU SPECTRE.....	105
2.3	INFLUENCE DES PERTES DE LA FIBRE EFFILEE SUR LA DYNAMIQUE	107
3	ETUDE EXPERIMENTALE DE LA GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE EFFILEE A BASE DE TELLURITES	108
3.1	PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	108
3.2	POMPAGE PAR OPO ENTRE 1.5 μM ET 2 μM	109

3.2.1 Fibre optique microstructurée uniforme.....	109
3.2.1.1 Caractéristiques de la fibre	109
3.2.1.2 Pompage à 1730 nm, 1750 nm et 1800 nm	110
3.2.2 Fibre optique microstructurée effilée	111
3.2.2.1 Caractéristiques de la fibre	111
3.2.2.2 Pompage à 1730 nm, 1750 nm et 1800 nm	112
3.2.2.3 Pour différentes puissances d'injection	115
4 CONCLUSION ET DISCUSSION.....	116
BIBLIOGRAPHIE.....	118
TABLES DES FIGURES.....	120

**CHAPITRE V. DEVELOPPEMENT D'UNE SOURCE SUPERCONTINUUM
COMPACTE DANS L'INFRAROUGE MOYEN : APPLICATION A LA
DETECTION DU METHANE**

1 INTRODUCTION ET OBJECTIFS	125
2 PRESENTATION DU SYSTEME EXPERIMENTAL.....	127
2.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA DETECTION DU GAZ.....	127
2.2 SOURCE SUPERCONTINUUM COMPACTE	128
2.3 CELLULE MULTI-PASSAGES.....	129
3 DEMONSTRATION DE PRINCIPE DE DETECTION DU METHANE DANS LE PROCHE INFRAROUGE	130
3.1 BANDES D'ABSORPTION DU METHANE ENTRE 1 μm ET 2 μm	130
3.2 GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS UNE FIBRE SILICE HAUTEMENT NON-LINEAIRE (HNLF).....	131
3.3 SPECTROSCOPIE DU METHANE POUR DIFFERENTES PRESSIONS, COMPARAISON AVEC LA BASE DE DONNEES HITRAN	132
3.4 BANDES D'ABSORPTION AU-DELA DE 2 μm	135
4 UTILISATION D'AUTRES TYPES DE FIBRES POUR UNE SOURCE SUPERCONTINUUM AU-DELA DE 2 μm	136
4.1 FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE A CŒUR SUSPENDU A BASE DE TELLURITES	136
4.2 FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE EFFILEE A BASE DE TELLURITES	140
4.3 LIMITES ET PROBLEMES	143
5 VERS DE NOUVELLES FIBRES.....	144
5.1 FIBRE OPTIQUE A SAUT D'INDICE (PROFIL EN W) A BASE DE TELLURITES.....	144
5.2 FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE TOUT SOLIDE A BASE DE SILICE.....	147
6 CONCLUSION ET DISCUSSION	149
BIBLIOGRAPHIE.....	150
TABLE DES FIGURES.....	153
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	156

Introduction générale

Les phénomènes optiques nonlinéaires d'élargissement spectral et de génération de nouvelles composantes fréquentielles sont étudiés depuis les années 60, tant dans les verres massifs que dans les guides d'onde. Les premières générations de supercontinuum ont été démontrées en 1970 dans des matériaux massifs à l'aide de lasers impulsions. Même si des élargissements notables ont été observés au début des années 60, suite à la mise au point du laser, il faut attendre 1970 et les travaux d'Alfano et Shapiro [1] pour obtenir un élargissement spectral important, couvrant tout le domaine du visible, par propagation d'impulsions picosecondes dans un verre de borosilicate. Le terme « supercontinuum » n'était alors pas utilisé, il fut pour la première fois introduit en 1984 dans les travaux de Manassah [2]. A la fin des années 70, le développement des fibres optiques (à saut d'indice) à faibles pertes pour les télécommunications a conduit à l'introduction des fibres optiques comme plateforme idéale pour la génération de supercontinuum. Les premiers travaux de génération de supercontinuum dans les fibres sont ceux de Lin et Stolen [3] en 1976, présentant un supercontinuum d'une largeur de 200 THz obtenu par l'utilisation d'un laser à colorant émettant des impulsions picoseconde dans le visible. A partir de la fin des années 80 et au début des années 90, les mécanismes expérimentaux et les bases théoriques pour la génération de SC étaient bien connus mais les limites technologiques de l'époque ne permettaient pas leur développement. C'est en fait l'avènement des fibres optiques à cristaux photoniques avec les travaux de Russell de 1997 [4] et l'évolution de la technologie laser dans ces mêmes années qui ont permis de nouveau de stimuler l'engouement autour de la génération de supercontinuum. De nombreuses expériences menées à la fin des années 90 et au début des années 2000 dans des fibres optiques microstructurées (FOMs) à cœur plein (consistant en un cœur solide entouré de trous d'air) ont suscité un regain d'intérêt et beaucoup d'enthousiasme de par les possibilités nouvelles de créer des sources à fortes puissances, haute cohérence et couvrant de larges étendues spectrales. L'ajustement des propriétés optogéométriques de ces FOMs permettait un important contrôle de leur dispersion en offrant la possibilité de les adapter à une large gamme de sources alors disponibles. De plus, il a été montré que la réduction de l'aire effective du mode de propagation dans ce type de fibre permettait d'augmenter la non-linéarité Kerr par rapport aux fibres conventionnelles, ce qui laissait alors supposer de nouvelles opportunités en matière d'optique non-linéaire dans les fibres. La démonstration expérimentale de ces deux effets a été pour la première fois présentée dans les travaux de Ranka *et al.* [5], en 2000, qui ont observé la génération expérimentale d'un supercontinuum de plus de 1000 nm dans une FOM air/silice par le biais d'impulsions femtosecondes à 770 nm. Dans le même temps, Wadsworth *et al.* [6] ont étudié les effets de la propagation et la génération de solitons dans des FOMs air/silice autour de 850 nm. A la même époque, l'intérêt porté sur les structures effilées pour les fibres silice croît rapidement. Ceci s'explique par les dynamiques nonlinéaires différentes que ces designs induisent sur la génération de supercontinuum. Parmi les

premiers travaux qui introduisent ces nouvelles structures, ceux de Birks [7], [8] font figures de référence et présentent une étude dans un premier temps théorique, puis expérimentale, de la génération d'un supercontinuum de plus de 1000 nm dans une fibre optique effilée à saut d'indice en silice. D'autres travaux importants ont suivi, notamment ceux de Wadsworth et al. [9] sur l'étude de la génération de supercontinuum dans une FOM effilée air/silice s'étendant de 400 à 1600 nm. Ces résultats primordiaux dans l'histoire de la génération de supercontinuum ont montré qu'il était alors possible de générer des élargissements spectraux, non plus dans des matériaux massifs avec des sources complexes, mais dans des guides d'ondes avec des lasers moins puissants, encombrants et coûteux. Les premiers résultats de génération de supercontinuum résumés ici ont été obtenus dans des fibres à base de silice, matériau qui impose certaines limites spectrales ne permettant pas d'investir l'infrarouge moyen. C'est pourquoi la recherche s'est portée vers de nouveaux matériaux à forts coefficients nonlinéaires permettant de transmettre beaucoup plus loin dans l'infrarouge. Les verres à base d'oxydes de tellure en font partie et l'intérêt qui leur est porté a grandi depuis les années 2000 et principalement depuis 2008 de par les travaux de Domachuk *et al.* [10]. Ceux-ci font office de référence dans la génération de SC dans des FOMs à base de tellurites puisqu'ils ont montrés la possibilité d'obtenir un élargissement spectral d'environ 4000 nm dans ce type de fibre. Cependant un tel élargissement n'a jamais pu être reproduit depuis. Les FOMs à base de tellurites ont d'importantes perspectives d'applications dans le développement de nouvelles sources lasers large bande et la génération de supercontinuum dans l'infrarouge moyen. D'autres matériaux présentent aussi un fort potentiel pour la génération de supercontinuum dans cette gamme de longueurs d'onde. Les verres de chalcogénures, entre autres, présentent des propriétés très intéressantes (forts coefficients non-linéaire, transmission dans l'infrarouge plus large) mais leur technique de fabrication est plus contraignante et ils sont, de par leur dispersion, plus particulièrement adaptés à des sources de pompe émettant dans l'infrarouge moyen. La génération de supercontinuum est donc aujourd'hui un sujet de recherche très important pour son énorme potentiel applicatif dans différents domaines tels que le militaire, la métrologie, la médecine ou encore la spectroscopie. En effet, ces sources larges bandes sont des outils puissants pour l'analyse spectrale et la détection d'espèces chimiques, leur force résidant dans le fait qu'une unique source supercontinuum peut englober une large gamme d'absorptions gazeuses, éliminant ainsi le besoin de laser accordables [11]. Comparé aux diodes électroluminescentes, les sources SC fournissent plusieurs ordres de grandeur supplémentaire en puissance.

Nos travaux de thèse s'inscrivent donc dans la volonté de développer le savoir-faire et la compréhension du phénomène de génération de supercontinuum dans l'infrarouge en nous basant sur des verres et FOMs à base de tellures confectionnés au laboratoire. Ces travaux sont réalisés dans le but de développer une source SC compacte dans l'infrarouge moyen pour une application de détection d'espèces gazeuses. Tout au long de cette thèse, nous allons tenter de suivre un cheminement logique en partant du verre pour terminer à la fibre optique microstructurée effilée.

Le chapitre I va nous permettre d'introduire toutes les notions nécessaires à la compréhension des résultats qui seront présentés par la suite. L'accent sera mis sur l'introduction de l'optique linéaire (mécanismes de guidage de la lumière) et non-linéaire intervenant dans la génération du supercontinuum, du verre massif aux FOMs effilées.

Dans le chapitre II, nous présenterons une partie importante de notre travail, la fabrication du verre et des FOMs (uniformes et effilées). Nous allons dans un premier temps expliquer le choix de la composition de verre utilisé ainsi que les étapes de sa synthèse. Nous mettrons en avant le principal inconvénient que présentent les verres d'oxydes, et comment nous espérons le contourner. Puis, nous allons nous intéresser à la préparation de la préforme et au fibrage de la fibre microstructurée. Enfin, nous présenterons la technique utilisée pour la fabrication des FOMs effilées, la modification qu'elle apporte à la structure de la fibre et les limites soulevées.

Le chapitre III va se porter sur l'étude spectrale et angulaire de la génération de supercontinuum par filamentation dans les verres à base d'oxydes de tellure. Ce chapitre permettra de montrer expérimentalement et numériquement l'élargissement spectral induit par le phénomène non-linéaire de filamentation. L'étude angulaire, qui n'a jamais été réalisée dans ce type de verre, permettra de mettre en avant la génération d'ondes coniques qui sont la signature en optique non-linéaire de la génération de supercontinuum induite par filamentation. De plus, une étude temporelle de la compression d'impulsion intervenant lors du phénomène viendra compléter ces travaux.

Le chapitre IV, va nous permettre de présenter une étude complète de la dynamique de génération de supercontinuum dans les fibres optiques microstructurées effilées à base d'oxydes de tellure, l'objectif étant de montrer l'intérêt de réaliser de telles structures pour la génération de SC. Nous allons présenter plusieurs simulations numériques couplées à des résultats obtenus expérimentalement permettant de justifier le choix du design de fibre effilée utilisé, l'intérêt de ces structures sur la dynamique solitonique et sur la génération de SC dans l'infrarouge moyen. Nous présenterons les résultats obtenus pour la génération de supercontinuum dans l'infrarouge moyen à l'aide de FOMs effilées à base de tellurites.

Le chapitre V permettra de conclure cette thèse sur l'objectif que l'on s'était fixé, à savoir le développement d'une source supercontinuum compacte dans l'infrarouge moyen pour une application de détection de gaz. Nous présenterons le développement de plusieurs sources supercontinuum basées sur différents types de fibres optiques et détaillerons le montage expérimental de l'expérience de spectroscopie en phase gazeuse. Nous comparerons les résultats fournis par les différentes configurations et conclurons sur les limites et perspectives envisageables pour ces sources.

Le cadre appliqué de ce projet, son potentiel économique ainsi que son aspect innovant, nous ont permis d'obtenir un financement de thèse par la Région Bourgogne via le Plan d'Action régional pour l'Innovation (PARI). Ce PARI prévoit notamment, dans le cadre du dispositif Jeunes Chercheurs Entrepreneurs (JCE), la sensibilisation du doctorant à l'entreprise et à l'innovation. Ceci est effectué en parallèle de la thèse, par le suivi du Master Administration des Entreprises à l'Institut d'Administration des Entreprises (IAE) de Dijon et d'une formation à l'incubateur d'entreprises PREMICE sensibilisant le doctorant à l'innovation et la création de start-up. Ce master et cette formation m'ont permis d'obtenir de solides connaissances dans différents domaines liés au monde de l'entreprise et viennent ainsi compléter une formation doctorale technique et théorique par des notions appréciées de gestion d'entreprise.

Bibliographie

- [1] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, no. 11, pp. 584–588, 1970.
- [2] J. T. Manassah, R. R. Alfano, and M. Mustafa, “Spectral distribution of an ultrafast supercontinuum laser source,” *Phys. Lett. A*, vol. 107, no. 7, pp. 305–309, 1985.
- [3] C. Lin and R. H. Stolen, “New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, no. 4, pp. 216–218, 1976.
- [4] J. C. Knight, T. a Birks, P. S. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 7, pp. 484–5, Apr. 1997.
- [5] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and a J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm.,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 1, pp. 25–27, 2000.
- [6] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, a. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre, and P. S. J. Russell, “Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm,” *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 1, p. 53, 2000.
- [7] T. A. Birks and Y. Li, “The shape of fiber tapers,” *J. Light. Technol.*, 1992.
- [8] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. S. Russell, “Supercontinuum generation in tapered fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 19, pp. 1415–1417, 2000.
- [9] W. J. Wadsworth, a Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. a Birks, T. P. M. Man, and P. S. Russell, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source,” vol. 19, no. 9, pp. 2148–2155, 2002.
- [10] P. Domachuk, N. a Wolchover, M. Cronin-Golomb, a Wang, a K. George, C. M. B. Cordeiro, J. C. Knight, and F. G. Omenetto, “Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs.,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, pp. 7161–8, May 2008.
- [11] C. F. Kaminski, R. S. Watt, a. D. Elder, J. H. Frank, and J. Hult, “Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 92, no. 3 special issue, pp. 367–378, 2008.

CHAPITRE I

Propriétés optiques, du verre massif à la fibre effilée

CHAPITRE I. PROPRIETES OPTIQUES, DU VERRE MASSIF A LA FIBRE EFFILEE

1	ASPECTS D'OPTIQUE LINEAIRE ET PROPAGATION DE LA LUMIERE.....	9
1.1	PROPRIETES OPTIQUES DES MATERIAUX.....	9
1.1.1	<i>Introduction au verre.....</i>	9
1.1.2	<i>Indice de réfraction linéaire.....</i>	9
1.1.3	<i>Dispersion chromatique du matériau.....</i>	10
1.1.4	<i>Absorption dans un milieu.....</i>	11
1.1.4.1	Absorption dans l'UV.....	11
1.1.4.2	Absorption multiphonon.....	12
1.1.5	<i>Diffusion dans un milieu.....</i>	13
1.1.5.1	Diffusion Rayleigh.....	13
1.1.5.2	Diffusion de Mie.....	13
1.1.5.3	Diffraction et longueur de Rayleigh.....	14
1.2	PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES OPTIQUES.....	14
1.2.1	<i>Introduction à la fibre optique.....</i>	14
1.2.1.1	Les différents profils géométriques.....	15
1.2.1.2	Principe de la réflexion totale interne.....	15
1.2.1.3	Approche modale.....	17
1.2.2	<i>Dispersion.....</i>	17
1.2.2.1	Dispersion du guide d'onde.....	17
1.2.2.2	Dispersion totale.....	18
1.2.3	<i>Les pertes dans les fibres optiques.....</i>	19
1.2.3.1	Pertes par absorption.....	19
1.2.3.2	Atténuation totale.....	20
1.3	PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES (FOMs).....	21
1.3.1	<i>Introduction aux FOMs.....</i>	21
1.3.2	<i>Géométrie et mécanisme de guidage dans les fibres à cœur plein.....</i>	22
1.3.3	<i>Pertes de confinement.....</i>	23
1.3.4	<i>Contrôle de la dispersion.....</i>	23
1.4	PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES EFFILEES.....	24
1.4.1	<i>Introduction aux fibres effilées.....</i>	24
1.4.2	<i>Effets sur la dispersion.....</i>	25
1.4.3	<i>Les pertes additionnelles.....</i>	26
2	EFFETS NON-LINEAIRES ET GENERATION DE SUPERCONTINUUM.....	27
2.1	CAS GENERAL.....	27
2.1.1	<i>Modèle général de propagation unidirectionnelle d'une impulsion ultrabrève (UPPE).....</i>	27
2.1.2	<i>Effets non-linéaires communs à la filamentation et aux guides d'onde.....</i>	28
2.1.2.1	Effet Kerr optique.....	28
2.1.2.2	Automodulation de phase (SPM).....	29
2.1.2.3	L'intermodulation de phase (XPM).....	30
2.1.2.4	Le mélange à quatre ondes (FWM).....	30
2.1.2.5	L'effet Raman.....	30
2.2	PROPAGATION PAR FILAMENTATION ET GENERATION DE SUPERCONTINUUM.....	32
2.2.1	<i>En première approche.....</i>	32

2.2.2	<i>Equation phénoménologique (UPPE)</i>	33
2.2.3	<i>Effets non-linéaires particuliers</i>	33
2.2.3.1	Autofocalisation par effet Kerr optique.....	33
2.2.3.2	La défocalisation de la lumière induite par plasma.....	34
2.2.4	<i>La génération de supercontinuum</i>	34
2.2.4.1	Etat de l'art : dans les verres massifs.....	34
2.2.4.2	Dynamique de génération de supercontinuum par filamentation.....	35
2.2.4.2.1	Mécanismes d'élargissement spectral en régime femtoseconde.....	35
2.2.4.2.2	Emission conique polychromatique.....	36
2.3	PROPAGATION DANS LES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES ET GENERATION DE SUPERCONTINUUM.....	37
2.3.1	<i>Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée</i>	37
2.3.2	<i>Effets non-linéaires particuliers</i>	38
2.3.2.1	Le temps de choc.....	38
2.3.2.2	Génération du soliton.....	39
2.3.3	<i>La génération de supercontinuum dans les fibres</i>	40
2.3.3.1	Etat de l'art : les tellurites.....	40
2.3.3.1.1	Les fibres optiques microstructurées.....	40
2.3.3.1.2	Les FOMs effilées.....	41
2.3.3.2	Dynamique de génération de supercontinuum.....	42
2.3.3.2.1	Fission du soliton.....	42
2.3.3.2.2	Auto-décalage en fréquence du soliton.....	43
2.3.3.2.3	Génération d'ondes dispersives.....	43
2.3.3.2.4	Régime d'impulsion femtoseconde.....	44
2.3.3.2.5	Influence des fibres effilées sur la dynamique.....	45
	BIBLIOGRAPHIE	47
	TABLE DES FIGURES	56

1 Aspects d'optique linéaire et propagation de la lumière

1.1 Propriétés optiques des matériaux

1.1.1 Introduction au verre

Le verre est par définition un liquide figé qui, par opposition à un cristal, n'a pas d'organisation atomique à grande échelle. Il est défini, selon Zarzycki [1] comme étant un solide non-cristallin présentant le phénomène de transition vitreuse. La transition vitreuse marque en réalité le passage de l'état solide à l'état liquide. Un verre est un matériau qui a des propriétés thermiques qui lui sont propres : la température de transition vitreuse (T_g), la température de cristallisation (T_x) et la température de fusion (T_f). Les verres peuvent être classés en trois familles principales, les oxydes (comme les tellurites ou la silice), les fluorides et les verres de chalcogénures.

Les verres à base d'oxyde de tellure (les tellurites) sont depuis longtemps reconnus pour leurs propriétés linéaires et non linéaires qui laissent entrevoir leur grand potentiel en termes d'applications en optique. Les propriétés de ce groupe de verre vont fortement favoriser le confinement de la lumière dans les fibres optiques et améliorer l'efficacité des effets non linéaires. La transition vitreuse se situant entre 250 et 400°C (dépendant de la composition du verre), les verres à base d'oxyde de tellure seront relativement simples à mettre en forme, notamment dans le cas du fibrage. A titre de comparaison, le verre silice a une température de transition vitreuse de l'ordre de 1120 °C [2].

Les thèses qui ont précédé mon travail ont mis en avant l'intérêt de ces verres pour la réalisation de fibres optiques microstructurées dans le but de générer des effets non-linéaires. En effet, les travaux de Savelii *et al.* [3] ont beaucoup apportés en termes de savoir-faire, notamment dans la fabrication du verre, dans sa composition mais aussi son fibrage. Cette thèse va s'articuler autour des verres à base d'oxydes de tellure et des fibres optiques fabriquées à partir de ces derniers. Dans cette partie, il va être question de présenter les principales propriétés physiques et plus particulièrement optiques des verres, en se focalisant pour le moment sur leurs aspects linéaires.

1.1.2 Indice de réfraction linéaire

L'indice de réfraction n d'un milieu est égal au rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide c sur la vitesse de la lumière dans le matériau v (vitesse de phase) :

$$n = \frac{c}{v} \tag{1.1.1}$$

Cet indice de réfraction peut également faire intervenir un facteur lié au coefficient d'absorption du milieu, n devient alors :

$$n^* = n - ik \quad \text{avec} \quad k = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}$$

Où α est le coefficient d'extinction et λ la longueur d'onde. Dans les milieux liquides et solides, l'indice augmente lorsque λ diminue. À l'image de l'indice de réfraction linéaire calculé à partir de la vitesse de phase d'une onde monochromatique, on parle d'indice de groupe pour l'indice de réfraction calculé à partir de la vitesse de groupe d'un paquet d'ondes. Utilisé pour les impulsions lumineuses (polychromatiques), l'indice de groupe s'écrit de la façon suivante :

$$n_g = \frac{c}{v_g} = c \frac{dk}{d\omega} = \frac{d\omega n(\omega)}{d\omega} = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \quad (1.1.2)$$

Le calcul de l'indice nous permet par la suite de décrire numériquement le phénomène de dispersion, qui est en fait une variation de l'indice de réfraction linéaire en fonction de la longueur d'onde. Un modèle souvent utilisé est la formule de *Cauchy*, qui approxime l'indice de réfraction linéaire par la relation :

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots \quad (1.1.3)$$

Par ailleurs, pour un milieu dont les bandes d'absorption se situent dans l'infrarouge et dans l'ultraviolet, la formule (ou approximation) de *Sellmeier* se trouve être la plus adéquate [4] :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (1.1.4)$$

Ici, les coefficients $B_{1,2,3}$ et $C_{1,2,3}$ sont appelés coefficients de Sellmeier, propres au matériau et souvent déterminés expérimentalement. C'est à partir de cette équation que nous calculerons dans la suite de cette thèse nos courbes de dispersion.

1.13 Dispersion chromatique du matériau

La dispersion chromatique est un phénomène en optique ondulatoire qui met en avant le fait que pour une onde qui se propage dans un milieu défini comme étant dispersif, les fréquences qui la composent ne se propageront pas toutes à la même vitesse. Il est à noter que tous les milieux sont plus ou moins dispersifs, seul le vide ne l'est pas. Le phénomène de dispersion est en fait en relation directe avec l'indice de réfraction d'un milieu, plus le milieu aura un indice de réfraction élevé, plus la dispersion qu'il induira sur l'onde qui le traverse sera importante. En d'autres termes, l'indice de réfraction dépendant de la longueur d'onde, lorsqu'une onde lumineuse dont le spectre s'étale sur plusieurs longueurs d'onde traverse un milieu, chaque raie du spectre va observer un indice de réfraction différent, cela implique alors que chacune des raies va progresser dans le milieu à une vitesse différente des autres. Pour une source polychromatique, chacune des impulsions lumineuses

va s'élargir au cours de sa propagation dans le milieu. La dispersion chromatique du matériau peut se calculer par l'équation suivante :

$$D_m = -\frac{\lambda d^2 n}{c d\lambda^2} \quad (1.1.5)$$

λ correspond à la longueur d'onde, c la célérité de la lumière et n l'indice de réfraction linéaire du milieu (approché par l'équation de *Sellmeier*), D s'exprime en $[ps/nm.km^{-1}]$. La longueur d'onde de dispersion chromatique nulle (ZDW pour Zero Dispersion Wavelength) est caractéristique de chaque composition vitreuse. Lorsque la dispersion est négative, on se situe en régime de dispersion normale, les grandes longueurs d'onde sont alors plus rapides que les petites. Lorsqu'elle est positive, nous sommes en régime de dispersion anormale et les grandes longueurs d'onde sont moins rapides que les petites. Le Tableau-1 présente, pour quelques matériaux vitreux, la position de leur ZDW respectif.

Matériau	ZDW (μm)
Silice	1.26
ZBLAN	1.62
Tellurite	2.24
GLSO	4.64
Oxydes de Bismuth	2.29
As ₂ S ₃	4.81

Table 1. Valeurs de longueurs d'onde de dispersion nulle pour différents matériaux vitreux [5], [6].

1.1.4 Absorption dans un milieu

1.1.4.1 Absorption dans l'UV

Ce type d'absorption est dû aux transitions électroniques. Les électrons de valence absorbent les longueurs d'onde dont l'énergie correspond à leur énergie de gap. D'après la théorie des bandes dans un solide, les électrons ne peuvent prendre que certaines valeurs de l'énergie bien précises dans des niveaux d'énergie particuliers, mais avec suffisamment d'énergie, un électron peut passer d'un de ces niveaux à un autre. Les photons ont une énergie $h\nu$ qui est inversement proportionnelle à la longueur d'onde ($\nu = c/\lambda$). Cet apport d'énergie peut permettre à un électron de passer d'un niveau à l'autre si la longueur d'onde est suffisamment petite. Ainsi, la limite de transmission optique dans les basses longueurs d'onde est donnée par :

$$\lambda_0 = hc/E_g \quad (1.1.6)$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et E_g le gap du composé considéré. La décroissance du coefficient d'absorption α vers les plus grandes longueurs d'onde est donnée par la formule d'Urbach [7] :

$$\alpha_{UV}(\lambda) = \alpha_0 e^{\beta \cdot \lambda}, \quad \alpha_0 \text{ et } \beta > 0 \text{ étant des constantes} \quad (1.1.7)$$

La transparence du verre sera limitée dans le visible et le proche UV [8] si certains de ses composés ont un gap optique trop faible ou par la présence d'éléments de transition qui viendront le polluer. La silice a par exemple un gap optique de 8.2 eV [9], tandis que celui de la tellurite est d'environ 3 eV [10], cette différence expliquant notamment pourquoi la fenêtre de transmission de la silice va plus loin dans les basses longueurs d'onde. En effet, si on fait le calcul de la limite optique dans les basses longueurs d'onde pour la silice et pour la tellurite, en utilisant les données précédentes, on obtient $\lambda_{0(\text{silice})} = 151 \text{ nm}$ et $\lambda_{0(\text{tellurite})} = 414 \text{ nm}$.

1.1.4.2 Absorption multiphonon

La transmission vers les grandes longueurs d'onde est limitée par l'absorption multiphonon qui correspond aux vibrations du réseau. Elle varie en fonction de la constante de force des liaisons (k) et de la masse réduite (μ) des atomes constituant de masses m_x selon [11].

$$v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \text{ avec } \frac{1}{\mu} = \sum_{x \geq 1} \frac{1}{m_x} \quad (1.1.8)$$

La décroissance du coefficient d'absorption vers les longueurs d'onde plus faibles est donnée par la formule [12] :

$$\alpha_{IR}(\lambda) = \alpha_1 e^{-\gamma/\lambda}, \quad \alpha_1 \text{ et } \gamma > 0 \text{ sont des constantes} \quad (1.1.9)$$

Pour repousser cette coupure infrarouge vers de plus grandes longueurs d'onde, il faudra donc choisir des éléments lourds pour augmenter la masse réduite μ et en privilégiant les liaisons ioniques pour diminuer k . La figure suivante compare les fenêtres de transmission de diverses familles de verres. On constate que plus les verres contiennent des éléments avec des masses molaires importantes et plus la coupure multiphonon intervient dans les grandes longueurs d'onde. Les verres de chalcogénures présentent des fenêtres de transparences pouvant aller jusqu'à 20 μm , les verres fluorés transmettent jusqu'à environ 8 μm tandis que la transmission des verres de tellurites s'arrête à 6 μm .

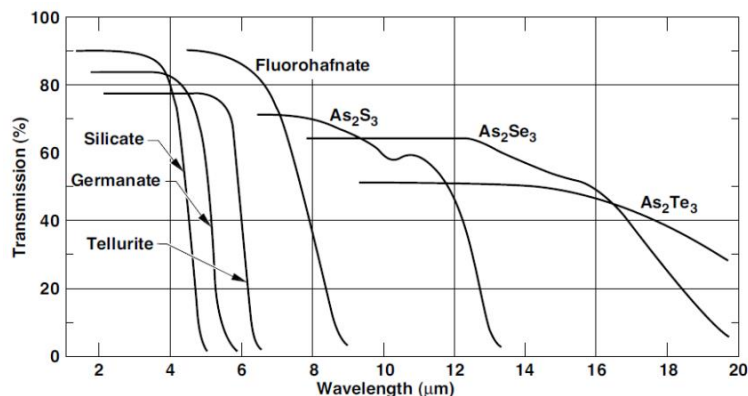


Figure 1-1. Fenêtres de transmission dans l'IR pour différents verres [13].

1.15 Diffusion dans un milieu

La diffusion est un phénomène notable qui va apparaître tant dans le verre massif que dans les fibres optiques. On dénombre deux types de diffusion que nous allons décrire ici.

1.1.5.1 Diffusion Rayleigh

Il s'agit de la diffusion des photons par des électrons dont la taille est beaucoup plus petite que la longueur d'onde du photon incident. Les photons sont diffusés par des électrons liés à un atome ou à une molécule et il n'y a pas d'échange d'énergie entre photons et matière. Le champ électrique de l'onde incidente va déformer le nuage électronique des atomes, le barycentre des charges négatives oscillant ainsi par rapport au noyau. Un dipôle est créé et rayonne dans toutes les directions, c'est la diffusion Rayleigh. L'intensité qui est diffusée par le milieu est inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la longueur d'onde incidente ($1/\lambda^4$). En d'autres termes, plus la longueur d'onde est faible et plus le rayonnement diffusé sera important, impliquant ainsi une diminution de la lumière transmise [14].

1.1.5.2 Diffusion de Mie

C'est la diffusion par des particules mésoscopiques dont la dimension caractéristique est comparable à la longueur d'onde du rayonnement incident. Contrairement au paragraphe précédent qui concerne l'effet des particules très petites par rapport à la longueur d'onde incidente, ici, pour des particules plus grandes, la théorie de Rayleigh ne s'applique plus. Ce type de diffusion est caractéristique des matériaux amorphes tels que le verre. En effet, elle est relative aux variations d'indice de réfraction du cœur et de la gaine souvent provoqués par l'inhomogénéité du verre, les impuretés ou bien les défauts qu'il contient. L'intensité diffusée est inversement proportionnelle au

carré de la longueur d'onde ($1/\lambda^2$). Cette diffusion peut-être négligeable si la qualité du verre est suffisamment bonne, comme dans les fibres commerciales en silice fabriquées aujourd'hui [15].

1.1.5.3 Diffraction et longueur de Rayleigh

La diffraction est un phénomène d'optique ondulatoire où les rayons sont déviés de façon cohérente par le milieu qu'ils traversent. La diffraction d'une onde lumineuse apparaît toujours, même lorsqu'elle se propage dans le vide. Nous allons présenter ce qu'on appelle la longueur caractéristique de diffraction d'un faisceau laser. Les lois de l'optique Gaussienne disent que la largeur d'un faisceau Gaussien augmente d'un facteur $\sqrt{2}$ lorsque le faisceau se propage sur une longueur caractéristique, appelée distance, ou longueur de Rayleigh. Elle est définie par :

$$d_R = \frac{k \cdot \omega_0^2}{2} = \frac{\pi \cdot n_0 \cdot \omega_0^2}{\lambda_0}$$

Où ω_0 est la largeur minimum du faisceau, λ_0 la longueur d'onde du laser dans le vide, n_0 l'indice de réfraction du milieu à cette longueur d'onde, $k \equiv n_0 k_0$ et $k_0 \equiv 2\pi/\lambda_0$, respectivement le nombre d'onde dans le milieu considéré et dans le vide. Par exemple, si on considère un milieu d'indice $n_1 = 1.46$ (la silice) et un milieu d'indice $n_2 = 2.2$ (la tellurite), les distances Rayleigh respectives d'un faisceau avec $\omega_0 = 100 \mu m$ à $\lambda_0 = 1.55 \mu m$ sont $d_{R_1} = 3 cm$ et $d_{R_2} = 4.5 cm$.

Nous verrons plus tard que des processus non-linéaires peuvent compenser les effets de la diffraction et permettent au faisceau de se propager bien au-delà de la longueur de Rayleigh.

1.2 Propagation de la lumière dans les fibres optiques

1.2.1 Introduction à la fibre optique

Les fibres optiques ayant la propriété de guider la lumière, elles servent notamment dans la transmission de données. En permettant les communications à très longues distances et à des débits jusqu'alors jamais atteints, les fibres optiques ont constitué l'un des éléments majeurs de la révolution des télécommunications optiques, mais pas seulement, puisque leurs propriétés sont également largement exploitées dans le domaine des capteurs, l'imagerie, l'éclairage, etc.

Dans cette sous-partie, nous allons faire quelques rappels concernant la propagation de la lumière dans les fibres optiques conventionnelles de manière à poser certaines bases pour la compréhension de ce manuscrit de thèse.

1.2.1.1 Les différents profils géométriques

En première approximation, une fibre optique peut-être définie comme étant un guide d'onde à géométrie cylindrique. Il est réalisé à base de deux matériaux vitreux d'indices optiques différents appelés cœur et gaine. Le cœur (d'indice supérieur) est le milieu dans lequel, sous certaines conditions, l'onde incidente va se propager. La gaine, dont l'indice doit être inférieur à celui du cœur, va aussi servir au confinement de la lumière. Dans les fibres silice classiques, le cœur est légèrement dopé au germanium afin d'augmenter son indice de réfraction. Il existe plusieurs profils d'indices :

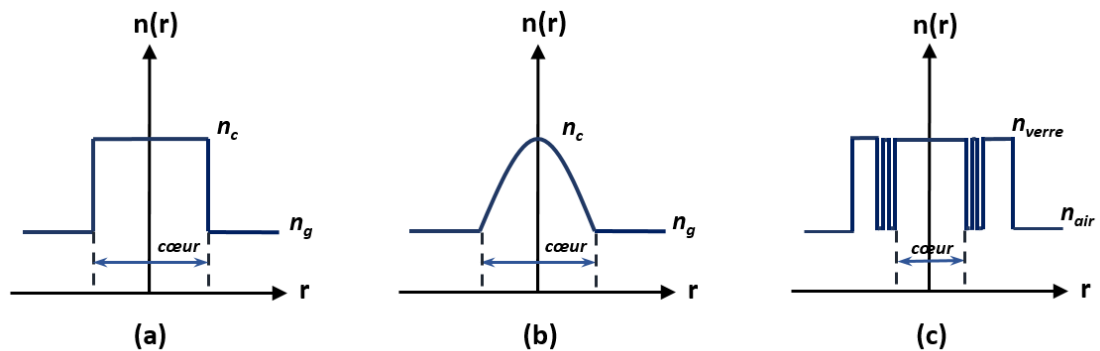


Figure 1-2. Différents profils d'indices (a) Fibre à saut d'indice, (b) Fibre à gradient d'indice parabolique, (c) Fibre microstructurée.

La configuration la plus courante et la plus simple à confectionner est la fibre à saut d'indice, l'indice du cœur est constant sur toute sa surface, contrairement à une fibre à gradient d'indice qui verra l'indice de son cœur diminuer au fur et à mesure que l'on s'écarte du centre de la fibre pour atteindre l'indice de la gaine, la variation d'indice étant le plus souvent parabolique. Enfin, on trouve les fibres microstructurées qui présentent des trous d'air dans la gaine. Plus compliquées à mettre en œuvre, elles présentent cependant un fort intérêt pour la génération de différents phénomènes non-linéaires que nous aborderons plus tard.

1.2.1.2 Principe de la réflexion totale interne

Afin de permettre le guidage de l'onde optique dans le cœur de la fibre, ce dernier doit avoir un indice de réfraction plus élevé que celui de la gaine. Ceci est une conséquence du principe de réflexion totale interne et ce phénomène se trouve être à la base des communications par fibre optique. En effet, le guidage de l'onde dans une fibre optique est une succession de réflexions totales internes à l'interface cœur/gaine. Cette condition pour que la lumière se propage au sein de la fibre n'est valable que jusqu'à un angle maximum d'incidence. Des conditions de réflexion totale, on obtient la relation suivante donnant l'angle d'incidence maximal :

$$\sin\theta_{max} = \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} = ON \quad (1.2.1)$$

ON est l'ouverture numérique de la fibre. Cela signifie que tous les rayons qui rentreront dans le cône d'angle $2\theta_{max}$ seront guidés dans le cœur de la fibre par réflexion totale. Les rayons qui ne rentrent pas dans ce cône seront quant à eux perdus dans la gaine. La figure ci-dessous schématise la propagation de la lumière dans une fibre optique.

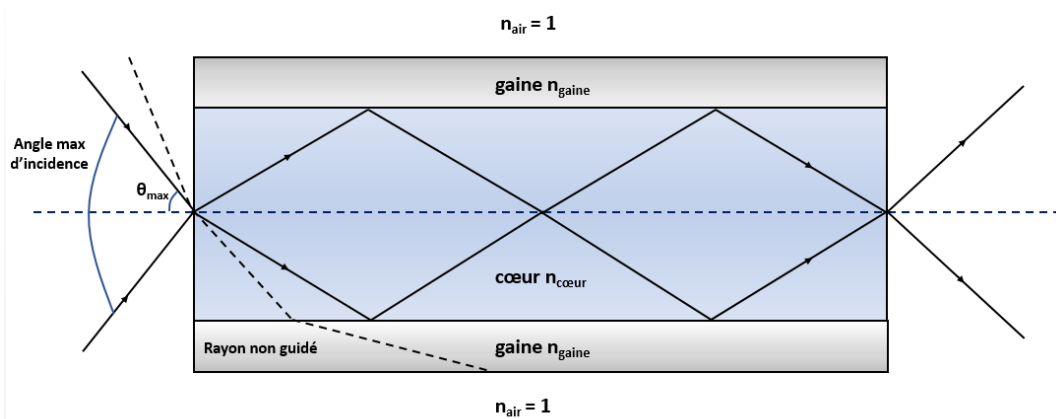


Figure 1-3. Principe de réflexion totale interne lors de la propagation de la lumière dans une fibre optique.

L'ouverture numérique a une grande importance pratique. Lorsque l'on souhaite coupler la lumière dans une fibre, l'ON doit être prise en compte en choisissant une lentille dont elle est similaire ou inférieure à celle de la fibre. Il devient donc logique que plus l'ouverture numérique de la fibre sera élevée, et plus il sera aisé d'y coupler la lumière. Cependant, une fibre à grande ouverture numérique donne lieu à de nombreux modes de propagation, ce qui peut être un inconvénient lorsque l'on souhaite un guidage monomode.

Notons que lors de la traversée de deux milieux d'indices différents, l'énergie réfléchi et l'énergie transmise dépendent de l'indice de réfraction de chacun des milieux, de l'angle d'incidence, ainsi que de la polarisation de l'onde optique. En incidence normale, le coefficient de réflexion en intensité entre deux matériaux d'indice n_0 et n_1 se réduit à :

$$r = \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0}\right)^2 \quad (1.2.2)$$

r est ce qu'on appelle le coefficient de pertes de Fresnel. A l'interface entre l'air ($n_0 = 1$) et un matériau de haut indice, la réflexion peut être importante. Si l'on compare la valeur des réflexions de Fresnel dans le cas de l'interface air/silice et air/tellurite, matériaux d'indices $n_1 = 1.46$ et $n_2 = 2.2$ à $1.55 \mu\text{m}$, on obtient respectivement 4% et 15% de l'intensité incidente réfléchi à l'entrée de la fibre.

1.2.1.3 Approche modale

Dans la partie précédente, nous avons décrit le guidage de la lumière dans une fibre optique du point de vue de l'optique géométrique. Cependant, la lumière peut aussi être considérée comme une onde électromagnétique et l'on peut alors décrire sa propagation en résolvant l'équation d'Helmholtz sans second membre. Chaque onde qui est solution de cette équation est appelée mode optique.

Une fibre est dite monomode si cette solution est unique, un seul mode peut alors se propager dans la fibre. Il est possible de relier le nombre de modes guidés à la fréquence normalisée de la fibre. Pour une fibre à saut d'indice, ce paramètre est défini par l'équation :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (1.2.3)$$

a correspond au rayon du cœur de la fibre et λ à la longueur d'onde considérée. Grâce à cette valeur, on va pouvoir évaluer le nombre de modes qui se propagent dans la fibre. L'expression approchée du nombre de modes N se propageant dans une fibre à saut d'indice est :

$$N \approx \frac{V^2}{2} \quad (V \gg 1) \quad (1.2.4)$$

Une fibre à saut d'indice est monomode pour $V < 2,405$. Dans le cas où $V > 2,405$, plusieurs modes peuvent se propager, on parle alors de fibre multimode. Notons que chaque mode possède une fréquence de coupure (cut off) en dessous de laquelle il n'est plus guidé dans la fibre, le mode est alors dit à perte.

1.2.2 Dispersion

1.2.2.1 Dispersion du guide d'onde

La dispersion chromatique du matériau décrite dans la sous-partie 1.1.3 est due à la variation de l'indice de réfraction du cœur avec la longueur d'onde. Cependant, pour être complète, la description de la dispersion doit tenir compte d'un autre paramètre. En effet, les propriétés dispersives d'une fibre ne dépendent pas uniquement du matériau considéré mais aussi de la géométrie du guide d'onde introduisant une dispersion supplémentaire. Dans une fibre monomode standard, elle est généralement plus faible que la dispersion due au matériau. Cependant, pour des géométries plus complexes, elle peut devenir prédominante et dépendre essentiellement des paramètres géométriques de la fibre tels que le diamètre de cœur et le profil d'indice. Généralement, la dispersion du guide varie de façon opposée à celle du matériau et toutes deux peuvent se compenser pour certaines longueurs d'ondes (zéro de dispersion nulle), comme ceci est présenté sur la figure 1-4.

1.2.2.2 Dispersion totale

Précédemment, nous avons vu que la dispersion provenait en partie de la dépendance en fréquence de la réponse du matériau aux ondes électromagnétiques (D_m). On peut maintenant ajouter qu'elle découle aussi de la dépendance en fréquence associée à la géométrie du guide d'ondes aussi nommé dispersion chromatique du guide (D_g). La dispersion totale est alors la somme algébrique de ces deux contributions :

$$D = D_m + D_g \quad (1.2.5)$$

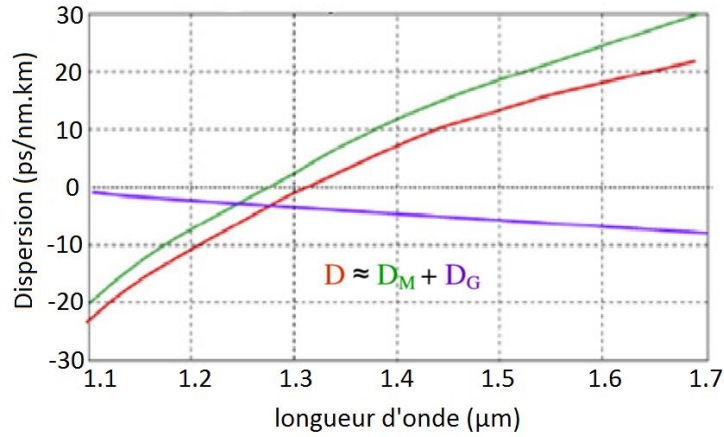


Figure 1-4. Courbe de dispersion chromatique du guide, du matériau et totale d'une fibre silice monomode à saut d'indice de diamètre de cœur 4 μm, $n_{\text{coeur}} = 1.46$, $n_{\text{gaine}} = 1.455$ [16].

La dispersion totale est calculée par :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.2.6)$$

La constante de propagation du mode guidé est exprimée par un développement de Taylor fonction de la fréquence centrale de l'impulsion tel que :

$$\beta(\omega) = n_{\text{eff}}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.2.7)$$

où c est la vitesse de la lumière, ω_0 la pulsation sur laquelle l'impulsion est centrée et les coefficients β_m sont donnés par :

$$\beta_m = \left(\frac{\partial^m \beta(\omega)}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.2.8)$$

Les paramètres β_1 et β_2 sont particulièrement importants dans les fibres optiques. Ils sont relatifs à l'indice de réfraction effectif du mode guidé $n_{\text{eff}}(\omega)$ (appelé également indice de phase) et valent :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} \right) \quad (1.2.9)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn_{eff}}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n_{eff}}{d\omega^2} \right) \quad (1.2.10)$$

où n_g est l'indice de groupe et v_g la vitesse de groupe. Physiquement parlant, l'enveloppe d'une impulsion optique se déplace à la vitesse de groupe v_g , tandis que le paramètre β_2 représente la dispersion de la vitesse de groupe (GVD : « group velocity dispersion »). Ce dernier est responsable de l'élargissement spectral et est lié à la dispersion totale. Les paramètres de dispersion β_m de troisième ordre et plus sont appelés ordres supérieurs de dispersion. Par ailleurs, il existe une longueur de dispersion L_D pour laquelle les effets dispersifs sont à prendre en compte pour l'évolution des impulsions. Elle est définie par :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.2.11)$$

Avec T_0 la durée initiale de l'impulsion.

1.2.3 Les pertes dans les fibres optiques

Les pertes dans les fibres optiques sont présentes pour de nombreuses raisons, elles peuvent être associées au verre avec les absorptions [UV](#) et [multiphonon](#) qui sont intrinsèques au matériau, aux diffusions de [Rayleigh](#) et de [Mie](#), mais aussi plus particulièrement à la fibre optique, relatives aux imperfections de structure et aux pertes de confinement. Nous allons ici présenter les pertes spécifiques aux fibres optiques, qui viennent s'ajouter à celles déjà présentées par les verres.

1.2.3.1 Pertes par absorption

L'absorption microscopique a déjà été abordée précédemment. En complément, nous allons nous pencher sur un type d'absorption qui a pour origine l'interaction de la lumière avec les impuretés contenues dans le verre. Celles-ci peuvent être des métaux de transition (Fe^{2+} , Cu^{2+} , Cr^{3+} , V^{4+} , etc.), ou bien des ions OH^- qui témoignent de la présence d'eau dans la fibre. Les ions métalliques absorbent majoritairement dans la gamme de longueurs d'onde comprises entre 600 nm et 1600 nm. À titre d'exemple, dans les fibres silice, une concentration d'impuretés d'1 ppm¹ entraîne des atténuations de l'ordre de 1 à 3 dB/km. On comprend alors la nécessité de fabriquer des matériaux extrêmement purs. Pour les ions hydroxyles OH^- , les longueurs d'onde absorbantes sont comprises entre 700 nm et 6300 nm et il est plus difficile de s'en affranchir que pour les ions

¹ 1 ppm d'impuretés = 1 ion d'impuretés pour 10^6 atomes dans le verre

métalliques. Il est cependant aujourd'hui possible d'obtenir dans les fibres silice des concentrations en ions OH de l'ordre de 1 ppm [17].

1.2.3.2 Atténuation totale

L'atténuation au sein des fibres optiques est sans doute l'effet le plus parlant en expérience, en termes de pertes optiques, puisqu'il regroupe à lui seul l'ensemble des pertes évoquées précédemment, à savoir les pertes par diffusion et par absorption. La constante d'atténuation α est une mesure de la perte d'énergie au cours de la propagation dans la fibre. Elle est calculée en utilisant l'équation suivante :

$$\alpha(\lambda) = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_t}{P_0}\right) \quad (1.2.12)$$

Ici, P_0 est la puissance injectée dans la fibre, P_t la puissance transmise, L la longueur de fibre. La Figure 1-5. présente l'atténuation typique en fonction de la longueur d'onde pour une fibre optique monomode en silice. On y retrouve tout ce dont on a discuté auparavant en termes de pertes au sein des fibres optiques. Pour finir, notons un dernier type de pertes qui correspond à la courbure de la fibre, tant macroscopique (due au câblage) que microscopique (micro-courbures qui proviennent souvent de la présence de défauts à l'interface cœur/gaine de la fibre), qui peut entraîner une atténuation de la lumière. Les conditions de réflexion totale n'étant pas totalement remplies, une partie du signal est découplée dans la gaine.

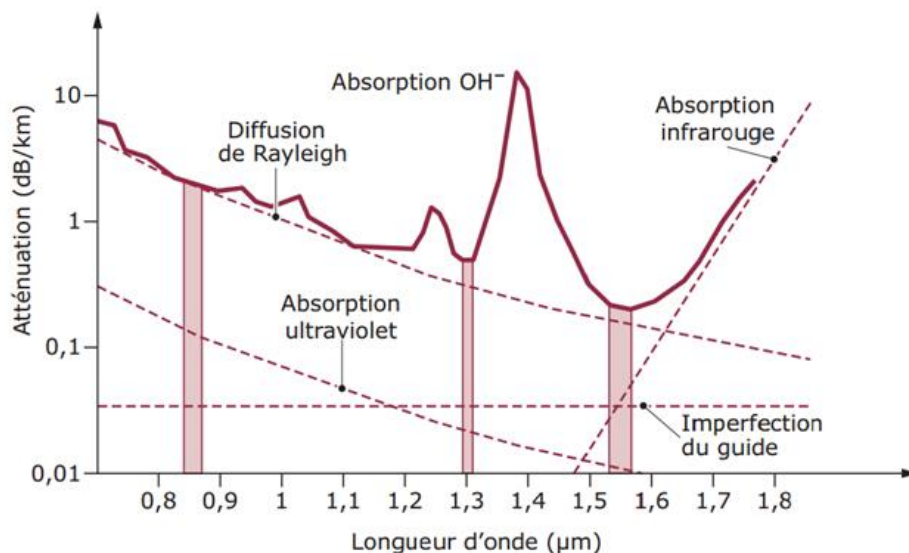


Figure 1-5. Courbe d'atténuation typique d'une fibre monomode en silice [18].

1.3 Propagation de la lumière dans les fibres optiques microstructurées (FOMs)

1.3.1 Introduction aux FOMs

La fibre optique microstructurée est un type de fibre qui présente une large gamme de propriétés optiques qu'il était impossible d'obtenir avec les fibres optiques standards. Les FOM peuvent être fabriquées en n'utilisant qu'un seul type de verre contrairement à la technologie classique, et le guidage de l'onde lumineuse au sein de la fibre est obtenu en introduisant des trous d'air tout au long de celle-ci. La toute première fibre microstructurée fut réalisée en 1973 par P. Kaiser [19]. Les principales motivations des travaux de Kaiser étaient de réaliser des fibres à faibles pertes optiques pour les télécommunications. Malheureusement pour les fibres microstructurées, le succès de la technologie MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition) va en grande partie être responsable de l'arrêt de leur développement du fait de son efficacité. Il faut attendre les années 90 et les travaux de Birk *et al.* [20], [21] pour que les fibres à cristaux photoniques suscitent de nouveau l'intérêt de la communauté scientifique et c'est ainsi que la première démonstration de guidage optique fut publiée en 1996 [22]. Depuis ces années, les fibres optiques microstructurées font partie des principaux sujets de recherches dans le domaine de l'optique guidée, de l'optique non-linéaire et dans le développement de sources infrarouges. Il existe 2 types de guidage possibles dans ces fibres :

- Le guidage par réflexion totale interne modifiée
- Le guidage par bande interdite photonique

C'est la première catégorie de guidage qui va nous intéresser dans cette thèse, et nous allons dans cette partie expliquer en quoi elle consiste. Il existe plusieurs types de structure pour les fibres microstructurées à cœur plein comme le montre la figure ci-dessous.

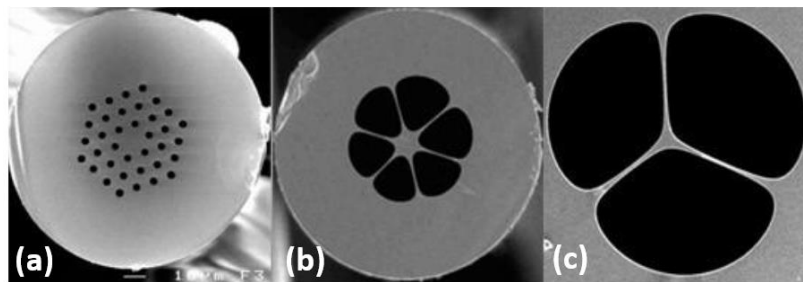


Figure 1-6. Exemples de fibres microstructurées (a) fibre à structure hexagonale (b) fibre à structure pamplemousse (c) fibre à cœur suspendu 3 trous.

1.3.2 Géométrie et mécanisme de guidage dans les fibres à cœur plein

Dans les fibres microstructurées à cœur plein, la limite entre le cœur et la gaine n'est plus la même que dans le cas des fibres à saut d'indice. On ne parle en effet plus de réflexion totale interne sur une interface cœur/gaine, mais plutôt de réflexion totale interne modifiée. Le guidage de l'onde dans le cœur de la fibre est assuré par une grande différence d'indice entre le verre, qui compose la fibre, et l'air contenu dans les trous [23]–[25]. C'est en ajustant les paramètres optogéométriques que l'on va pouvoir contrôler les propriétés de guidage de la lumière. La distance entre les centres de deux trous (Λ), que l'on appelle le pas du réseau, et le diamètre des trous (d) sont les paramètres optogéométriques sur lesquels on peut agir lors de la phase de préparation de la fibre (Figure 1-7).

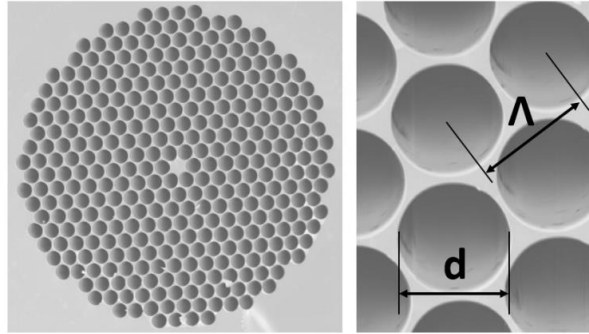


Figure 1-7. Paramètres optogéométriques d'une FOM à cœur plein. Image MEB d'une coupe transversale de fibre à cristal photonique [26], le diamètre de cœur est de $5\ \mu\text{m}$ et le diamètre des trous (d) est de $4\ \mu\text{m}$.

Les FOMs à cœur plein présentent de nombreuses analogies avec les fibres à saut d'indice standard. Malgré la présence d'une gaine microstructurée, il est possible d'assimiler l'indice de cette gaine à un indice moyen n_{geff} qui correspond en pratique à l'indice du mode de plus haut indice effectif autorisé à se propager dans la gaine. On se retrouve donc dans une situation similaire à celle des fibres à saut d'indice avec ici une différence d'indice $n_c - n_{geff}$ et donc un confinement possible dans le cœur. Pour assurer le guidage de la lumière, il faut que la constante de propagation β respecte la condition suivante :

$$k \cdot n_{geff} < \beta < k \cdot n_c \quad (1.3.1)$$

$k n_{geff}$ est la constante de propagation la plus haute autorisée dans la gaine tandis que $k n_c$ est la constante de propagation la plus haute pouvant se propager dans le cœur. Cependant, dans les fibres optiques microstructurées, la limite cœur/gaine peut ne pas être aussi clairement définie que dans les fibres à saut d'indice (en fonction de la taille des trous, largeur des ponts, etc.). Le mode optique n'est alors que partiellement confiné dans le cœur et on considère qu'une partie de l'onde qui se propage peut déborder dans la gaine microstructurée, c'est ce que l'on appelle l'onde évanescente.

Plus ce champ évanescent s'étale dans la gaine et plus les pertes de confinements sont importantes, ce qui nous amène à la section suivante.

1.3.3 Pertes de confinement

Les pertes de confinement sont principalement présentes dans les fibres optiques microstructurées. Elles sont généralement associées à des cœurs de petite taille et qui ont la particularité d'être des fibres mono-matériau [27]. Dans ce type de fibre, les modes guidés fuient inéluctablement du fait que l'indice de cœur est le même que celui de la gaine extérieure, si on ne considère pas les microstructures. Les pertes de confinement peuvent cependant être réduites de façon importante en augmentant la proportion d'air, en diminuant la taille des ponts, ou pour les fibres à structure hexagonale en augmentant le nombre de couronnes. Dans ce type de configuration, l'indice que voit le mode guidé (n_{eff}) possède une partie imaginaire qui représente les pertes relatives au confinement à travers la relation [28] :

$$\alpha_{conf} = \frac{40\pi \cdot \Im(n_{eff}) \cdot 10^6}{\lambda \cdot \ln(10)} \quad (1.3.2)$$

où λ est la longueur d'onde (en μm), α_{conf} s'exprime en dB/m.

1.3.4 Contrôle de la dispersion

Un des paramètres importants lorsque l'on parle de FOM est le contrôle de la dispersion du guide d'onde et notamment la position du zéro de dispersion chromatique (ZDW) que nous avons déjà évoqué pour l'aspect matériau. En modifiant les propriétés géométriques de la fibre, il est possible de compenser la dispersion matériau afin de décaler la position du zéro de dispersion, on peut ainsi le déplacer vers les basses longueurs d'onde en réduisant le diamètre de cœur et vice versa. Il n'est toutefois pas possible de dépasser la limite imposée par le zéro de dispersion matériau. La géométrie de la fibre optique microstructurée va donc permettre un contrôle de la dispersion, et ainsi de pouvoir s'adapter aux différents types de sources utilisées.

À titre d'exemple, on peut diminuer la position du ZDW de 1.3 μm à 780 nm dans une fibre en silice, comme on le voit sur la figure ci-dessous [29], il est également possible d'obtenir un second zéro de dispersion à plus haute longueur d'onde. Ce second ZDW peut perturber la propagation de l'onde au sein de la fibre, notamment lors de la génération de supercontinuum dont nous allons aborder le sujet un peu plus tard dans ce manuscrit.

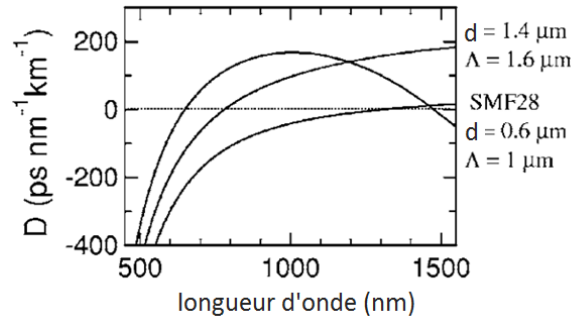


Figure 1-8. Calcul de la dispersion pour différents paramètres de FOM (Λ et d), comparaison avec une fibre SMF28 standard [29].

1.4 Propagation de la lumière dans les fibres effilées

1.4.1 Introduction aux fibres effilées

Les fibres optiques effilées présentent un large éventail d'applications possibles et sont devenues importantes dans le domaine de la détection optique. Elles consistent en une réduction du diamètre de la fibre par le biais d'une transition, le plus souvent adiabatique (*transition 1*), pour atteindre un diamètre que l'on appelle diamètre de *waist*. Puis, une seconde transition est nécessaire pour de nouveau retrouver le diamètre de la fibre initiale (*transition 2*) [30]. La géométrie d'une fibre optique effilée est illustrée ci-dessous.

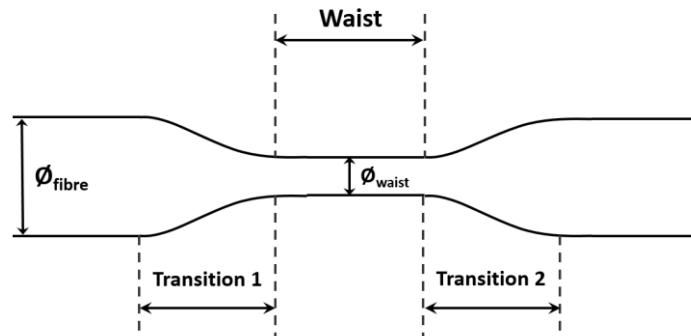


Figure 1-9. Les différentes parties qui composent une fibre effilée

Les fibres à saut d'indice effilées ont à l'origine été fabriquées et utilisées, avec succès, pour des applications en tant que coupleur monomode [31]. Depuis, elles ont trouvé de nombreuses autres utilités, en tant qu'agrandisseur de faisceau [32], interféromètres (Max-Zhender fibré) [33] et bien sûr en tant que capteurs [34]–[43]. Les fibres optiques microstructurées effilées ont quant à elles été principalement utilisées dans le cas de la génération de supercontinuum [44], [45]. Il a été montré que lors de la fabrication des fibres microstructurées effilées, la structure microstructurée de la fibre pouvait être conservée avec très peu (ou pas) de distorsion et que l'on pouvait descendre à de très

petits diamètres comme l'ont montrés les travaux de Mägi *et al.* [46] qui furent les premiers à présenter la fabrication de fibres microstructurées effilées en silice, avec une distance Λ inférieure à 300 nm. D'un point de vue géométrique, lors de la réduction du diamètre de la fibre, le diamètre du cœur diminue lui aussi. Pour ce type de fibre assez particulier, le passage du diamètre d'origine au waist induit des modifications importantes des propriétés de guidage de la lumière, tant au niveau des phénomènes non-linéaires qu'au niveau de la dispersion, et c'est cette dernière caractéristique qui nous amène au paragraphe suivant.

1.4.2 Effets sur la dispersion

On sait déjà que pour les fibres en silice, une diminution de la taille du cœur implique une modification de la position du zéro de dispersion, comme on l'a vu précédemment. Lors d'une réduction de diamètre comme pour les fibres effilées, intervient une modification du diamètre de cœur. Ainsi, l'onde qui se propage va rencontrer un changement de dispersion tout au long de sa propagation. Les propriétés de guidage sont changées et leurs conséquences sur les effets non-linéaires dans la fibre ne seront pas négligeables. Nous aborderons plus en détail les effets des tapers sur les propriétés non-linéaires des fibres et plus particulièrement sur la génération de supercontinuum, un peu plus tard dans ce manuscrit. D'un point de vue dispersif, on peut voir sur la figure suivante que dans le cas d'une fibre optique microstructurée en silice, une diminution du diamètre de cœur entraîne bien une modification de la position du zéro de dispersion et l'apparition d'un second ZDW à plus hautes longueurs d'onde (pour des cœurs suffisamment petits). Pour les fibres à base de tellurites, Qin *et al.* [47] ont montré que les effets de la taperisation sur la dispersion étaient similaires à ceux observés sur les fibres en silice. Sur la figure suivante est présenté le profil dispersif d'une fibre microstructurée air/silice (de diamètre initial de cœur 3.1 μm) pour différents diamètres de cœur de waist [44]. On voit que plus le diamètre de cœur du waist est petit, et plus le second zéro de dispersion sera proche du premier.

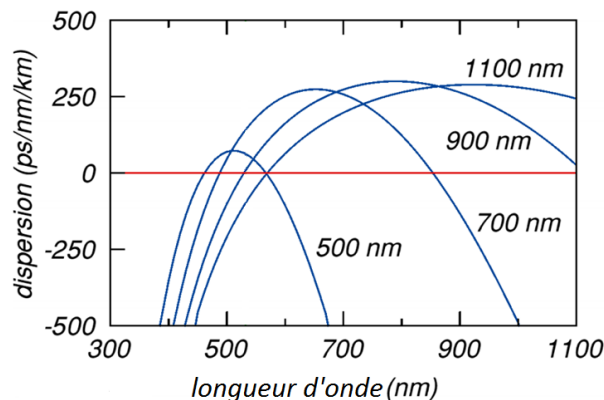


Figure 1-10. Evolution de la position du zéro de dispersion pour une fibre microstructurée air/silice, de diamètre de cœur initial 3.1 μm , pour différents diamètres de cœur de waist. La ligne rouge marque la dispersion nulle [44].

1.43 Les pertes additionnelles

La fabrication de fibres effilées ajoute des pertes supplémentaires à la fibre initiale. On peut en distinguer deux principales, les pertes dues à la structure de la fibre effilée, notamment de sa microstructure et les pertes inhérentes à la fabrication des tapers, qui ne peuvent pas réellement être contournées.

Dans le premier cas, lorsque la première transition est « douce », la lumière peut se propager jusqu'au waist sans subir de pertes trop importantes. Au contraire, une première transition abrupte, donc non-adiabatique, peut causer de fortes pertes de transmission dues au couplage des modes d'ordres supérieurs [48]. Dans notre cas, la technique de fabrication des fibres effilées utilisée nous limite en termes de longueur. En effet, l'amplitude d'une partie effilée de fibre ne peut être que de 65 mm au maximum, ceci implique que notre première transition ne peut pas être totalement adiabatique et que vont s'ajouter des pertes supplémentaires à celles de la fibre initiale. On peut aussi distinguer les pertes dues au bouchage des trous durant la fabrication, qui entraînent un élargissement des ponts et donc une fuite du mode guidé dans la gaine (voir figure suivante). Généralement, elles sont dues à un trop petit diamètre de waist considéré ou bien à un chauffage trop important de la zone effilée.

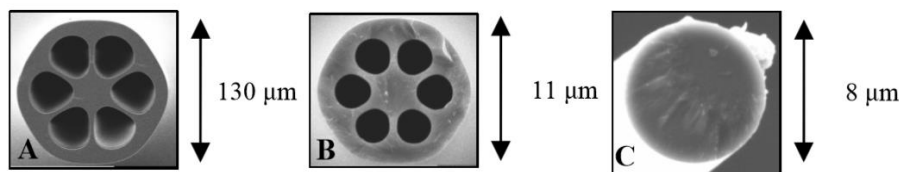


Figure 1-11. Image MEB de la section transverse d'une fibre microstructurée en silice (A) structure de la fibre non-effilée (B) structure de la fibre durant la fabrication du taper (C) structure de la fibre effilée finale [49].

D'autre part, il a été montré que dans des fibres microstructurées en silice, lorsque le cœur devient trop petit devant la longueur d'onde, le confinement du mode guidé n'était pas conservé le long de la propagation dans la partie effilée [49]. Le mode déborde alors dans la gaine, au-delà de la microstructure ce qui entraîne un couplage avec les modes de la gaine et une forte augmentation des pertes. La figure suivante montre l'évolution dans le temps du spectre de transmission d'une fibre silice microstructurée durant la fabrication d'un taper. On constate que plus le diamètre de waist est petit et plus les pertes sont importantes et se décalent vers les basses longueurs d'onde.

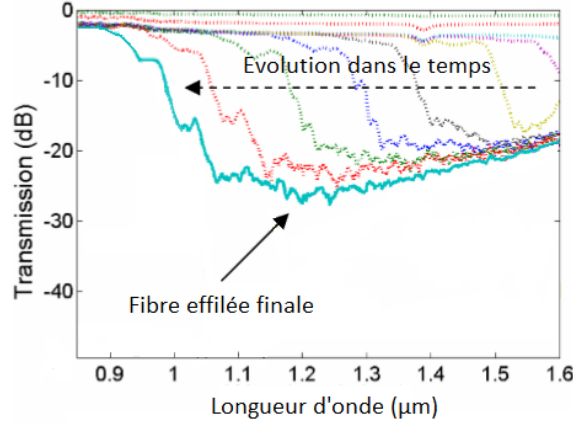


Figure 1-12. Evolution temporelle de la transmission d'une fibre microstructurée en silice au cours de la fabrication d'une fibre effilée [49].

2 Effets non-linéaires et génération de supercontinuum

2.1 Cas général

2.1.1 Modèle général de propagation unidirectionnelle d'une impulsion ultrabrève (UPPE)

Il existe pour l'optique, et plus particulièrement pour l'optique non-linéaire, de nombreuses équations de propagation qui permettent de reproduire numériquement les phénomènes mis en jeu. L'équation de Schrödinger non-linéaire est sans doute la plus connue car elle permet la prise en compte de nombreux phénomènes linéaires et non-linéaires. De plus, elle n'est pas excessivement gourmande en ressource informatique et fonctionne particulièrement bien dans de nombreux cas. Cependant, cette efficacité se fait au prix de plusieurs approximations qui viennent restreindre le champ d'application de l'équation. L'UPPE peut servir comme point de départ pour le calcul de différentes équations de propagation dans de nombreux systèmes, incluant entre autres les verres massifs, les fibres optiques, les guides d'ondes à cœur creux, les fibres optiques microstructurées et effilées. Il inclut de plus l'effet Kerr optique, l'effet Raman stimulé, la défocalisation induite par plasma ainsi que les pertes provoquées par l'ionisation multiphoton (MPI), phénomènes que nous décrirons par la suite.

En approximation paraxiale, c'est-à-dire si on néglige les effets qui conduisent à une rétropropagation de l'onde, dans le domaine fréquentiel et si on se place dans un référentiel qui se propage à la vitesse de groupe v_g du signal, l'UPPE s'écrit :

$$\partial_z \tilde{\epsilon} = i(k_z - \omega/v_g) \tilde{\epsilon} + \frac{1}{2k_z} \left(\frac{i\omega^2}{c^2} \tilde{P}_{NL} - \frac{\omega}{\epsilon_0 c^2} \tilde{J} \right) - \frac{W(I)}{2I} \rho_{at} U_i \tilde{\epsilon} \quad (2.1.1)$$

Ici, la constante de propagation selon z est $k_z = \sqrt{k^2(\omega) - k_\perp^2}$ où k_\perp est la constante de propagation transverse, \vec{P}_{NL} et J correspondent respectivement à la polarisation non-linéaire et à la densité de courant. $W(I)$ est la probabilité d'ionisation multiphoton, U_i le potentiel d'ionisation et ρ_{at} la densité d'atome initiale. Le premier terme de la partie droite de l'équation correspond à la diffraction du milieu, le second terme aux effets non-linéaire et le dernier terme aux pertes optiques induites par ionisation. L'effet Kerr est inclut dans le terme de polarisation non-linéaire par :

$$\vec{P}_{NL} = \sum n_{2j} |\varepsilon|^{2j} \vec{\varepsilon} \quad (2.1..2)$$

n_2 est l'indice non-linéaire du milieu. La densité totale de courant qui, quant à elle, prend en compte les effets du plasma sur la propagation de l'onde, est gouvernée par l'équation suivante [50] :

$$\vec{J} = \frac{e^2}{m_e} \frac{v_e + i\omega}{v_e^2 + \omega^2} \rho \vec{\varepsilon} \quad (2.1..3)$$

où v_e est la fréquence effective de collision des électrons, e la charge des électrons, ρ la densité d'électrons et m_e la masse d'un électron. La densité d'électrons ρ est obtenue à partir de la relation suivante :

$$\partial_t \rho = \frac{\sigma}{U_i} \rho I + W(I) (\rho_{at} - \rho) \quad (2.1.4)$$

σ est la section efficace inverse de Bremsstrahlung (ou rayonnement de freinage) qui suit le modèle de Drude [51]).

2.1.2 Effets non-linéaires communs à la filamentation et aux guides d'onde

2.1.2.1 Effet Kerr optique

Cet effet est lié à la polarisation non-linéaire du milieu, que l'on notera ici \vec{P}_{NL} , qui lorsque le champ appliqué au milieu atteint des valeurs de l'ordre de grandeurs des champs intra-atomiques, devient importante. On la définit par :

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} |\vec{E}|^2 \vec{E} \quad \text{où} \quad \chi^{(3)} = \frac{4\varepsilon_0 c n_2 n_0^2}{3} \quad (2.1.5)$$

$\chi^{(3)}$ est la réponse non-linéaire du milieu au troisième ordre, a priori de plus faible amplitude que les effets du deuxième ordre. Cependant, dans les milieux centrosymétriques, les effets du deuxième ordre sont nuls. L'effet Kerr optique est un des phénomènes essentiels dans la génération d'effets non-linéaires, en filamentation ou en génération de supercontinuum. Ce phénomène est régi par le fait que l'indice d'un milieu dans lequel se propage un faisceau suffisamment intense va être modifié :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.1.6)$$

où n_0 est l'indice du milieu, I l'intensité du faisceau et n_2 l'indice Kerr optique (ou indice non-linéaire) qui vaut [48] :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \Re(\chi^{(3)}) \quad (2.1.7)$$

Les conséquences directes de cette variation d'indice en fonction de l'intensité sont l'apparition de nombreux effets non-linéaires, incluant l'automodulation de phase (SPM), l'intermodulation de phase (XPM) ou encore le mélange à quatre ondes (FWM).

2.1.2.2 Automodulation de phase (SPM)

Nous avons vu que l'effet Kerr était un acteur important dans la génération des effets non-linéaires. Il l'est donc pour le verre massif ou les guides d'ondes et plus particulièrement pour les fibres optiques microstructurées. Une des conséquences de l'effet Kerr sur la propagation d'impulsions lumineuses dans un milieu est l'automodulation de phase (ou SPM pour « Self Phase Modulation »). Un champ optique suffisamment intense qui se propage dans une fibre de longueur L va subir un déphasage dont la valeur est donnée par :

$$\Delta\phi_{SPM} = nk_0 L = (n_0 + n_2 I) k_0 L \quad (2.1.8)$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ où λ_0 est la longueur d'onde centrale de l'impulsion. La contribution non-linéaire à l'automodulation de phase due à l'effet Kerr est donc :

$$\Delta\phi_{NL} = n_2 I k_0 L \quad (2.1.9)$$

Le déphasage non-linéaire est dépendant du temps, car le profil d'intensité de l'impulsion l'est aussi. Cette dépendance implique une variation de la fréquence instantanée au cours de l'impulsion donnée par [48] :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\delta\Delta\phi_{NL}}{\delta t} \quad (2.1.10)$$

La conséquence de ce phénomène est un élargissement spectral symétrique par rapport à ω_0 (la fréquence centrale de l'impulsion) au cours du temps [52]. De plus, ce processus non-linéaire se traduit par un décalage des composantes spectrales rouges vers le front de l'impulsion et des spectrales bleues vers la queue de l'impulsion. Ce phénomène est opposé à l'effet de dispersion chromatique en régime anormal (comme nous l'avons expliqué en section 1.1.3). L'automodulation de phase induite par effet Kerr est à l'origine de la génération de supercontinuum dans le cas d'une impulsion femtoseconde, régime qui nous importera dans la suite de cette thèse.

2.1.2.3 L'intermodulation de phase (XPM)

L'intermodulation de phase (ou cross-phase modulation) consiste en un changement de la phase de l'onde se propageant dans un milieu non-linéaire [53]. Ce changement apparaît lorsque deux ondes intenses de longueurs d'onde différentes se propagent dans le même milieu. Cela se traduit par un changement de l'indice de réfraction :

$$n^{(1)} = 2n_2 I^{(2)} \quad (2.1.11)$$

où $n^{(1)}$ est l'indice que voit l'une des deux ondes, $I^{(2)}$ l'intensité de la seconde et n_2 l'indice non-linéaire du milieu. Chaque champ est donc susceptible de subir un déphasage non-linéaire induit par l'autre onde. Ce phénomène est appelé intermodulation de phase et le déphasage perçu s'écrit :

$$\Delta\phi_{XPM} = 2n_2 I^{(2)} k_0 L = n^{(1)} k_0 L \quad (2.1.12)$$

Ce type de déphasage est en particulier responsable de l'élargissement asymétrique des impulsions par rapport à leurs fréquences initiales, dû à la différence de vitesse de groupe des deux ondes.

2.1.2.4 Le mélange à quatre ondes (FWM)

Le mélange à quatre ondes (ou four wave mixing) est un processus dû à la contribution de la susceptibilité d'ordre 3, dans lequel quatre ondes optiques vont interagir non-linéairement entre elles dans un milieu diélectrique. Si deux ondes de fréquences différentes ω_1 et ω_2 se propagent dans le milieu, alors l'indice de réfraction présente deux nouveaux termes ω_3 et ω_4 à composantes fréquentielles données par :

$$\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2 \quad \text{et} \quad \omega_4 = 2\omega_2 - \omega_1 \quad (2.1.13)$$

Ce phénomène est appelé le mélange à quatre ondes non-dégénéré. La plus haute fréquence est appelée « Signal » et la faible fréquence « Idler ». Notons que ces nouvelles fréquences ne sont générées qu'en cas d'accord de phase. Le mélange à quatre ondes dégénéré apparaît dans le cas où $\omega_1 = \omega_2$. Dans ce cas, les deux photons de pompes sont annihilés pour produire un photon signal et un photon idler [54].

Le mélange à quatre ondes est en fait le mécanisme sous-jacent à de nombreux phénomènes non-linéaires y compris l'automodulation de phase, l'instabilité de modulation ou encore l'intermodulation de phase.

2.1.2.5 L'effet Raman

Découvert en 1928 par le physicien Chandrashekhara Venkata Raman, l'effet Raman est un phénomène non-linéaire inélastique (c'est-à-dire avec échange d'énergie) qui intervient et provoque un décalage en fréquence du signal injecté. Il est lié à une interaction forte entre l'onde lumineuse

et une vibration du réseau vitreux caractéristique du matériau. Par opposition à l'effet Kerr qui correspond à la réponse non-linéaire instantanée, l'effet Raman est considéré comme la réponse non-linéaire retardée. Il existe deux types de diffusion Raman [55] (Figure 2-1) :

- La diffusion Raman Stokes : un photon de pompe (ν_p) est absorbé par le milieu sur un état virtuel. Lors de la relaxation, un photon est émis à une fréquence inférieure (ν_s) et la différence d'énergie entre les deux photons est émise sous forme de phonon.
- La diffusion Raman anti-stokes : dans cette configuration, le photon pompe à une fréquence inférieure au photon émis (ν_{as}). Il faut cependant ici apporter l'énergie de vibration nécessaire pour exciter le milieu.

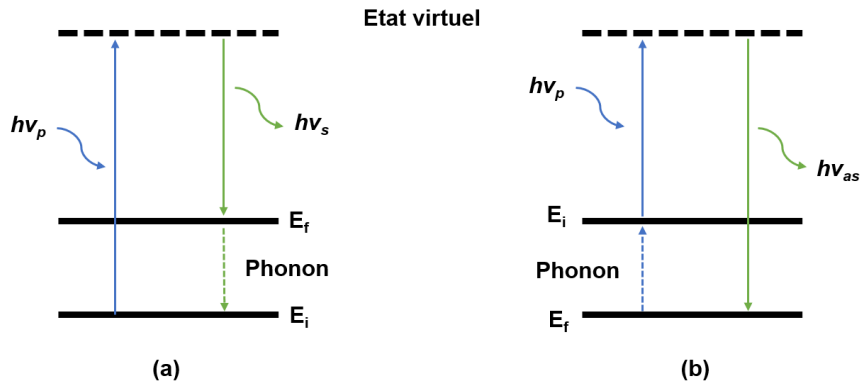


Figure 2-1. (a) Raman Stokes (b) Raman Anti-Stokes.

L'effet Raman est généralement caractérisé par sa valeur de gain Raman noté $g_R(\Omega)$ ou $\Omega = \nu_p - \nu_{s/as}$ qui représente la différence de fréquence entre la pompe et le Raman. Le gain Raman est relié à la partie imaginaire de la transformée de Fourier de la réponse Raman $\tilde{h}_R(\Omega)$ par [48] :

$$g_{RG}(\Omega) = \frac{3\omega_0}{4c\mathcal{N}} f_R \chi^{(3)} \Im[\tilde{h}_R(\Omega)] \quad (2.1.14)$$

Il est possible de trouver dans la littérature des valeurs de réponse Raman pour différents matériaux. A titre de comparaison, la courbe de gain dans la silice s'étend sur un peu plus de 20 THz avec un maximum de gain pour un décalage fréquentiel de 13.2 THz. Pour un verre qui contient au minimum 60% (% mol.) de tellure, on estime que le décalage fréquentiel s'étend sur environ 30 THz et que le maximum de gain se situe entre 20 et 25 THz [56]. La figure suivante illustre ceci.

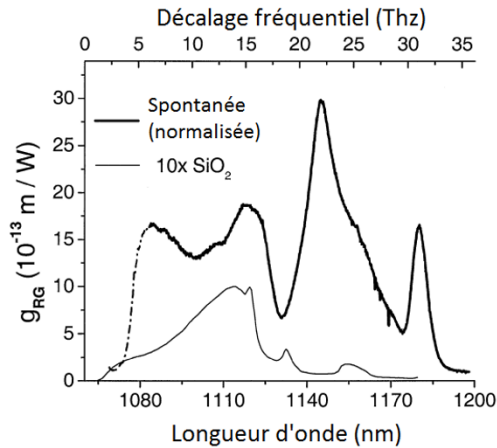


Figure 2-2. Spectre de la réponse Raman spontanée pour un verre de composition $85\%TeO_2 - 15\%WO_3$. Comparaison avec la courbe de gain Raman pour la silice (multipliée par un facteur 10) [57].

2.2 Propagation par filamentation et génération de supercontinuum

2.2.1 En première approche

Pour aborder de la meilleure des manières le sujet de la filamentation, il faut remonter en 1960 et à la première émission laser au moyen d'un cristal à rubis démontrée par le physicien Théodore Maiman. Les possibilités en termes d'applications industrielles et scientifiques étaient énormes et aujourd'hui les lasers sont couramment utilisés dans l'industrie, les télécommunications, l'informatique ou encore la médecine. Par le biais de nouvelles avancées technologiques, comme l'invention du CPA (amplification à dérive de fréquence) et le développement des cristaux Titane:Saphire, il est devenu possible de générer des impulsions ultra brèves et amplifiées pour atteindre des puissances crêtes de plusieurs centaines de Téravatts. Pendant longtemps, la communauté scientifique a pensé que ce type d'impulsion très courte n'était pas adapté à la propagation sur de longues distances. En effet, après 1 km de propagation dans l'air, un tel faisceau se verrait grandement altéré par des effets tels que la diffraction ou la dispersion de vitesse de groupe. Cependant, certaines études sur la propagation d'impulsions infrarouges intenses d'une centaine de femtosecondes ont prouvé le contraire [58]. Ce fut la découverte de ce qu'on appelle l'autofocalisation de la lumière, un phénomène non-linéaire qui correspond à une propagation autoguidée de la lumière puisqu'une partie de l'énergie reste concentrée dans le cœur intense du faisceau sur de très longues distances. La structure ainsi créée a été par la suite nommée filament laser d'où provient le terme de filamentation et en 1996, ce phénomène fut démontré sur une distance de plus de 50m [59], et par la suite sur plusieurs centaines de mètres [60], [61].

2.2.2 Equation phénoménologique (UPPE)

L'équation phénoménologique de la filamentation correspond en fait à l'équation de propagation unidirectionnelle introduite précédemment (UPPE). Cette équation permet de décrire la compensation des deux principaux effets non-linéaires qui interviennent dans la filamentation laser, à savoir l'effet Kerr optique et l'ionisation multiphotonique. Le premier va contrebalancer la diffraction du faisceau et induire son autofocalisation, tandis que le second va limiter l'intensité de l'onde lumineuse. Le plasma créé par l'ionisation du milieu lors de la filamentation va agir comme une lentille divergente et défocaliser le faisceau. Il s'établit alors un équilibre entre l'autofocalisation par effet Kerr et la défocalisation par le plasma (figure 2-5), cet équilibre expliquant pourquoi un filament va pouvoir se propager sur plusieurs centaines de mètres. De plus, l'équation introduit d'une part la diffraction ainsi que la dispersion du milieu, et d'autre part l'absorption multiphotonique due à la génération de plasma. Cette équation est largement utilisée pour simuler la filamentation laser et c'est donc celle-ci qui a été utilisée pour nos simulations de filamentation (Chapitre 3). La figure 2-5 présente le phénomène de filamentation de manière simplifiée où l'on peut observer la compensation entre autofocalisation et défocalisation permettant la génération et la propagation du filament.

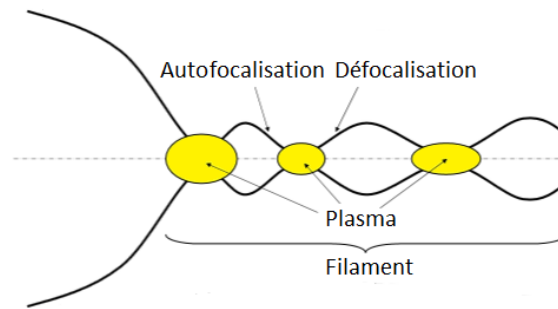


Figure 2-3. Schéma représentatif du cycle d'auto-focalisation-défocalisation, le trait plein correspond au diamètre du faisceau intense [61].

2.2.3 Effets non-linéaires particuliers

2.2.3.1 Autofocalisation par effet Kerr optique

D'après la formule de l'effet Kerr, lorsque l'intensité devient suffisamment importante, la contribution non-linéaire n'est plus négligeable devant n_0 . Il faut donc que l'onde atteigne une puissance dite critique pour laquelle le phénomène de filamentation prendra l'ascendant sur la diffraction du milieu dans lequel elle se propage. Cette puissance critique a pour expression [62] :

$$P_{crit} = \frac{3,72\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (2.2.1)$$

où λ est la longueur d'onde du laser. Notons qu'il ne s'agit pas ici d'une intensité critique, bien que l'Effet Kerr soit fonction de l'intensité. D'autre part, la distance d'autofocalisation L_{AF} pour laquelle le faisceau parvient à s'auto-focaliser est donnée par la formule empirique de Dawes-Marburger [63]:

$$L_{AF} = \frac{0,367d_R}{\sqrt{\left[\left(P_{in}/P_{crit}\right)^{1/2} - 0,852\right]^2 - 0,0219}} \quad (2.2.2)$$

Où, on le rappelle, d_R est la longueur de Rayleigh du faisceau. En présence d'un profil de faisceau gaussien, la variation d'indice du milieu suivra la variation d'intensité du profil, l'indice sur les bords sera légèrement plus petit que l'indice au centre de la même façon que l'effet induit par une lentille convexe. On a alors autofocalisation de la lumière.

2.2.3.2 La défocalisation de la lumière induite par plasma

L'effet Kerr optique est induit à des niveaux d'intensité tellement importants que l'ionisation du milieu devient possible. La défocalisation de la lumière induite par plasma est un phénomène nécessitant une absorption simultanée d'un grand nombre de photons qui reste peu probable à faible intensité. La génération de plasma induit un changement local de l'indice de réfraction du milieu, qui suit :

$$n \cong n_0 - \frac{\rho(\vec{r}, t)}{2\rho_c} \quad \text{avec} \quad \rho_c = \frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2} \omega_0^2 \quad (2.2.3)$$

ρ est la densité électronique du plasma et ρ_c indique la valeur critique de la densité de plasma au-dessus de laquelle le plasma devient opaque à l'impulsion laser de pulsation ω_0 , ε_0 est la permittivité du vide, m_e la masse de l'électron et e sa charge. Ce changement local de l'indice de réfraction agit comme une lentille divergente sur le faisceau et c'est pourquoi on parle de défocalisation de la lumière.

2.2.4 La génération de supercontinuum

2.2.4.1 Etat de l'art : dans les verres massifs

C'est au début des années 70, par les travaux d'Alfano *et al.* [64], que la première observation de génération de supercontinuum par filamentation dans un verre de borosilicate fut démontrée. Après cela, un intérêt considérable émergea pour le développement de sources large bande dans le proche infrarouge, puis dans le moyen infrarouge. En effet, afin de contourner les problèmes liés aux pertes dues à l'absorption, l'idée était de pomper directement dans le massif avec des puissances très importantes afin de générer la filamentation laser. Les premiers verres massifs à avoir fait l'objet

d'expériences de génération de supercontinuum sont les verres de silice [65], [66] et ces travaux ont montré que la filamentation dans ces verres avait la particularité de modifier sa structure ainsi que son indice. Depuis quelques années, au vu des applications potentielles de telles sources (dans les domaines civil, médical, astronomique, militaire et des capteurs [67]), de nombreux groupes de recherche se sont penchés sur la filamentation dans les cristaux et dans les matériaux vitreux dans le but de générer des supercontinuum dans le moyen-IR, et ceci avec réussite. Les travaux de Silva *et al.* [68] présentent un élargissement spectral de 0.45-4.5 μm dans un cristal de YAG et plus récemment, Lanin *et al.* [69] ont reportés un supercontinuum s'étendant sur 15 μm généré dans un cristal de GaAs. Dans les verres de chalcogénures, Yu *et al.* [70] ont présenté un élargissement spectral de 2.5 à 7.5 μm tandis que pour les verres de tellurite, un supercontinuum généré dans le moyen-IR par filamentation s'étendant jusqu'à 6 μm a été avancé [71] dans un échantillon épais de moins de 1 cm. Pour finir, un élargissement spectral similaire allant jusqu'à 8 μm a été observé dans un échantillon de verre à base de fluorure [72]. Même si la filamentation dans le verre réduit évidemment le champ des applications (à cause principalement de l'encombrement du montage expérimental à l'heure actuelle), il est intéressant de montrer qu'il est possible, en termes d'élargissement spectral, de passer au-delà des limites imposées par les absorptions présentes dans le verre tout en s'affranchissant des étapes de fabrication des fibres microstructurées.

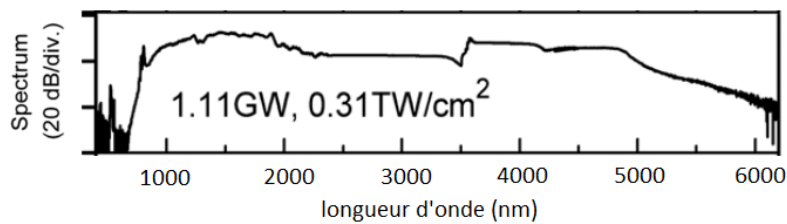


Figure 2-4. Spectre supercontinuum mesuré dans un verre à base de tellurite d'épaisseur inférieure à 1cm [71].

2.2.4.2 Dynamique de génération de supercontinuum par filamentation

2.2.4.2.1 Mécanismes d'élargissement spectral en régime femtoseconde

Dans le cas des impulsions ultra-brèves, la filamentation est généralement accompagnée par un important élargissement spectral dans un premier temps associé au phénomène d'automodulation de phase [75-76]. Son unique prise en compte ne peut pourtant pas expliquer l'élargissement important observé expérimentalement. Il a ensuite été conclu que l'autofocalisation joue un rôle essentiel dans la génération de supercontinuum. En effet, l'amélioration de la SPM par le plasma a été proposée comme un mécanisme important de l'élargissement spectral [75], [76], l'ionisation multiphotonique engendre le plasma qui va absorber, défocaliser et décaler spectralement le champ laser intense vers les basses longueurs d'onde. Combiné à cela, l'action du temps de choc optique

(qui sera détaillé ensuite) entraîne aussi un décalage de l'onde vers le bleu. Le processus de contributions opposées de l'effet Kerr et de la défocalisation induite par le plasma a été interprété comme le facteur dominant qui détermine l'élargissement spectral. Plus récemment, il a été montré que la dispersion chromatique ainsi que la bande interdite du matériau contribuaient dans la limitation de la génération de supercontinuum [77]. Ces mécanismes dominants la génération de supercontinuum montrent qu'il dépend principalement des paramètres d'impulsion et du milieu dans lequel on travaille [78-81]. Spatialement, le supercontinuum généré dans le cas d'impulsions femtosecondes apparaît comme un disque blanc entouré d'anneaux concentriques colorés allant du rouge au bleu en s'éloignant du faisceau central. Le terme de « lumière blanche » est donc associé à ce disque lumineux central (figure 2-5) tandis que le phénomène d'anneaux concentriques porte le nom d'émission conique polychromatique que nous allons introduire dans la sous-partie suivante.

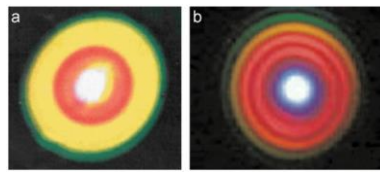


Figure 2-5. Emission conique accompagné de l'impulsion autoguidée dans l'air (a) lumière blanche entourée d'anneaux de Newton mesurés à 30 m [59] (b) émission conique mesurée à 25 m d'une impulsion de 5 mJ, 45 fs à 800 nm [80].

2.2.4.2 Emission conique polychromatique

Différentes interprétations de l'émission conique ont été présentées depuis les années 2000, nous allons cependant nous concentrer principalement sur les X-waves [81], [82], présentées pour la première fois par Conti *et al.* [83] et théorie qui paraît être la plus reprise ces dernières années. Nous pouvons par ailleurs citer les autres interprétations de l'émission conique qui ont été avancées, comme la réfraction par le plasma [59], l'émission Čerenkov [84] et l'accord de phase du mélange à quatre ondes [85].

Les X-waves ont été appelées ondes conique du fait de leur distribution en forme de cône (ou en X si l'on ne prend en considération que la dimension transverse). Les ondes coniques sont les solutions stationnaires de l'équation de propagation de l'onde en approximation paraxiale, elles ont la particularité de se propager sans subir les élargissements de la diffraction ou de la dispersion sur de grandes distances. Précisons que la dénomination X-waves correspond au régime de dispersion normal, en dispersion anormal on parlera de O-waves et en dispersion nulle de Fish-waves. La mesure de la distribution en 3 dimension du champ des X-waves en espace libre a été réalisée pour la première fois par Saari et Reivelt en 1997 [86], puis de nombreux travaux ont mis en avant la corrélation qui existe entre X-waves et émission conique, tant par la simulation que par l'expérience, comme par exemple ceux de Faccio *et al.* [81] (figure 2-6).

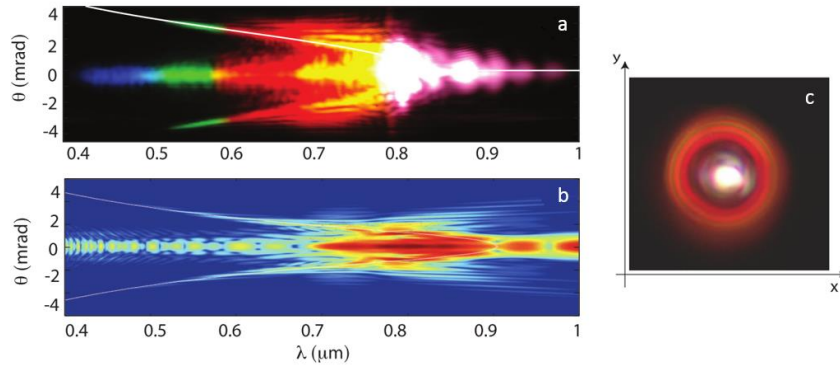


Figure 2-6. Mise en évidence de la relation entre X-waves et émission conique (a) spectre transverse mesuré du spectre d'un filament (b) simulation numérique correspondante (c) émission conique correspondante [81].

2.3 Propagation dans les fibres optiques microstructurées et génération de supercontinuum

2.3.1 Equation de Schrödinger non-linéaire généralisée

Il existe en optique de nombreux types d'équations de propagation unidirectionnelle que l'on peut retrouver dans la littérature. L'un des exemples les plus importants est sans doute l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (GNLSE). Nous allons ici voir que la GNLSE et l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE) sont en fait tirées d'un développement de Taylor à partir de l'UPPE. En approximant $k_z \approx k(\omega) - \frac{k_\perp^2}{2k(\omega)}$ et $k(\omega) \approx k_0 + k'\omega + \frac{k''}{2}\omega^2$ et en négligeant toutes les dépendances fréquentielles de \tilde{P}_{NL} et \tilde{J} . On obtient alors :

$$\partial_z \tilde{A} = i \frac{k''}{2} \omega^2 \tilde{A} - i \left(1 - \frac{k'}{k_0} \omega \right) \frac{k_\perp^2}{2k_0} \tilde{A} + ik_0 \left(1 + \frac{k'}{k_0} \omega \right) \tilde{P}_{NL} - \left(1 - \frac{k'}{k_0} \omega \right) \frac{ik_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho \tilde{A} - \frac{\sigma}{2} \rho \tilde{A} \quad (2.3.1)$$

On approxime $\sigma \approx \sigma(\omega_0)$ et en transposant l'équation ci-dessus dans le domaine spatial, on a :

$$\partial_z A = -i \frac{k''}{2} \partial_t^2 A + iT \frac{\Delta_\perp}{2k_0} A + iTk_0 \tilde{P}_{NL} - T^{-1} \frac{ik_0}{2n_0^2 \rho_c} \rho A - \frac{\sigma}{2} \rho A \quad (2.3.2)$$

Avec $\rho_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_0^2}{e^2}$ et $T = 1 + \frac{i}{\omega_0} \partial_t$. Cette équation simplifiée n'est valable que pour la propagation d'une impulsion le long de l'axe z et si on ne prend pas en compte l'absorption multiphotonique. Si on applique maintenant cette équation à la propagation dans les fibres optiques, on obtient :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \sum_{n \geq 2} \frac{i^{n+1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A}{\partial t^n} = i\gamma T \left(A \int_{-\infty}^{\infty} R(t-t') |A(t')|^2 dt' \right) \quad (2.3.3)$$

C'est l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée, elle prend en compte les pertes totale de la fibre α et sa non-linéarité γ . Contrairement à l'UPPE ou la dispersion est calculée à partir de la relation de Sellmeier, ici la dispersion chromatique β_n correspond à la constante de propagation du mode guidé. On a aussi supprimé les termes relatifs au plasma, ainsi que celui correspondant à la diffraction du milieu. C'est une description relativement complète du processus de propagation d'une impulsion au sein d'une fibre optique qui prend en compte les effets non-linéaires prédominants. Parmi eux, l'effet Raman est crucial, mais d'autres effets tels que la modulation de phase croisée, le mélange à quatre ondes et la génération d'ondes dispersives sont aussi importants. Le membre de gauche de l'équation (1.2.58) modélise les effets de la propagation linéaire (atténuation α et dispersion β), tandis que le membre de droite modélise les effets non-linéaires. On y retrouve le coefficient non-linéaire γ , le temps de choc inclut dans le terme $T = 1 + i\tau_{choc} \partial/\partial t$ et la fonction réponse non-linéaire $R(T') = (1 - f_R)\delta(T') + f_R h_R(T')$ où f_R et h_R sont relatifs à l'effet Raman, respectivement la réponse instantanée et retardée de la contribution Raman.

Les simulations qui seront présentées par la suite pour les fibres optiques microstructurées sont basées sur cette équation en prenant compte de la variation des paramètres géométriques de la fibre, principalement dans le cas des fibres effilées [87]. Le modèle utilisé tient aussi compte de la dispersion chromatique du mode fondamental guidé et des pertes de la fibre (préalablement mesurées), il inclut aussi l'Effet Kerr, le temps de choc et la réponse Raman de nos fibres tellurites adaptés des travaux de O'Donnell *et al.* [88].

2.3.2 Effets non-linéaires particuliers

2.3.2.1 Le temps de choc

Le temps de choc (ou self-steepening) d'une impulsion intervient du fait de la dépendance en intensité de l'indice de groupe. Il entraîne une distorsion de l'impulsion temporelle ainsi qu'une asymétrie du spectre de l'impulsion et est caractéristique de la formation de chocs optiques. Ce terme de temps de choc intervient d'une manière générale lors de la propagation d'une onde dans un milieu. On le définit par [61] :

$$\tau_{choc} = \frac{1}{\omega_0} \quad (2.3.4)$$

ω_0 est la fréquence centrale de l'impulsion. Dans le cas d'un guide d'ondes, l'expression complète du temps de choc nécessite l'addition d'un terme correctif du fait du guidage du mode, elle est donnée par [89] :

$$\tau_{choc} = \tau_0 + \frac{d}{d\omega} \left[\ln \frac{1}{n_{eff}(\omega) A_{eff}(\omega)} \right]_{\omega_0} \quad (2.3.5)$$

$A_{eff}(\omega)$ est l'aire effective du mode guidé et représente la distribution modale du champ dans le domaine fréquentiel $\tilde{F}(x, y, \omega)$, elle est donnée par [90] :

$$A_{eff}(\omega) = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, \omega)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, \omega)|^4 dx dy} \quad (2.3.6)$$

Mais la dépendance de l'indice non-linéaire avec la fréquence peut être négligée devant l'aire effective. On peut alors approximer l'expression du temps de choc par [91] :

$$\tau_{choc} = \tau_0 - \left\{ \frac{d}{d\omega} [\ln A_{eff}(\omega)] \right\}_{\omega_0} \quad (2.3.7)$$

On utilise généralement le terme de choc optique simplifié $\tau_0 = 1/\omega_0$ lorsque la dépendance en fréquence de l'aire effective du mode guidé n'est pas prise en compte dans l'équation de propagation, qui est décrite dans le domaine temporel. Les travaux de Kibler *et al.* [89] ont mis en avant l'importance de la prise en compte de τ_{choc} dans les modélisations numériques. Cependant, il a aussi été montré que pour des modes guidés dont la variation d'aire effective avec la longueur d'onde reste modérée, cette correction se trouve être relativement faible, voire négligeable. C'est pourquoi on ne considèrera pas le terme correctif du temps de choc et on prendra alors $\tau_{choc} = \tau_0 = 1/\omega_0$.

2.3.2.2 Génération du soliton

Le soliton est présent dans de nombreux domaines. Observé à l'origine en hydrodynamique, on sait qu'il existe aussi en physique des plasmas et en optique. C'est ce dernier qui nous intéresse ici. Le soliton optique naît en réalité d'un équilibre entre deux effets qui se compensent lorsqu'on se situe en régime de dispersion anormal. Il s'agit de la dispersion et de l'automodulation de phase. Pour rappel, le premier va causer un élargissement de l'impulsion (queue de l'impulsion se déplace moins rapidement que le front) tandis que le second va provoquer une compression de l'impulsion (queue de l'impulsion qui se déplace plus vite que le front). C'est lorsque ces deux phénomènes se compensent parfaitement que l'on parle de soliton optique.

On définit habituellement l'ordre N d'un soliton généré à partir d'une impulsion arbitraire de largeur temporelle T_0 en se basant sur la longueur de dispersion L_D et la longueur non-linéaire L_{NL} comme :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.3.8)$$

L_{NL} est la longueur de propagation pour laquelle les effets non-linéaires deviennent significatifs. Elle est donnée par :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.3.9)$$

où P_0 est la puissance crête de l'impulsion et γ le coefficient non-linéaire déterminant la magnitude des effets non-linéaires et définit par :

$$\gamma(\omega_0) = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}(\omega_0)} \quad (2.3.10)$$

ω_0 est la fréquence de la porteuse optique. On voit que ce coefficient dépend, au-delà de l'indice non-linéaire n_2 , de l'aire effective A_{eff} du mode guidé.

Lorsque $N=1$, le soliton généré correspond au soliton fondamental, c'est une impulsion qui ne subit aucune déformation temporelle ou spectrale au cours de sa propagation. Précisons que lorsque N est supérieur à 1,5, on parle de soliton d'ordre supérieur qui lui va subir des déformations lors de sa propagation. Enfin, la présence de γ et β_2 dans l'équation traduit bien la dépendance du soliton à l'automodulation de phase et la dispersion.

2.3.3 La génération de supercontinuum dans les fibres

2.3.3.1 Etat de l'art : les tellurites

2.3.3.1.1 Les fibres optiques microstructurées

Depuis quasiment deux décennies, la génération de supercontinuum dans l'infrarouge est devenue un domaine de recherche très important en optique notamment en raison de ses nombreux secteurs d'applications, que ce soit en astronomie [92], [93], en spectroscopie [94] ou encore en imagerie biologique [95]. De nombreuses études ont déjà été réalisées sur les fibres à base de tellure [96]–[100]. Le plus souvent, elles ont une géométrie à cœur suspendu avec un diamètre de cœur variant de 1 à 3 μm et l'élargissement spectral généré s'étend sur plusieurs centaines de nm. Pendant plusieurs années, la référence dans le domaine de la génération de supercontinuum dans les fibres à base d'oxydes de tellure était P.Domachuk *et al.* [101], dont les travaux ont montré un élargissement spectral s'étendant sur plus de 4,5 μm (de 0,2 μm à 4,8 μm) sur une fibre à cœur suspendu 6 trous, pompée à 1550 nm et qui présentait des pertes de l'ordre de 8 dB/m. Cependant, le laser utilisé étant une source femtoseconde à blocage de mode, la puissance de sortie était très faible et donc ne permettait pas des applications nécessitant de fortes puissances. Savelii *et al.* ont présenté des supercontinuum s'étendant de 0,85 μm à 2,8 μm dans des fibres à base de tellurite (cœur suspendu 3 trous), pompées par un oscillateur paramétrique optique (OPO, source émettant de fortes puissances), ayant des pertes relativement faibles (de l'ordre de 2 dB/m [102] puis de 0,1 dB/m [103]). Le principal problème rencontré dans ces fibres est l'absorption des OH à 3 μm . Ce problème d'absorption récurrent a récemment été contourné par le biais d'un changement de géométrie de fibre, en passant des cœurs suspendu à des fibres pleines à saut d'indice. En effet, Rhonehouse *et al.*

[104], [105] ont présenté la génération d'un supercontinuum s'étendant de 1,2 μm à 4,5 μm dans une fibre tellurite à saut d'indice présentant des pertes de l'ordre de 0,2 dB/m (voir figure ci-dessous). Ce type de profil et la technique de fabrication du verre ont permis de s'affranchir de la barrière que représentent les absorptions des groupements OH à 3 μm . Le supercontinuum généré n'est donc principalement limité que par la bande de transmission du verre.

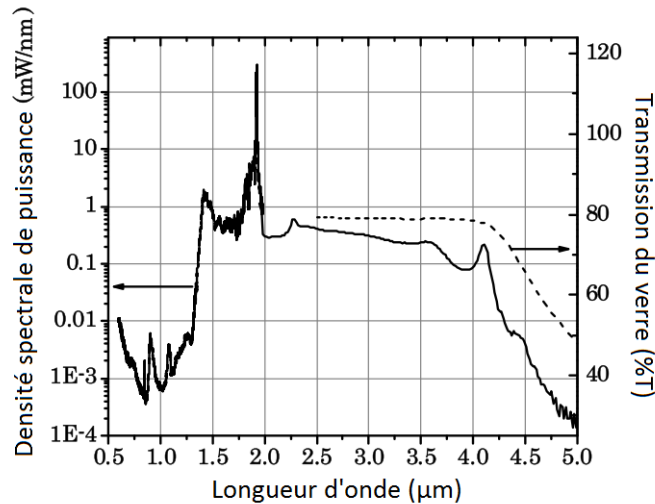


Figure 2-7. Supercontinuum généré dans une fibre à base de tellurite à profil d'indice en W pompée par un laser mode-locké à 1,92 μm , à 3 W dont la largeur d'impulsion est d'environ 20 ps, à la fréquence de 32 MHz. Les pointillés représentent la courbe de transmission du verre [104].

2.3.3.1.2 Les FOMs effilées

Jusqu'à très récemment, les fibres effilées étaient réalisées à partir de silice. En 2002, Wadsworth *et al.* [106] ont été les premiers à réaliser des fibres effilées. Ils ont pour la première fois mis en avant les effets de telles structures sur la dynamique de génération de supercontinuum et c'est en partie pour cela qu'elles ont commencées à attirer l'attention de la communauté scientifique [107], [108]. En 2006, Kudlinski *et al.* [109] ont montré un élargissement spectral de 400 nm à 1650 nm dans une fibre silice effilée présentant une première transition de plusieurs mètres. D'autres études sur les fibres de silice ont depuis été publiées et ont montré l'intérêt des fibres effilées pour la génération de supercontinuum. Ce n'est que récemment que la communauté scientifique s'est intéressée à la réalisation de fibres effilées dans les fibres non silice. En effet, des travaux ont mis en avant l'intérêt de ces fibres pour générer des supercontinuum plus loin dans l'infrarouge, c'est Qin *et al.* [47], [110] qui ont pour la première fois démontré expérimentalement l'intérêt des fibres effilées avec des fibres à base d'oxydes de tellure. La fibre avait un diamètre extérieur de 120 μm pour un cœur de 4,2 μm au niveau du waist, le diamètre extérieur étant de 32 μm pour un diamètre de cœur d'environ 1,2 μm . La fibre a été pompée par un laser émettant à 1550 nm, de largeur temporelle 400 fs et à une fréquence de répétition de 16,75 MHz. Il en résulte que le spectre généré dans la fibre avec diminution de diamètre est bien plus étendu (0,6 à 2,4 μm) que celui généré dans la fibre initiale (1,25 μm à 2,2 μm) ce qui, d'après ce que l'on a expliqué auparavant, était prévisible. A

notre connaissance, ce sont les seuls travaux à ce jour traitant de supercontinuum généré dans des fibres effilées à base de tellurites.

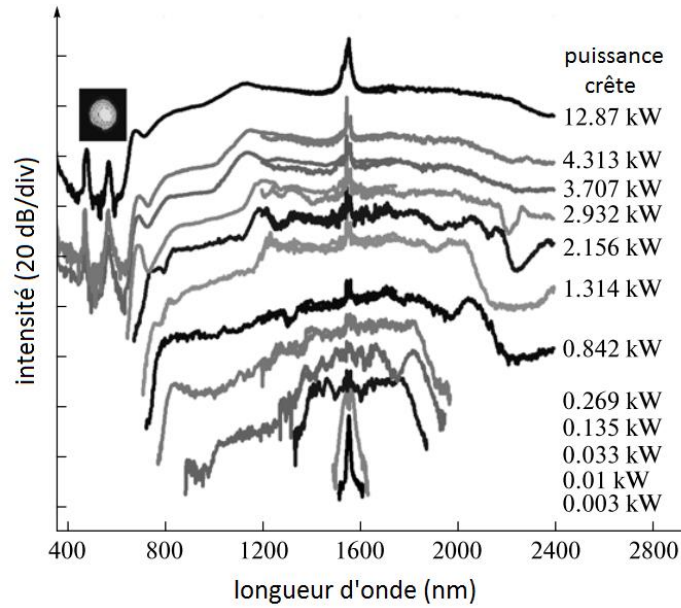


Figure 2-8. Spectre généré dans une fibre effilée à base de tellurite pour différentes puissances crête d'un laser femtoseconde fibré [110].

2.3.3.2 Dynamique de génération de supercontinuum

La génération de supercontinuum correspond à l'élargissement spectral de l'impulsion de pompe dû aux effets optiques non-linéaires. Nous allons dans cette partie décrire la génération de supercontinuum et utiliser ce que nous avons vu jusqu'à maintenant pour comprendre le phénomène.

2.3.3.2.1 Fission du soliton

La fission de soliton fait partie des premiers mécanismes de génération de supercontinuum en régime femtoseconde. Au bout d'une certaine distance de propagation L_{fiss} un soliton d'ordre N va se diviser en N solitons d'ordre 1. Chaque j -ième soliton de puissance P_j et de durée T_j va se décaler vers les grandes longueurs d'onde sous l'action de la diffusion Raman (ou auto-décalage en fréquence du soliton, voir sous-partie suivante).

$$L_{fiss} = \frac{T_0^2}{|\beta_2|N} \quad (2.3.11)$$

$$P_j = P_0 \frac{(2N - 2j + 1)^2}{N^2} \quad (2.3.12)$$

$$T_j = \frac{T_0}{2N - 2j + 1} \quad (2.3.13)$$

Notons que la fission du soliton est un phénomène qui intervient uniquement en régime de dispersion anormal. C'est pourquoi il est judicieux de pomper à une longueur d'onde légèrement supérieure au zéro de dispersion de notre matériau ou de notre fibre. Cependant, pour certains matériaux comme les verres de chalcogénures, qui ont une ZDW assez haute en longueur d'onde, il est difficile de trouver une source laser pour pomper en régime de dispersion anormale. Dans ce cas, il faut pomper en dispersion normale afin de décaler le signal jusqu'en régime anormal à l'aide de multiples sauts Raman ou par SPM. Le signal se trouvant alors dans le bon régime de dispersion permet l'élargissement du spectre.

2.3.3.2 Auto-décalage en fréquence du soliton

C'est un phénomène important de l'élargissement spectral. Un soliton se propageant dans une fibre optique va subir un décalage continu vers les grandes longueurs d'onde par diffusion Raman. Ce phénomène est appelé auto-décalage en fréquence du soliton (SSFS : Soliton Self-Frequency Shift) [111], [112]. Il apparaît principalement en régime femtoseconde, dans le cas où le soliton présente un spectre assez large et donc une largeur temporelle suffisamment faible. Cet effet résulte en fait du recouvrement du spectre du soliton avec sa propre bande de gain Raman. La force de cet effet dépend fortement de la durée d'impulsion, plus le soliton sera court et plus il présentera une puissance crête importante et donc un plus fort élargissement. La dynamique du décalage en fréquence du soliton ν_R peut être exprimée par :

$$\frac{d\nu_R}{dz} \propto \frac{|\beta_2|}{T_0^4} \quad (2.3.14)$$

Une conséquence est que le soliton de plus courte durée qui est éjecté en premier va subir un décalage plus important. Notons qu'au cours de la propagation du soliton dans une fibre optique, le décalage en fréquence est de moins en moins important. Ceci est principalement dû au fait que l'énergie d'impulsion diminue et donc que la durée d'impulsion augmente [113]. Par ailleurs, le décalage en fréquence du soliton peut être utilisé pour atteindre certaines régions spectrales difficiles d'accès. En ajustant l'énergie d'impulsion, il est possible d'accorder la longueur d'onde de sortie sur une large gamme spectrale [114], [115].

2.3.3.3 Génération d'ondes dispersives

Jusqu'ici, les effets décrits se traduisent principalement par un décalage de l'impulsion vers les grandes longueurs d'onde. Cependant, la partie basse du spectre est en grande partie générée par ce qu'on appelle les ondes dispersives (ou dispersive waves, DW) dont l'existence est due à l'instabilité des solitons en présence de dispersion d'ordre supérieur (c'est-à-dire des solitons émettant des radiations à des fréquences localisées en régime de dispersion normale) [116]. L'onde dispersive est soumise à une condition d'accord de phase avec le soliton. Pour un soliton de puissance crête P_s à la fréquence ω_s , une onde dispersive est générée à la fréquence ω_{DW} telle que :

$$\beta(\omega_s) - \frac{\omega_s}{v_{g,s}} + (1 - f_R)\gamma P_s = \beta(\omega_{DW}) - \frac{\omega_{DW}}{v_{g,s}} \quad (2.3.15)$$

Où $v_{g,s}$ est la vitesse de groupe du soliton à la fréquence ω_s et β la constante de propagation.

Un phénomène similaire de radiation existe pour les impulsions en régime de dispersion normale proche du zéro de dispersion (transfert d'énergie en dispersion anormale sous forme d'ondes dispersives) [117]. La figure suivante nous permet d'illustrer le piégeage des ondes dispersives par les solitons dans le domaine temporel lors de la propagation, celle-ci implique que les deux types d'ondes vont se propager à la même vitesse de groupe [118], [119].

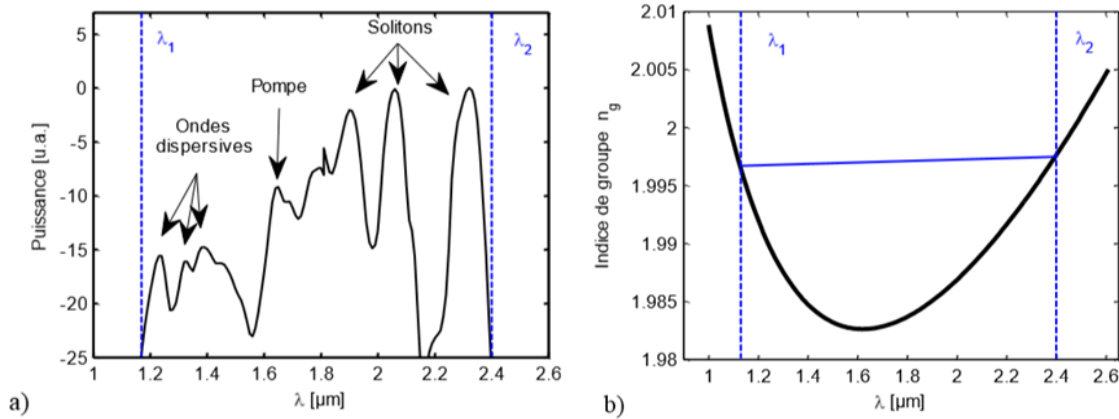


Figure 2-9. (a) Spectre fréquentiel d'une fibre microstructurée à base de tellurite repéré à ses extrémités (b) indice de groupe en fonction de la longueur d'onde et indication sur les extrémités du continuum [120].

2.3.3.2.4 Régime d'impulsion femtoseconde

Le processus de génération de supercontinuum est généralement divisé en deux principaux cas; le régime d'impulsion femtoseconde (courte) où la durée d'impulsion est inférieure à 1 ps et le régime d'impulsion longue, supérieure à 1 ps. Cette thèse s'est largement articulée autour du régime femtoseconde et c'est pourquoi nous allons ici uniquement introduire ce régime.

- En régime de *dispersion anormale* : la combinaison de la *dispersion de vitesse de groupe* et de *l'automodulation de phase* peut générer un soliton si la puissance crête de l'impulsion est suffisamment importante. Une fois la distance de fission L_{fiss} du soliton atteinte, la *dispersion de troisième ordre*, le *temps de choc* et *l'effet Raman* vont participer à sa *fission en plusieurs solitons* qui vont ensuite se décaler vers les hautes longueurs d'onde par *diffusion Raman (SSFS)* et transférer avec eux une importante quantité d'énergie. Par résonance, les solitons ultra-courts et/ou proches du zéro de dispersion peuvent provoquer l'apparition *d'ondes dispersives* à faibles longueurs d'onde qui vont se déplacer à la même vitesse de groupe du fait de l'accord de phase les liants les unes aux autres.

- En régime de *dispersion normale* : l'impulsion est dans ce cas principalement élargie spectralement par le phénomène d'*automodulation de phase* suivi du processus de *wave-breaking* [121], mais si le spectre généré passe en régime de dispersion anormale, la dynamique de génération de supercontinuum décrite dans le paragraphe précédent prend place. Pomper en régime de dispersion normale requiert des puissances d'injection plus importantes pour obtenir le même élargissement spectral qu'en régime de dispersion anormale. Cependant, du fait de la dynamique de génération de supercontinuum différente et donc de la non présence de solitons, le spectre généré en régime de dispersion normale, moins large, est malgré tout plus stable et plus cohérent qu'en régime de dispersion anormale.

2.3.3.2.5 Influence des fibres effilées sur la dynamique

Comme on l'a mentionné précédemment, les fibres microstructurées effilées consistent en une réduction du diamètre de fibre qui implique donc une réduction du diamètre de cœur. La modification du diamètre de cœur de la fibre va entraîner un changement de son profil dispersif et non-linéaire au cours de la propagation du signal. Il va être possible de faire apparaître un second zéro de dispersion et donc d'influer sur la dynamique de génération de supercontinuum dans les fibres microstructurées [47], car comme on l'a vu avant, que l'on se trouve en régime anormal ou normal implique une dynamique de génération de SC particulière. C'est pourquoi il est intéressant de se pencher sur ce type de fibres. Au niveau du waist d'une fibre effilée, le diamètre de cœur est plus faible, ce qui signifie que l'aire effective est plus petite et donc que le confinement est plus important. Cela donne naissance à des effets non-linéaires plus importants et, pour la génération de supercontinuum, à un plus fort élargissement spectral. Simultanément à cela, un diamètre de cœur différent implique une modification de la dispersion durant la propagation de l'onde. Pour la génération d'un supercontinuum, on a vu qu'il était préférable de se situer en régime de dispersion anormale pour favoriser les effets non-linéaires. Comme l'ont montré Bendahmane *et al.* [122] ainsi que Judge *et al.* [123] dans leurs travaux, la diminution en longueurs d'onde d'un second zéro de dispersion situé dans les basses fréquences va provoquer une accélération du décalage par effet Raman. D'autre part, comme les travaux de Travers *et al.* [124] l'expliquent pour satisfaire au piégeage des ondes dispersives par les solitons, la diminution du diamètre du cœur de la fibre qui décale le zéro de dispersion vers les basses longueurs d'ondes va entraîner un décalage des ondes dispersives dans le même sens. On peut donc s'attendre à ce que l'élargissement spectral dans une fibre effilée, pour un profil donné, sera plus important que dans la même fibre sans taper. Lorsque le soliton généré rencontre le second zéro de dispersion, le décalage par effet Raman est stoppé. En contrepartie, cette rencontre va entraîner un nouveau transfert d'énergie du front du supercontinuum vers des ondes dispersives générées dans ce cas au-delà du second ZDW. Cette configuration permet alors la génération d'ondes dispersives dans le proche IR et dans le moyen IR. Ceci est schématisé sur la figure ci-dessous et illustré notamment dans [125].

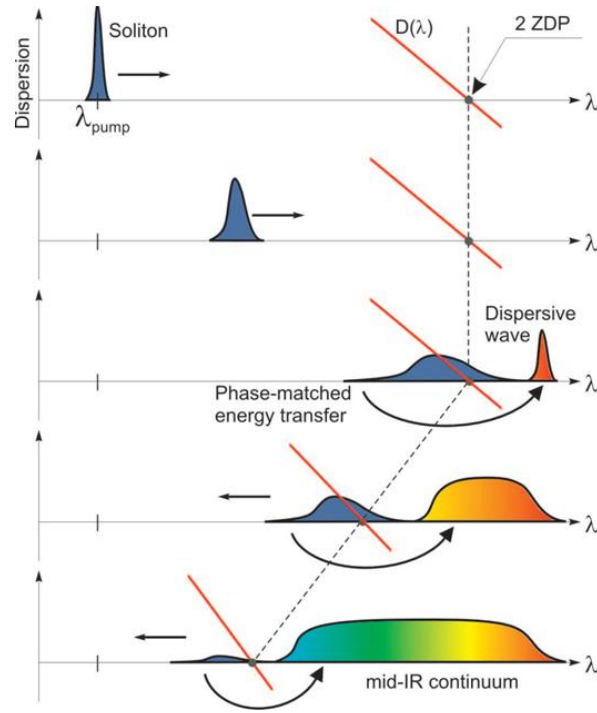


Figure 2-10. Schématisation du phénomène physique lorsque le soliton rencontre le second zéro de dispersion lors de la génération de supercontinuum dans une fibre effilée.

Bibliographie

- [1] J. Zarzycki, *Les verres et l'état vitreux*, Masson. USA, 1982.
- [2] D. Weigel, D. W. Corr, and D. Weigel, "Correlation entre la liaison chimique et la structure des états vitreux et leurs propriétés thermodynamiques et cinétiques," 1977.
- [3] I. Savellii, "Fibres Optiques à Cœur Suspendu en Verre d'Oxyde de Tellure et Génération d'Effets Non Linéaires dans l'Infrarouge au-delà de 2 microns," 2012.
- [4] G. Chartier, *Manuel d'optique*, Hermès. Paris, 1997.
- [5] C. R. Day, P. W. France, S. F. Carter, M. W. Moore, and J. R. Williams, "Fluoride fibres for optical transmission," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 1, pp. 259–277, 1990.
- [6] S. Fujino and K. Morinaga, "Material dispersion and its compositional parameter of oxide glasses," *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 222, pp. 316–320, 1997.
- [7] F. Urbach, "The long-wavelength edge of photographic sensitivity and of the electronic Absorption of Solids," *Phys. Rev.*, vol. 92, no. 3, p. 1324, 1953.
- [8] B. Dubois, J. Portier, and J. Videau, "Les matériaux vitreux pour l'optique infrarouge," *J. Opt.*, vol. 15, pp. 351–356, 1984.
- [9] D. R. Béchir, "Etude des propriétés optiques, électriques et structurales de nanoparticules de silicium insérées dans une matrice diélectrique et étude de leur intégration pour des cellules photovoltaïques à haut rendement," 2010.
- [10] S. Hj, A. Aziz, S. S. Badaron, H. M. Kamari, and K. A. Matori, "Optical Properties of Erbium Zinc Tellurite Glass System," vol. 2015, 2015.
- [11] C. Kittel, N. Bardou, and E. Kolb, *Physique de l'état solide*. Paris, 1988.
- [12] J. D. Dow and D. Redfield, "Theory of Exponential Absorption Edges in Ionic and Covalent Solids," vol. 48, no. 1969, pp. 1969–1971, 1982.
- [13] O. Mouawad, *Génération de Supercontinuum Infrarouge et Enjeux de Vieillessement au Sein de Fibres Optiques à Cœur Suspendu Hautement Non Linéaires en Verre de Chalcogénures à Base de Sulfures*. 2014.
- [14] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics, electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction light*. New York, 1999.
- [15] P. Russel, "Holey new fibers," in *OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001)*, 2001.
- [16] M. El-Amraoui, "Fibres Optiques Microstructurées Chalcogénures Fortement Non Linéaires à base de As₂S₃: vers de Nouvelles Sources Supercontinuum Infrarouges," 2010.
- [17] G. Thomas, B. Shraiman, P. Glodis, and M. Stephens, "Towards the clarity limit in optical fibre," *Nature*, vol. 404, no. March, pp. 262–4, 2000.

- [18] J. Auguste, J. Blondy, and P. Roy, “La fibre optique microstructurée air/silice,” *Tech. l’Ingénieur*, 2005.
- [19] P. Kaiser, E. Marcatili, and S. Miller, “A new optical fiber,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 52, pp. 265–269, 1973.
- [20] T. A. Birks, P. J. Roberts, J. Russel, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd, “Full 2-D photonics bandgaps in silica/air structures,” *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 1941–1943, 1995.
- [21] T. a Birks, J. C. Knight, and P. S. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber.,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 13, pp. 961–963, 1997.
- [22] J. C. Knight, T. a Birks, P. S. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 7, pp. 484–5, Apr. 1997.
- [23] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, and A. Bjarklev, “Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 5, pp. 305–330, 1999.
- [24] P. Russel, “Photonic Crystal Fibers,” *Science (80-.)*, vol. 299, pp. 358–362, 2003.
- [25] P. Russel, “Photonic-Crystal Fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4729–4749, 2006.
- [26] US Naval Research Laboratory, “SEM micrographs produced photonic crystal fiber,” 2006. [Online]. Available: http://www.nrl.navy.mil/techtransfer/fs.php?fs_id=97.
- [27] K. Saitoh and M. Koshiba, “Numerical modeling of photonic crystal fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 23, no. 11, pp. 3580–3590, 2005.
- [28] G. Renversez, B. Kuhlmeiy, and R. McPhedran, “Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses.,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 989–991, 2003.
- [29] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 1135–1184, Oct. 2006.
- [30] T. A. Birks and Y. Li, “The shape of fiber tapers,” *J. Light. Technol.*, 1992.
- [31] B. Kawasaki, K. Hill, and R. Lamont, “Bionical-taper single-mode fiber coupler,” *Opt. Lett.*, vol. 6, pp. 327–328, 1981.
- [32] F. Jedrzejewski, F. Martinez, J. Minelly, C. Hussey, and F. Payne, “Tapered beam expander for single-mode optical-fibre gap devices,” *electronic*, vol. 22, pp. 105–106, 1986.
- [33] T. Brophy, L. Bobb, and P. Shankar, “In-line singlemode fibre interferometer via concatenated biconical tapers,” *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1276–1277, 1993.
- [34] C. Bariain and I. Matías, “Optical fiber humidity sensor based on a tapered fiber coated with agarose gel,” *Sensors Actuators B ...*, pp. 127–131, 2000.
- [35] C. Bariáin, I. R. Matías, I. Romeo, J. Garrido, and M. Laguna, “Detection of volatile organic compound vapors by using a vapochromic material on a tapered optical fiber,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 15, p. 2274, 2000.

- [36] C. Bariáin, I. R. Matías, F. J. Arregui, and M. López-Amo, “Optical fiber humidity sensor based on a tapered fiber coated with agarose gel,” *Sensors Actuators, B Chem.*, vol. 69, pp. 127–131, 2000.
- [37] J. M. Corres, F. J. Arregui, and I. R. Matías, “Sensitivity optimization of tapered optical fiber humidity sensors by means of tuning the thickness of nanostructured sensitive coatings,” *Sensors Actuators B Chem.*, vol. 122, no. 2, pp. 442–449, Mar. 2007.
- [38] H. Latifi, M. I. Zibaii, S. M. Hosseini, and P. Jorge, “Nonadiabatic tapered optical fiber for biosensor applications,” *Photonic Sensors*, vol. 2, no. 4, pp. 340–356, Oct. 2012.
- [39] A. Leung, P. Mohana Shankar, and R. Mutharasan, “A review of fiber-optic biosensors,” *Sensors Actuators B Chem.*, vol. 125, no. 2, pp. 688–703, Aug. 2007.
- [40] L. C. Bobb, H. D. Krumboltz, and P. M. Shankar, “Pressure sensor that uses bent biconically tapered single-mode fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 112–114, 1991.
- [41] O. Frazão, M. Melo, P. V. S. Marques, and J. L. Santos, “Chirped Bragg grating fabricated in fused fibre taper for strain–temperature discrimination,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 16, pp. 984–988, 2005.
- [42] O. Frazão, P. Caldas, F. M. Araújo, L. a Ferreira, and J. L. Santos, “Optical flowmeter using a modal interferometer based on a single nonadiabatic fiber taper,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 14, pp. 1974–1976, 2007.
- [43] J. Lou, Y. Wang, and L. Tong, “Microfiber optical sensors: A review,” *Sensors (Switzerland)*, vol. 14, pp. 5823–5844, 2014.
- [44] S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth, P. St J Russell, and M. Mason, “Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 13, pp. 2864–2869, 2004.
- [45] M. Foster and A. Gaeta, “Ultra-low threshold supercontinuum generation in sub-wavelength waveguides,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 14, pp. 3137–3143, 2004.
- [46] E. Mägi, P. Steinvurzel, and B. Eggleton, “Tapered photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 5, pp. 776–784, 2004.
- [47] G. Qin, X. Yan, C. Kito, M. Liao, T. Suzuki, A. Mori, and Y. Ohishi, “Zero-dispersion-wavelength-decreasing tellurite microstructured fiber for wide and flattened supercontinuum generation,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 2, pp. 136–138, 2010.
- [48] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics,” 2001.
- [49] H. Nguyen, B. Kuhlmeier, E. Magi, M. Steel, C. Smith, and B. Eggleton, “Tapered photonic crystal fibres properties, characterisation, and applications,” vol. 5840, pp. 29–43, 2005.
- [50] V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, I. S. Golubtsov, W. Liu, a. Becker, N. Akozbek, C. M. Bowden, and S. L. Chin, “Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation),” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 77, no. 2–3, pp. 149–165, 2003.

- [51] E. Yablonovitch and N. Bloembergen, “Avalanche ionization and the limiting diameter of filaments induced by light pulses in transparent media,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 29, no. 14, pp. 907–910, 1972.
- [52] R. Stolen and C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers,” *Phys. Rev. A*, vol. 17, no. 4, pp. 1448–1453, 1978.
- [53] M. N. Islam, J. R. Simpson, H. T. Shang, L. F. Mollenauer, and R. H. Stolen, “Cross-phase modulation in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 8, pp. 625–627, 1987.
- [54] D. Nodop, C. Jauregui, D. Schimpf, J. Limpert, and a Tünnermann, “Efficient high-power generation of visible and mid-infrared light by degenerate four-wave-mixing in a large-mode-area photonic-crystal fiber.,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 22, pp. 3499–3501, 2009.
- [55] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. San Diego: Academic Press, 2008.
- [56] M. D. O’Donnell, K. Richardson, R. Stolen, a. B. Seddon, D. Furniss, V. K. Tikhomirov, C. Rivero, M. Ramme, R. Stegeman, G. Stegeman, M. Couzi, and T. Cardinal, “Tellurite and fluorotellurite glasses for fiberoptic Raman amplifiers: Glass characterization, optical properties, Raman gain, preliminary fiberization, and fiber characterization,” *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 90, no. 5, pp. 1448–1457, 2007.
- [57] R. Stegeman, L. Jankovic, H. Kim, C. Rivero, G. Stegeman, K. Richardson, P. Delfyett, Y. Guo, A. Schulte, and T. Cardinal, “Tellurite glasses with peak absolute Raman gain coefficients up to 30 times that of fused silica.,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 13, pp. 1126–1128, 2003.
- [58] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, “Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air.,” *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 1, pp. 73–75, 1995.
- [59] E. T. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. a Franco, F. Salin, and a Mysyrowicz, “Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air.,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 1, pp. 62–65, 1996.
- [60] S. Chin, S. Hosseini, Liu, Luo, and Theberge, “The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications and new challenges,” *Can. J. Phys.*, vol. 83, pp. 863–905, 2005.
- [61] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media,” *Phys. Rep.*, vol. 441, pp. 47–189, 2007.
- [62] J. Marburger, “Self-focusing: Theory,” *Prog. Quantum Electron.*, vol. 4, pp. 35–110, 1975.
- [63] E. L. Dawes and J. H. Marburger, “Computer studies in self-focusing,” *Phys. Rev.*, vol. 179, no. 1967, pp. 862–868, 1969.
- [64] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, no. 11, pp. 584–588, 1970.
- [65] K. Itoh, W. Watanabe, T. Toma, and K. Yamada, “Photorefractive fiber and crystal devices: Materials, Optical properties, and Applications VI,” *Proc. SPIE 4110*, vol. 1, 200AD.

- [66] K. Yamada, T. Toma, W. Watanabe, K. Itoh, and J. Nishii, “First international Symposium on Laser Precision Microfabrication,” *Proc. SPIE 4088*, p. 367, 2000.
- [67] J. S. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, “Chalcogenide glass-fiber-based mid-IR sources and applications,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 1, pp. 114–119, 2009.
- [68] F. Silva, D. R. Austin, a. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, a. Couairon, and J. Biegert, “Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal,” *Nat. Commun.*, vol. 3, no. May, p. 807, 2012.
- [69] A. A. Lanin, A. A. Voronin, E. A. Stepanov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, “Multioctave, 3-18 μm sub-two-cycle, supercontinua from self-compressing, self-focusing soliton transients in a solid,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 6, pp. 974–977, 2015.
- [70] Y. Yu, X. Gai, T. Wang, P. Ma, R. Wang, Z. Yang, D.-Y. Choi, S. Madden, and B. Luther-Davies, “Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenides,” *Opt. Mater. Express*, vol. 3, no. 8, p. 1075, 2013.
- [71] M. Liao, W. Gao, T. Cheng, Z. Duan, and Y. Ohishi, “Ultrabroad supercontinuum generation through filamentation in tellurite glass,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, 2013.
- [72] M. Liao, W. Gao, T. Cheng, X. Xue, Z. Duan, D. Deng, H. Kawashima, T. Suzuki, and Y. Ohishi, “Five-octave-spanning supercontinuum generation in fluoride glass,” *Appl. Phys. Express*, vol. 6, no. 3, pp. 4–7, 2013.
- [73] R. L. Fork, C. V Shank, C. Hirlimann, R. Yen, and W. J. Tomlinson, “Femtosecond white-light continuum pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 8, no. 1, pp. 1–3, 1983.
- [74] G. Yang and Y. R. Shen, “Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium,” *Opt. Lett.*, vol. 9, no. 11, pp. 510–512, 1984.
- [75] A. Brodeur and S. Chin, “Band-Gap Dependence of the Ultrafast White-Light Continuum,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, no. 20, pp. 4406–4409, 1998.
- [76] A. Brodeur and S. L. Chin, “Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, no. 4, p. 637, 1999.
- [77] M. Kolesik, G. Katona, J. V Moloney, and E. M. Wright, “Physical factors limiting the spectral extent and band gap dependence of supercontinuum generation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, no. 4, p. 043905, 2003.
- [78] K. D. Moll and A. L. Gaeta, “Role of dispersion in multiple-collapse dynamics,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 9, pp. 995–997, 2004.
- [79] A. Gaeta, “Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 16, pp. 3582–3585, 2000.
- [80] S. L. Chin, “The physics and the challenge of the propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media,” *Phys. Can.*, vol. 60, pp. 273–281, 2004.
- [81] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, P. Di Trapani, A. Couairon, D. Papazoglou, and S.

- Tzortzakis, “Ultrashort laser pulse filamentation fromspontaneous XWave formation in air,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 3, pp. 1565–1570, 2008.
- [82] P. Maioli, R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, P. Béjot, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, “Ultraviolet-visible conical emission by multiple laser filaments.,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 6, pp. 4726–4731, 2009.
- [83] C. Conti, S. Trillo, P. Di Trapani, G. Valiulis, a Piskarskas, O. Jedrkiewicz, and J. Trull, “Nonlinear electromagnetic X waves.,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, no. 17, p. 170406, 2003.
- [84] I. Golub, “Optical characteristics of supercontinuum generation.,” *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 6, p. 305, 1990.
- [85] G. G. Luther, a C. Newell, J. V Moloney, and E. M. Wright, “Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media.,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 11, pp. 789–791, 1994.
- [86] P. Saari and K. Reivelt, “Evidence of X-Shaped Propagation-Invariant Localized Light Waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 21, pp. 4135–4138, 1997.
- [87] J. M. Dudley and J. R. Taylors, *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. 2010.
- [88] M. D. Donnell, K. Richardson, R. Stolen, C. Rivero, T. Cardinal, M. Couzi, D. Furniss, and a. B. Seddon, “Raman gain of selected tellurite glasses for IR fibre lasers calculated from spontaneous scattering spectra,” *Opt. Mater. (Amst)*., vol. 30, pp. 946–951, 2008.
- [89] B. Kibler, J. M. Dudley, and S. Coen, “Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber: Influence of the frequency-dependent effective mode area,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 81, pp. 337–342, 2005.
- [90] B. Wetzel, “Etudes expérimentales et numériques des instabilités non-linéaires et des vagues scélérates optiques.”
- [91] B. Kibler, “Propagation non-linéaire d’impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération,” 2007.
- [92] J. D. Monnier, “Optical Interferometry in Astronomy,” vol. 66, p. 86, 2003.
- [93] B. T. Soifer and J. Pipher, “Instrumentation for infrared astronomy,” *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 16, pp. 335–369, 1978.
- [94] P. Rolfe, “In-vivo near-infrared spectroscopy,” *Annu. Rev. Biomed. Eng.*, vol. 2, 2000.
- [95] B. Guo, Y. Wang, C. Peng, H. Zhang, G. Luo, H. Le, C. Gmachl, D. Sivco, M. Peabody, and a Cho, “Laser-based mid-infrared reflectance imaging of biological tissues.,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 1, pp. 208–219, 2004.
- [96] G. Qin, X. Yan, C. Kito, M. Liao, T. Suzuki, A. Mori, and Y. Ohishi, “Highly nonlinear tellurite microstructured fibers for broadband wavelength conversion and flattened supercontinuum generation,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, 2010.
- [97] M. Liao, G. Qin, X. Yan, T. Suzuki, and Y. Ohishi, “Tellurite nanowire for single-mode low threshold supercontinuum generation,” *2011 Opt. Fiber Commun. Conf. Expo. Natl.*

- Fiber Opt. Eng. Conf.*, pp. 1–3, 2011.
- [98] D. Buccoliero, H. Steffensen, O. Bang, H. Ebendorff-Heidepriem, and T. M. Monro, “Thulium pumped high power supercontinuum in loss-determined optimum lengths of tellurite photonic crystal fiber,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 2010, pp. 34–37, 2010.
- [99] J. Shi, X. Feng, K. Chen, P. S. Teh, P. Horak, D. Lin, S. U. Alam, W. H. Loh, D. J. Richardson, and M. Ibsen, “Efficient near-infrared supercontinuum generation in tellurite holey fiber pumped 320nm within the normal dispersion regime,” *2010 Asia Commun. Photonics Conf. Exhib. ACP 2010*, vol. 1, no. c, pp. 493–494, 2010.
- [100] G. Qin, M. Liao, C. Chaudhari, X. Yan, C. Kito, T. Suzuki, and Y. Ohishi, “Second, third harmonics and flattened supercontinuum generation in tellurite microstructure fibers,” *Conf. Proc. - Lasers Electro-Optics Soc. Annu. Meet.*, vol. 35, no. 1, pp. 395–396, 2009.
- [101] P. Domachuk, N. a Wolchover, M. Cronin-Golomb, a Wang, a K. George, C. M. B. Cordeiro, J. C. Knight, and F. G. Omenetto, “Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, pp. 7161–8, May 2008.
- [102] I. Savelii, O. Mouawad, J. Fatome, B. Kibler, F. Désévéday, G. Gadret, J.-C. Jules, P.-Y. Bony, H. Kawashima, W. Gao, T. Kohoutek, T. Suzuki, Y. Ohishi, and F. Smektala, “Mid-infrared 2000-nm bandwidth supercontinuum generation in suspended-core microstructured sulfide and tellurite optical fibers,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 24, pp. 27083–93, Nov. 2012.
- [103] I. Savelii, F. Desevedavy, J. C. Jules, G. Gadret, J. Fatome, B. Kibler, H. Kawashima, Y. Ohishi, and F. Smektala, “Management of OH absorption in tellurite optical fibers and related supercontinuum generation,” *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 35, no. 8, pp. 1595–1599, 2013.
- [104] D. L. Rhonehouse, J. Zong, D. Nguyen, R. Thapa, K. Wiersma, C. Smith, and A. Chavez-Pirson, “Low loss, wide transparency, robust tellurite glass fibers for mid-IR (2 - 5 μm) applications,” vol. 8898, p. 88980D, 2013.
- [105] R. Thapa, D. Rhonehouse, D. Nguyen, K. Wiersma, C. Smith, J. Zong, and A. Chavez-Pirson, “Mid-IR supercontinuum generation in ultra-low loss, dispersion-zero shifted tellurite glass fiber with extended coverage beyond 4.5 μm ,” *Proc. SPIE 8898*, vol. 8898, p. 889808, 2013.
- [106] W. J. Wadsworth, a Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. a Birks, T. P. M. Man, and P. S. Russell, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source,” vol. 19, no. 9, pp. 2148–2155, 2002.
- [107] F. Lu, Y. Deng, and W. Knox, “Generation of broadband femtosecond visible pulses in dispersion-micromanaged holey fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 12, pp. 1566–1568, 2005.
- [108] J. Teipel, D. Türke, H. Giessen, A. Zintl, and B. Braun, “Compact multi-Watt picosecond coherent white light sources using multiple-taper fibers,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 5, pp. 1734–1742, 2005.

- [109] A. Kudlinski, a K. George, J. C. Knight, J. C. Travers, a B. Rulkov, S. V Popov, and J. R. Taylor, “Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation.,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 12, pp. 5715–5722, 2006.
- [110] G. S. Qin, X. Yan, M. Liao, a. Mori, T. Suzuki, and Y. Ohishi, “Wideband supercontinuum generation in tapered tellurite microstructured fibers,” *Laser Phys.*, vol. 21, no. 6, pp. 1115–1121, May 2011.
- [111] J. P. Gordon, “Theory of the soliton self-frequency shift.,” *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, pp. 662–664, 1986.
- [112] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, “Discovery of the soliton self-frequency shift,” vol. 11, no. 10, pp. 659–661, 1986.
- [113] A. a Voronin and A. M. Zheltikov, “Soliton self-frequency shift decelerated by self-steepening.,” *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 15, pp. 1723–1725, 2008.
- [114] K. S. Abedin and F. Kubota, “Widely tunable femtosecond soliton pulse generation at a 10-GHz repetition rate by use of the soliton self-frequency shift in photonic crystal fiber.,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 19, pp. 1760–1762, 2003.
- [115] E. R. Andresen, V. Birkedal, J. Thøgersen, and S. R. Keiding, “Tunable light source for coherent anti-Stokes Raman scattering microspectroscopy based on the soliton self-frequency shift.,” *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 9, pp. 1328–1330, 2006.
- [116] P. K. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, “Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers.,” *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 7, pp. 464–466, 1986.
- [117] A. S. Webb, “Suspended-core holey fiber for evanescent-field sensing,” *Opt. Eng.*, vol. 46, no. 1, p. 010503, Jan. 2007.
- [118] A. V. Gorbach and V. Skryabin, “Light trapping in gravity-like potentials and expansion of supercontinuum spectra in photonic-crystal fibres,” *Nat. Photonics*, vol. 1, pp. 653–657, 2007.
- [119] A. V. Gorbach and D. V. Skryabin, “Theory of radiation trapping by the accelerating solitons in optical fibers,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 76, no. 5, pp. 1–10, 2007.
- [120] P.-Y. Bony, “Nouvelles Fibres Optiques pour la Photonique du Moyen Infrarouge,” 2012.
- [121] C. Finot, B. Kibler, L. Provost, and S. Wabnitz, “Beneficial impact of wave-breaking for coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 11, p. 1938, 2008.
- [122] A. Bendahmane, O. Vanvincq, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Control of the soliton self-frequency shift dynamics using topographic optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 17, pp. 3390–3, 2013.
- [123] A. C. Judge, O. Bang, B. J. Eggleton, B. T. Kuhlmey, E. C. Mägi, R. Pant, and C. M. de Sterke, “Optimization of the soliton self-frequency shift in a tapered photonic crystal fiber,”

- J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, no. 11, p. 2064, 2009.
- [124] J. C. Travers and J. R. Taylor, “Soliton trapping of dispersive waves in tapered optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 2, pp. 115–117, 2009.
- [125] A. Bendahmane, F. Braud, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, and A. Kudlinski, “Dynamics of cascaded resonant radiations in a dispersion-varying optical fiber,” *Optica*, vol. 1, no. 4, pp. 243–249, 2014.

Table des figures

Figure 1-1. Fenêtres de transmission dans l'IR pour différents verres [13].	13
Figure 1-2. Différents profils d'indices (a) Fibre à saut d'indice, (b) Fibre à gradient d'indice parabolique, (c) Fibre microstructurée.	15
Figure 1-3. Principe de réflexion totale interne lors de la propagation de la lumière dans une fibre optique.	16
Figure 1-4. Courbe de dispersion chromatique du guide, du matériau et totale d'une fibre silice monomode à saut d'indice de diamètre de cœur $4 \mu\text{m}$, $n_{\text{cœur}} = 1.46$, $n_{\text{gaine}} = 1.455$ [16].	18
Figure 1-5. Courbe d'atténuation typique d'une fibre monomode en silice [18].	20
Figure 1-6. Exemples de fibres microstructurées (a) fibre à structure hexagonale (b) fibre à structure pamplemousse (c) fibre à cœur suspendu 3 trous.	21
Figure 1-7. Paramètres optogéométriques d'une FOM à cœur plein. Image MEB d'une coupe transversale de fibre à cristal photonique [26], le diamètre de cœur est de $5 \mu\text{m}$ et le diamètre des trous (d) est de $4 \mu\text{m}$.	22
Figure 1-8. Calcul de la dispersion pour différents paramètres de FOM (A et d), comparaison avec une fibre SMF28 standard [29].	24
Figure 1-9. Les différentes parties qui composent une fibre effilée	24
Figure 1-10. Evolution de la position du zéro de dispersion pour une fibre microstructurée air/silice, de diamètre de cœur initial $3.1 \mu\text{m}$, pour différents diamètres de cœur de waist. La ligne rouge marque la dispersion nulle [44].	25
Figure 1-11. Image MEB de la section transversale d'une fibre microstructurée en silice (A) structure de la fibre non-effilée (B) structure de la fibre durant la fabrication du taper (C) structure de la fibre effilée finale [49].	26
Figure 1-12. Evolution temporelle de la transmission d'une fibre microstructurée en silice au cours de la fabrication d'une fibre effilée [49].	27
Figure 2-1. (a) Raman Stokes (b) Raman Anti-Stokes.	31
Figure 2-2. Spectre de la réponse Raman spontanée pour un verre de composition $85\% \text{TeO}_2 - 15\% \text{WO}_3$. Comparaison avec la courbe de gain Raman pour la silice (multipliée par un facteur 10) [57].	32
Figure 2-3. Schéma représentatif du cycle d'auto-focalisation-défocalisation, le trait plein correspond au diamètre du faisceau intense [61].	33
Figure 2-4. Spectre supercontinuum mesuré dans un verre à base de tellurites d'épaisseur inférieure à 1cm [71].	35
Figure 2-5. Emission conique accompagné de l'impulsion autoguidée dans l'air (a) lumière blanche entourée d'anneaux de Newton mesurés à 30m [59] (b) émission conique mesurée à 25m d'une impulsion de 5mJ , 45fs à 800nm [80].	36
Figure 2-6. Mise en évidence de la relation entre X-waves et émission conique (a) spectre transverse mesuré du spectre d'un filament (b) simulation numérique correspondante (c) émission conique correspondante [81].	37

Figure 2-7. Supercontinuum généré dans une fibre à base de tellurite à profil d'indice en W pompée par un laser mode-locké à $1.92 \mu\text{m}$, à 3 W dont la largeur d'impulsion est d'environ 20 ps , à la fréquence de 32 MHz . Les pointillés représentent la courbe de transmission du verre [104]. _____ 41

Figure 2-8. Spectre généré dans une fibre effilée à base de tellurite pour différentes puissances crête d'un laser femtoseconde fibré [110]. _____ 42

Figure 2-9. (a) Spectre fréquentiel d'une fibre microstructurée à base de tellurite repéré à ses extrémités (b) indice de groupe en fonction de la longueur d'onde et indication sur les extrémités du continuum [117]. _____ 44

Figure 2-10. Schématisation du phénomène physique lorsque le soliton rencontre le second zéro de dispersion lors de la génération de supercontinuum dans une fibre effilée. _____ 46

CHAPITRE II

Propriétés des matériaux et fabrication des fibres

CHAPITRE II. PROPRIETES DES MATERIAUX ET FABRICATION DES FIBRES

1	INTRODUCTION : PHYSIQUE, SILICE ET LES MATERIAUX ALTERNATIFS	61
1.1	STABILITE D'UN VERRE.....	61
1.2	CHOIX DE LA COMPOSITION	63
1.2.1	<i>Les composants primaires.....</i>	<i>63</i>
1.2.2	<i>Importance de l'indice de réfraction non-linéaire.....</i>	<i>63</i>
1.2.3	<i>L'absorption des groupements OH.....</i>	<i>65</i>
2	SYNTHESE DU VERRE.....	66
3	TECHNIQUES DE PREPARATION DE LA PREFORME.....	68
3.1	STACK AND DRAW.....	68
3.2	MOULAGE.....	69
3.3	EXTRUSION	70
3.4	METHODES UTILISEES AU LABORATOIRE : USINAGE MECANIQUE	70
4	LE FIBRAGE.....	71
5	LA PREPARATION DES FIBRES EFFILEES.....	74
5.1	INTRODUCTION.....	74
5.2	VYTRAN – GLASS PROCESSING WORKSTATION	74
5.3	PERTES LIEES AUX GROUPEMENTS O-H INDUITES PAR LA FABRICATION DES FIBRES EFFILEES	77
6	CONCLUSION.....	78
	BIBLIOGRAPHIE	79
	TABLE DES FIGURES.....	83

1 Introduction : physique, silice et les matériaux alternatifs

Comme on a pu le voir en début de chapitre I, les verres de silice ne sont pas très adaptés pour l'optique infrarouge. En effet, au-delà de $2,4 \mu\text{m}$, ce matériau voit son atténuation augmenter très fortement. Il est donc nécessaire, si l'on souhaite travailler entre 2 et $5 \mu\text{m}$, de trouver des verres transparents sur cette gamme de longueur d'onde. Comme introduit dans le chapitre I, il existe 3 grandes familles de verres qui transmettent dans l'IR :

- Les verres fluorés, qui ne contiennent pas d'oxydes mais du fluor
- Les verres d'oxydes lourds, verres dont on a substitué l'atome de silice Si par un élément plus lourd tel que le tellure Te
- Les verres de chalcogénures, qui sont constitués à base d'au moins un des éléments suivants : soufre (S), Sélénium (Se) et tellure (Te)

Pour ces travaux de thèse, notre choix s'est orienté sur les verres de tellurites. En effet, ces verres d'oxydes ont des propriétés idéales pour des applications d'optiques non-linéaires dans le moyen IR, comme de fortes valeurs d'indices de réfraction linéaire et non-linéaire qui vont, comme expliqué auparavant, favoriser la génération de phénomènes tels que la génération de supercontinuum. Cette famille de verre a aussi la particularité d'avoir des températures de transition vitreuse relativement faibles (entre $250 \text{ }^\circ\text{C}$ et $400 \text{ }^\circ\text{C}$, suivant la composition), ce qui va faciliter la mise en forme et le fibrage [1]–[3]. Leur technique de fabrication étant de plus bien maîtrisée au sein du laboratoire, ils constituent d'excellents candidats pour la réalisation d'expériences de génération de supercontinuum et d'applications capteurs.

Dans ce Chapitre, nous allons décrire comment nous sommes passés du verre massif à la fibre optique effilée en expliquant les différents processus de fabrication. Dans un premier temps, nous allons présenter la composition du verre que nous avons utilisé pour obtenir les résultats que nous présenterons plus tard dans ce manuscrit. Puis, nous allons faire un point sur les différentes techniques de fabrication des fibres optiques microstructurées qui existent, et présenter celle utilisée au laboratoire. Enfin, nous terminerons ce chapitre en présentant le processus de conception des fibres optiques effilée.

1.1 Stabilité d'un verre

La stabilité d'un verre est une propriété très importante et qui est à prendre en compte lors du choix de sa composition. Nous avons déjà rapidement introduit les notions de transition vitreuse et de cristallisation, mais nous allons ici les définir plus précisément.

La température de transition vitreuse correspond au passage de l'état liquide visqueux à l'état solide vitreux et s'opère sur un intervalle de température que l'on appelle transition vitreuse. On peut définir cette transition d'une manière plus précise en parlant de viscosité du verre :

- Si $T < T_g$ la viscosité du verre est très importante et atteint des valeurs supérieures à 10^{15} poises, le matériau est alors figé et la mobilité atomique est quasi impossible
- Si $T = T_g$ la viscosité du verre est de 10^{13} poises
- Si $T > T_g$ la viscosité va diminuer progressivement

Lorsque la viscosité est faible, les atomes qui composent le verre forment un réseau ordonné et on parle alors de phénomène de cristallisation, le verre n'est alors plus transparent et il devient très compliqué à fibrer. Cet état est dit stable alors que l'état vitreux est métastable. Sur la figure suivante, un exemple de structure bidimensionnelle dans le cas de la silice, on peut voir que lorsque le réseau est « ordonné » on est dans le cas de la cristallisation du verre alors que lorsque le réseau est « désordonné » on est dans un état métastable.

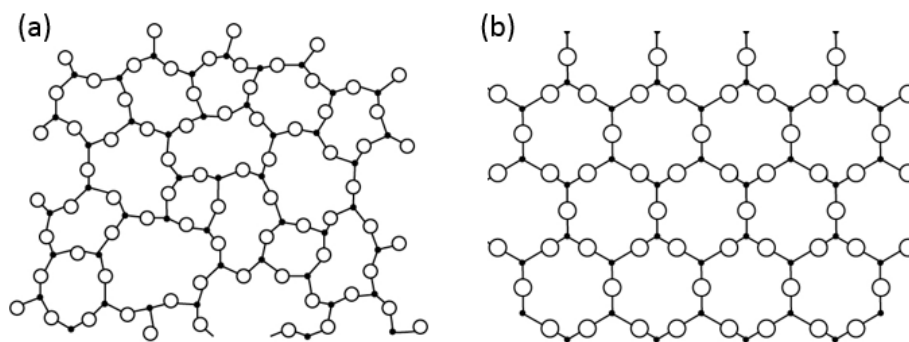


Figure 1-1. (a) structure bidimensionnelle de la silice sous forme vitreuse (b) structure bidimensionnelle de la silice sous forme cristalline

La stabilité du verre par rapport à la cristallisation peut être évaluée en faisant la différence $\Delta T = T_c - T_g$ qui définit l'aisance de manipulation du verre. Plus cette différence est importante et plus il sera facile de fibrer. Pour se donner une idée, un $\Delta T > 100^\circ\text{C}$ permet généralement de réaliser un fibrage sans réelles complications liées à l'instabilité du verre. Ces valeurs de températures caractéristiques sont généralement mesurées par calorimétrie différentielle à balayage (Differential Scanning Calorimetry ou DSC), cette technique consiste à comparer les puissances à fournir à l'échantillon et à un échantillon référence pour maintenir leur température identique. Les différences sont reliées aux transformations que subit l'échantillon. On peut alors observer la T_g qui se traduit par un pic endothermique et la T_c qui se traduit par un pic exothermique.

1.2 Choix de la composition

1.2.1 Les composants primaires

De nombreuses études sur les verres à base d'oxyde de tellure ont déjà été réalisées au laboratoire. Notamment avec les travaux de Savelii *et al.* durant sa thèse [4], [5]. Elle a montré qu'un verre à base de Tellure-Zinc-Sodium (TZN) est un candidat idéal pour réaliser des fibres optiques microstructurées pour des applications non-linéaires. Nous allons ici détailler cette composition et en expliquer le choix. La composition doit répondre à plusieurs critères :

- Avoir une bonne stabilité pour permettre le fibrage ($\Delta T > 100^\circ\text{C}$)
- Avoir la fenêtre de transmission la plus large possible dans le moyen IR
- Avoir des indices de réfraction linéaire et non-linéaire importants

L'oxyde de tellure, en tant que formateur du réseau vitreux [6], se vitrifie difficilement tout seul. C'est pourquoi il est nécessaire d'ajouter des oxydes modificateurs et intermédiaires, rendant les possibilités en termes de compositions nombreuses [2], [3], mais ils sont à utiliser avec modération car leur présence tend à diminuer la non-linéarité du verre [7].

Parmi les travaux réalisés précédemment, notre intérêt s'est porté sur l'oxyde de tellure associé à de l'oxyde de zinc (ZnO) ainsi qu'à un métal alcalin, le sodium (Na_2O). L'oxyde de Zinc va jouer le rôle d'oxyde intermédiaire et donc de modificateur du réseau. Le sodium va quant à lui, s'insérer dans la matrice vitreuse. Sa présence va contribuer à une réduction de la viscosité du verre qui facilitera son élaboration.

Toujours d'après les travaux de Savelii *et al.*, le verre sélectionné dans un premier temps comme étant le plus adéquat pour le fibrage est composé de 80% de TeO_2 , 10% de ZnO et 10% de Na_2O (les pourcentages représentent les fractions molaires des composants). La température de transition vitreuse est égale à 285°C tandis que la température de cristallisation est de plus de 400°C . La différence ΔT est donc supérieure à 115°C . Cette composition présente de plus une large fenêtre de transmission qui s'étend de $0,4\ \mu\text{m}$ à $6\ \mu\text{m}$. Cette composition vérifie donc deux des trois conditions exposées ci-dessus, et nous allons voir que la condition qui porte sur les indices de réfraction linéaire et non-linéaire importants est aussi vérifiée.

1.2.2 Importance de l'indice de réfraction non-linéaire

La génération d'effets non-linéaires tant dans les fibres optiques que dans le verre massif est comme nous l'avons vu, intimement liée à l'indice de réfraction non-linéaire n_2 . En effet, cet indice va définir l'aptitude qu'a un milieu à induire les effets non-linéaires liés à la filamentation et à la génération de supercontinuum, un n_2 important impliquant un coefficient non-linéaire plus grand

qui facilite la génération d'effets non-linéaires. Cet indice est donc un paramètre très important à prendre en compte lors du choix de la composition de verre. Notons aussi que les milieux solides sont des milieux qui facilitent la génération du phénomène, car ils possèdent des indices non-linéaires environ mille fois supérieurs aux gaz. Pour la filamentation dans des massifs, ou pour la génération de supercontinuum dans les fibres, il va donc être primordial de privilégier des matériaux qui ont un indice non-linéaire plus important que dans la silice.

Comme nous l'avons présenté, notre choix s'est porté sur des verres à bases d'oxydes de tellure. Ces verres possèdent une haute non-linéarité et un indice de réfraction linéaire important, ces deux caractéristiques étant liées, l'un favorisant les effets non-linéaires, l'autre le confinement de la lumière dans le guide, respectivement. La figure suivante montre la relation entre l'indice de réfraction linéaire n et l'indice de réfraction non-linéaire n_2 pour différents verres. On constate que l'ajout d'éléments lourds au verre permet d'augmenter l'indice de réfraction non-linéaire n_2 [8], [9] et donc l'indice de réfraction linéaire.

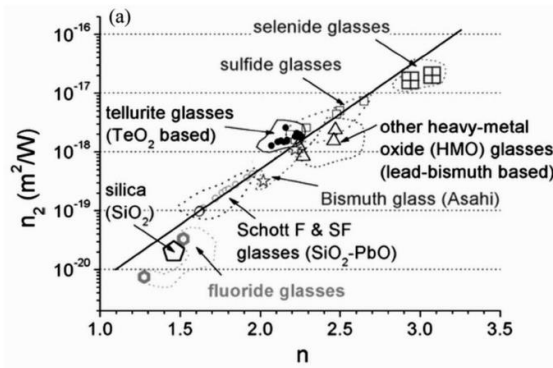


Figure 1-2. Relation entre l'indice de réfraction linéaire n et l'indice de réfraction non-linéaire n_2 pour différents verres.

La figure qui suit nous permet de comparer l'indice de réfraction non-linéaire de plusieurs matériaux, relativement à la silice. On peut constater que les verres de tellurite se présentent comme de bons candidats pour des expériences de filamentation dans le verre massif et pour la génération de supercontinuum.

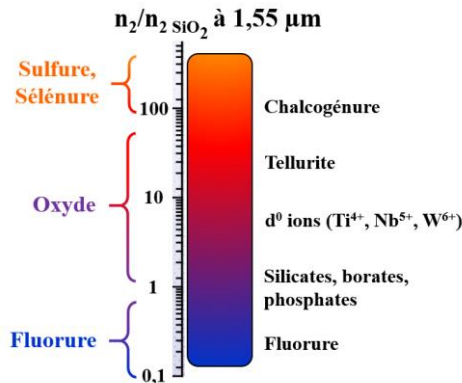


Figure 1-3. Comparaison relative à la silice de l'indice de réfraction non-linéaire pour différents matériaux.

1.2.3 L'absorption des groupements OH

Le principal problème rencontré avec ce type de verre est l'absorption des groupements hydroxyles située autour de 3,3 μm et de 4,4 μm . D'après les études menées [2], [10]–[17], ces pics d'absorptions correspondent respectivement aux modes de vibration des O-H libres ainsi qu'à ceux fortement ou faiblement liés aux atomes de tellure. Leur origine est très probablement liée à la présence d'eau dans les composants de départ, mais aussi à l'atmosphère dans laquelle est réalisée la synthèse. Sur la figure suivante, la courbe de transmission d'un verre de TZN réalisé à l'air, on constate que sa fenêtre de transmission s'étend de 0,4 μm à 6 μm , mais est occultée par les bandes d'absorption des liaisons O-H libres, faibles et fortes.

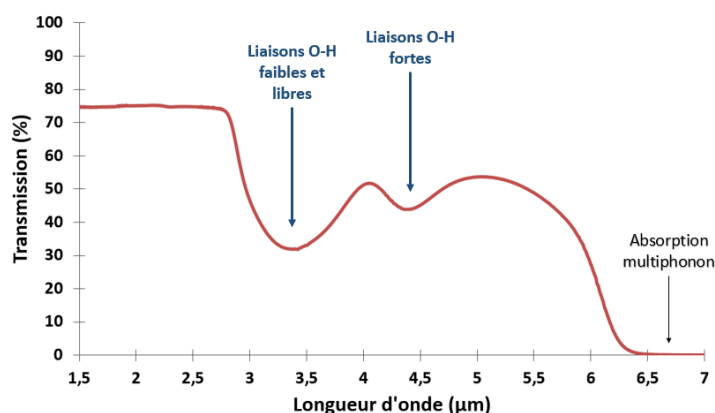


Figure 1-4. Transmission d'un verre de TZN ($80\% \text{TeO}_2 - 10\% \text{ZnO} - 10\% \text{Na}_2\text{O}$) d'épaisseur 2 mm.

Pour pallier à ce problème, l'équipe a fait l'acquisition d'une boîte à gant pour limiter l'absorption de l'eau due à l'atmosphère de synthèse. Avant cela, il a été montré que l'application d'agents déshydratants dans la composition peut aider à diminuer la présence d'eau. Il existe des verres à base de fluor et d'oxydes de tellure qui ont fait l'objet de nombreux travaux [16], [18], [19] dans le but de réduire la teneur en eau. Le fluor fait partie des éléments (avec le chlore) qui possède une forte affinité avec l'eau tandis que le sodium est un composé particulièrement hydroxyle. L'idée est donc de remplacer une partie du sodium par du fluorure de zinc. Ce dernier va réagir avec l'eau pour former de l'oxyde de zinc, composé qui ne viendra pas polluer le verre car déjà présent dans la composition. Il a été avancé que l'utilisation de l'agent hydratant ZnF_2 à hauteur de 5% (pourcentage de fraction molaire) est particulièrement efficace pour diminuer l'absorption de l'eau dans le verre [5], [16], [17]. Même si l'ajout de ZnF_2 entraîne une diminution de l'indice de réfraction non-linéaire, cela n'est pas significatif en dessous de 10%. Cependant, sa présence va diminuer le ΔT du verre et donc sa stabilité, c'est pourquoi nous avons décidé de n'insérer que 5% de ZnF_2 dans la composition. La composition la plus stable qui ressort est donc la suivante : $75\% \text{TeO}_2 - 15\% \text{ZnO} - 5\% \text{ZnF}_2 - 5\% \text{Na}_2\text{O}$. C'est celle que nous utiliserons pour obtenir les résultats qui vont être présentés dans les chapitres IV et V. La figure suivante présente les courbes de transmission d'un verre de TZN ($80\% \text{TeO}_2 - 10\% \text{ZnO} - 10\% \text{Na}_2\text{O}$) fabriqué à l'air, en boîte à gants (BAG)

et en BAG en intégrant 5% de ZnF_2 dans sa composition, respectivement tracées en rouge, bleu et vert. On constate que l'utilisation de la boîte à gant pour la synthèse améliore nettement la qualité du verre en termes d'absorption des O-H, de même que l'insertion de l'agent hydratant ZnF_2 qui vient quasiment les supprimer.

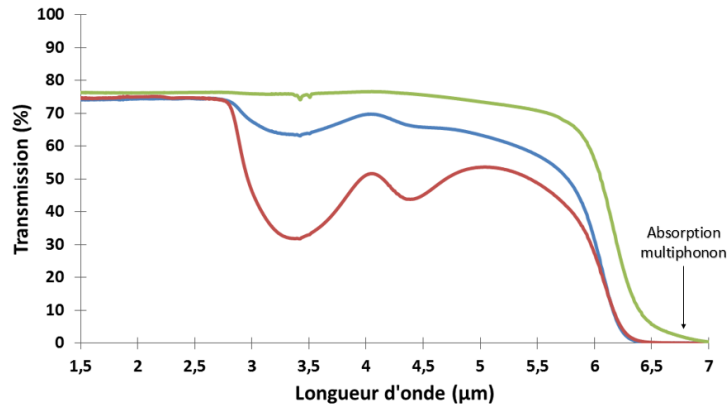


Figure 1-5. Pour une pastille de verre de TZN d'épaisseur 0.5 cm, en rouge, transmission pour un verre fait à l'air, en bleu, transmission pour un verre fait en BAG et en vert, transmission pour un verre avec ZnF_2 fait en BAG.

2 Synthèse du verre

Le choix de la composition étant maintenant fait, la synthèse du verre peut être abordée. Cette étape prend généralement plusieurs heures. Nous allons ici décrire les différentes étapes de la synthèse du verre en présentant quelques photos en guise d'illustration.

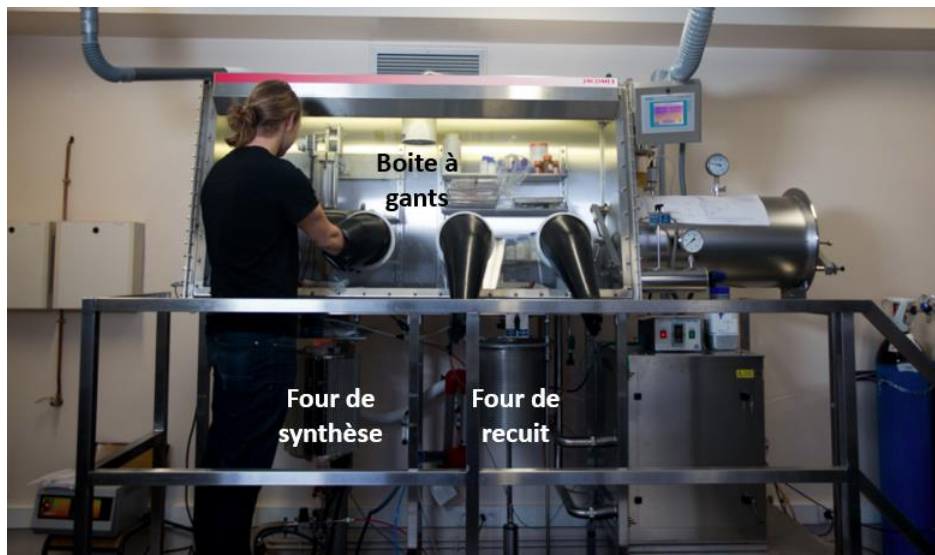


Figure 2-1. Boîte à gants utilisée pour la synthèse des verres de tellurites.

Comme dit précédemment, la préforme a été élaborée à partir de la composition $75\% \text{TeO}_2 - 15\% \text{ZnO} - 5\% \text{ZnF}_2 - 5\% \text{Na}_2\text{O}$ par la technique de fusion-trempe classique et à partir des composés chimiques suivants : oxyde de Tellure (FOX-Chemicals, 99,999%), oxyde de Zinc (FOX-Chemicals, 99,999 %), carbonate de Sodium (FOX-Chemicals, 99,9999 %) et du fluorure de Zinc (Alfa Aesar, 99,995 %). Le mélange est synthétisé à 850°C dans un creuset en platine recouvert d'une plaque du même métal inerte, pendant 2 heures. Afin d'éviter toute réduction de l'oxyde de Tellure, la synthèse est réalisée sous flux d'oxygène ($3\text{L}/\text{min}$, $[\text{H}_2\text{O}] < 0,5$ ppm en volume) dans un four monté sur boîte à gants (en atmosphère sèche, sans eau, $[\text{H}_2\text{O}] < 1$ ppm en volume), comme on peut le voir sur la figure ci-dessus. Lorsque le mélange est fondu, on l'agite régulièrement, environ toutes les 20 minutes, de manière à oxygéner et obtenir le mélange le plus homogène possible. Ce système permet une synthèse dans une atmosphère sans OH-libres, ainsi que l'oxydation et l'homogénéisation du verre sans risque de contamination par des impuretés hydroxyle.

L'étape suivante est la trempe, elle consiste en la coulée rapide (quelques dizaines de secondes) du bain fondu dans un moule relativement froid. De plus, si le moule est préchauffé à des températures trop importantes (250°C à 270°C), la réduction de l'oxyde de tellure contenu dans le mélange va provoquer un noircissement du barreau. A des températures plus froides, de 20°C à 160°C , le choc thermique provoque une explosion du verre. La température de préchauffage du moule est donc un paramètre relativement important. Le mélange liquide obtenu est donc versé dans un moule en laiton préchauffé à 220°C (voir figure suivante). Ajoutons que, de par l'inertie du moule, environ 3h sont nécessaires pour qu'il arrive à cette température.

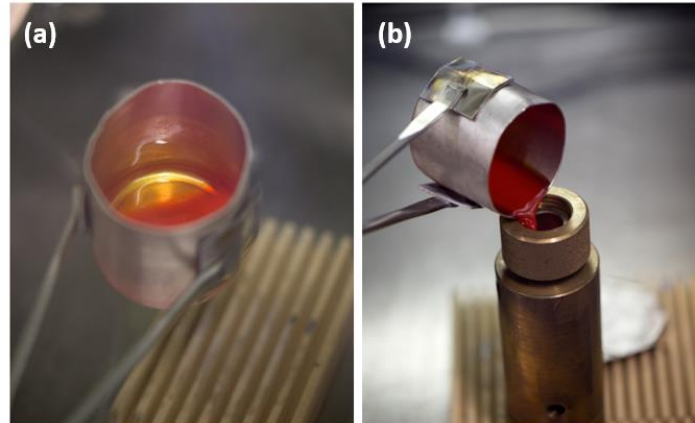


Figure 2-2. (a) agitation du bain lors de la synthèse (b) étape de la trempe : le mélange est versé dans le moule en laiton.

La dernière étape de fabrication de la préforme est le recuit dans le four correspondant. Il s'effectue à température de transition vitreuse pendant 8 heures. Cette étape va servir à relaxer les contraintes mécaniques induites lors de la trempe car c'est à partir de la température de transition vitreuse que des réarrangements de structure peuvent avoir lieu. Après ça, le moule refroidi lentement jusqu'à température ambiante. La figure suivante résume les différentes étapes de la synthèse du verre de TZN.

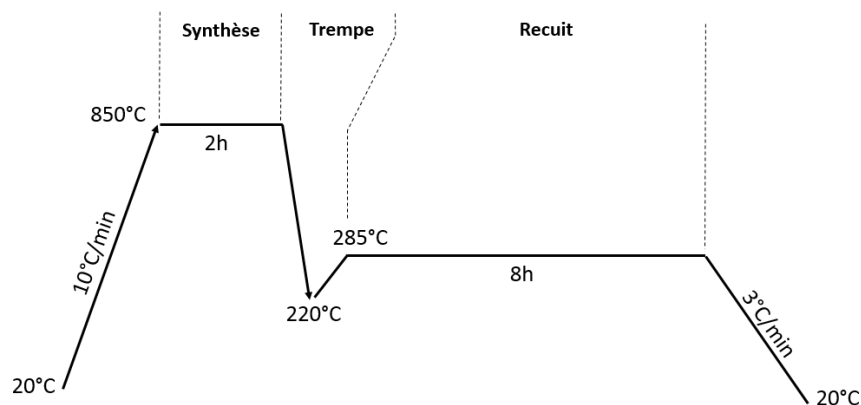


Figure 2-3. Etapes (avec profil thermique) utilisé lors de la synthèse du verre de TZN.

3 Techniques de préparation de la préforme

Après avoir synthétisé le verre et obtenu la préforme, il va maintenant être question de la préparer à l'étape du fibrage. La préforme est en quelque sorte une réplique macroscopique de la fibre finale, d'un point de vue géométrique. Nous allons dans cette partie décrire les différentes techniques de préparation de préforme qui sont utilisées pour terminer sur celle que l'on utilise dans l'équipe.

3.1 Stack and Draw

La technique la plus couramment utilisée pour la fabrication de fibres optiques microstructurées est le « *Stack and Draw* ». Elle fut pour la première fois mise en place à l'université de Southampton en 1997 par Knight *et al.* [22]. C'est aujourd'hui la technique de fabrication de FOM la plus courante. La première étape du *stack and draw* consiste en l'assemblage de capillaires creux, qui sont généralement obtenus par *rotational casting*, technique consistant à centrifuger le verre. Le verre est placé au sein d'une ampoule en silice scellée sous vide et est chauffé à une température à laquelle il est peu visqueux. Il est ensuite mis en rotation à une vitesse d'environ 2000 tr/min. La rotation ayant lieu à l'air libre, le verre va se refroidir et se figer sur les parois de l'ampoule en silice, formant ainsi un tube qui est alors placé au recuit pour dissiper les contraintes. Ses caractéristiques géométriques dépendent de la taille de l'ampoule de silice utilisée, mais aussi de la masse du verre. Le tube créé est ensuite étiré à l'aide d'une tour de fibrage pour obtenir les capillaires.

Les capillaires ainsi obtenus sont assemblés autour d'une baguette, qui servira de cœur, et insérés dans un tube manchon de façon à maintenir l'empilement. On obtient alors une préforme réalisée par *stack and draw* prête pour le fibrage. Cette technique permet d'obtenir des structures assez complexes comportant plusieurs centaines de trous. Mais elle comporte aussi plusieurs inconvénients.

Les pertes induites sont généralement plus importantes qu'avec une autre technique, ce qui peut s'expliquer par l'arrangement imparfait des capillaires et les interstices existant entre ces derniers [23]. Dans le cas des verres d'oxydes, malgré d'importants progrès, les pertes relatives à cette technique restent de l'ordre de plusieurs dB/m [24], soit 1000 fois supérieures à ce que l'on peut obtenir dans les FOM en silice [25].

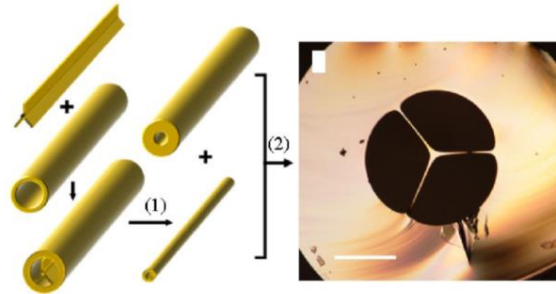


Figure 3-1. Procédé de fabrication d'une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous à base de tellurites par technique stack and draw [26].

Notons que pour la fabrication des fibres à cœur suspendu par stack and draw, la technique diffère légèrement, mais le principe reste le même [26]. Dans ce cas, on fabrique une baguette « cœur » à trois branches, puis on l'insère dans un tube en verre (figure 3-1). Il est cependant nécessaire de réaliser plusieurs fibrages pour obtenir des tailles de cœur de l'ordre du micron.

3.2 Moulage

Ce procédé a été développé comme méthode alternative pour l'élaboration de préformes microstructurées pour le verre SF6, les verres de chalcogénures ainsi que pour les polymères. Cette technique consiste à insérer le verre dans une ampoule en silice contenant le moule qui donnera la structure souhaitée à la fibre. Ce moule est composé de capillaires en silice. Après avoir porté le verre au-dessus de sa T_g , l'ampoule est renversée de façon à ce que le verre coule sur le moule, une trempe à l'air terminant la formation de la préforme. Les capillaires sont retirés au moyen d'un traitement à l'acide fluorhydrique. La figure suivante illustre ce que nous avons dit précédemment.

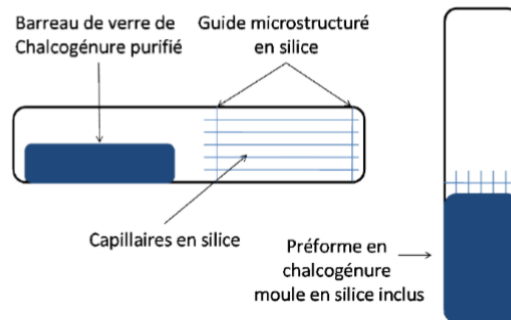


Figure 3-2. Schématisation de la technique de moulage pour la fabrication de FOM [27].

Cette méthode permet de passer outre les problèmes d'interfaces entre les capillaires rencontrés avec la technique de *stack and draw*. De plus, elle permet d'envisager différents types de structures complexes. Cependant, des problèmes de contraintes mécaniques peuvent être observés en fonction de la composition du verre.

3.3 Extrusion

Les compositions ayant une faible température de transition vitreuse et peu stables sont particulièrement adaptées à cette technique [17], [28]. Elle consiste à mettre sous pression un verre porté au-dessus de sa T_g , le verre est ainsi contraint de traverser une filière qui a la géométrie souhaitée. Les problèmes liés aux interfaces des capillaires avec la technique *stack and draw* sont là aussi contournés et cette méthode de fabrication permet de réaliser des fibres à petit cœur. L'accès à des structures complexes est en outre plus simple à mettre en œuvre du fait de la présence de la filière.

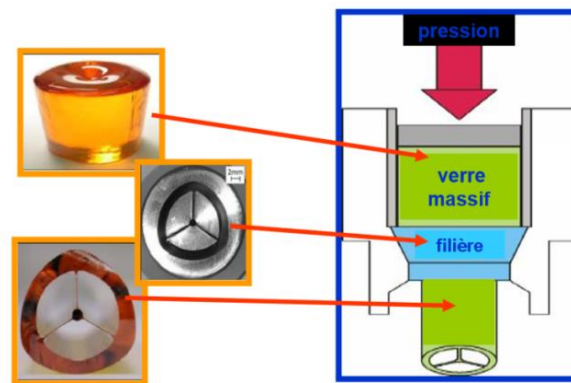


Figure 3-3. Schématisation de la technique d'extrusion pour la fabrication de FOM à cœur suspendu [29].

3.4 Méthodes utilisées au laboratoire : usinage mécanique

La technique d'usinage mécanique (perçage) des préformes était à l'origine particulièrement bien adaptée aux préformes en polymères qui sont des matériaux relativement mous et dont la fragilité mécanique est faible. Pour éviter un échauffement trop important du matériau, il peut être conseillé d'utiliser un liquide de refroidissement comme il a déjà été montré [30]. Les ultrasons peuvent aussi être couplés à la technique de perçage, ils vont en effet servir à diminuer les contraintes dues à la pression et aux frictions entre le foret et le matériau usiné [31]. Le principal point positif de cette méthode de préparation est la diversité des profils géométriques réalisables. Le risque est

toutefois de casser le foret. On présente sur la figure suivante un exemple de barreau à base de tellurites préparé pour la réalisation d'une FOM (cœur suspendu 3 trous). Les profils 3 trous permettent d'obtenir des fibres avec des cœurs de l'ordre de 1 à 8 μm tandis que les profils 6 trous nous donnent des diamètres de cœur de l'ordre de 15-20 μm . Notons que les pertes de la fibre peuvent aussi être reliées à la qualité de la préparation à cause des microfissures provoquées par les contraintes mécaniques durant le perçage. Ce dernier doit s'effectuer très lentement, 2-3 mm par à-coup, et donc par paliers.



Figure 3-4. Photo d'une préforme percée de TZN fabriquée au laboratoire.

4 Le fibrage

Cette étape va nous permettre, à partir d'une préforme préalablement préparée, d'obtenir une fibre optique microstructurée. Elle suit généralement le procédé suivant : on introduit tout d'abord la préforme dans le four, où elle va être chauffée au-dessus de sa température de transition vitreuse. Concrètement, le barreau est positionné de façon à ce que son extrémité basse se trouve légèrement au-dessous du point le plus chaud du four, tandis que son extrémité haute est fixé à une platine qui permettra de faire descendre la préforme dans le four. Le barreau va alors se déformer sous l'action de la gravité et une goutte va se former, ce qui va amorcer l'étirage de la fibre. La goutte est récupérée et la fibre est enroulée autour d'un tambour, la vitesse v_{tamb} du tambour déterminant en partie le diamètre de la fibre. Ce paramètre est d'ailleurs mesuré à l'aide d'un capteur situé en sortie de four.

La température de formation de goutte varie beaucoup en fonction de différents paramètres tels que la section du barreau, la vitesse à laquelle on chauffe mais aussi les propriétés thermiques du verre. La formation de la goutte est donc une étape délicate car il n'existe pas de méthode exacte, la seule grandeur connue étant la température de transition vitreuse du verre.

La platine qui porte l'extrémité haute du barreau va se déplacer continuellement à la vitesse v_{plat} tout au long du fibrage de façon à alimenter le four en verre. C'est en combinant efficacement v_{plat} et v_{tamb} que l'on donnera à la fibre le diamètre que l'on souhaite. L'équation suivante nous permet d'estimer le diamètre de fibre D_{fibre} obtenu en fonction de v_{plat} , v_{tamb} ainsi que du diamètre de la préforme D_{pref} :

$$D_{pref}^2 \cdot v_{plat} = D_{fibre}^2 \cdot v_{tamb} \quad (2.4.1)$$

La tension est aussi un paramètre important lors du fibrage. Si elle est trop importante, cela pourrait provoquer une rupture de la fibre (dans ce cas, il faut augmenter la température), si elle est trop faible, la fibre s'effondrerait sur elle-même, le tambour serait inutile et son poids suffirait à lui seul à fibrer. Une fois la tension stabilisée, on va alors gonfler les trous au moyen d'une pression appliquée dans la partie haute du four, qui va déterminer la taille des trous au sein de la fibre. Plus cette pression est importante, plus les trous vont être gonflés et plus le cœur sera petit, et vice-versa. Typiquement, en faisant varier la pression on obtient des FOM exploitables avec une pression de 3-4 mbar (pour des trous moyennement gonflés) à 7-8 mbar (pour des trous très gonflés), on illustre ceci sur la figure suivante.

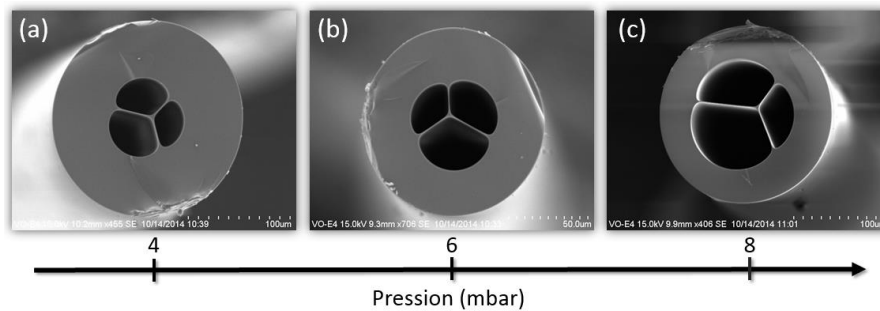


Figure 4-1. Modification de la taille des trous en fonction de la pression injectée dans la préforme. (a) 4 mbar (b) 6 mbar (c) 8 mbar.

On a vu précédemment que la position du zéro de dispersion variait en fonction du diamètre de cœur de la fibre. Avec les fibres microstructurées fabriquées au laboratoire, le diamètre de cœur est généralement choisi pour travailler avec des sources pompes autour de 1.5 μm . Cela implique des tailles de cœur comprises entre 2 μm et 3.6 μm environ (figure 4-2).

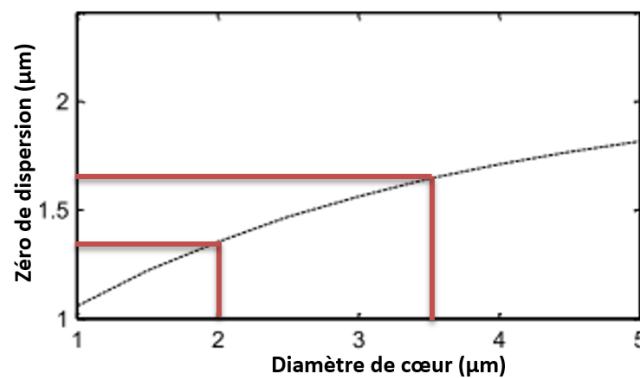


Figure 4-2. Variation de la position du ZDW en fonction du diamètre de cœur d'une fibre microstructurée à cœur suspendu 3 trous à base de tellurite calculée par le biais du logiciel commercial COMSOL Multiphysics.

Pour terminer, précisons que le four est maintenu sous atmosphère d'hélium, inerte et favorisant les échanges thermiques entre la préforme et l'élément chauffant. De plus, un flux d'azote est mis en place en sortie de four pour éviter toute remontée d'oxygène lorsque l'iris est ouvert.

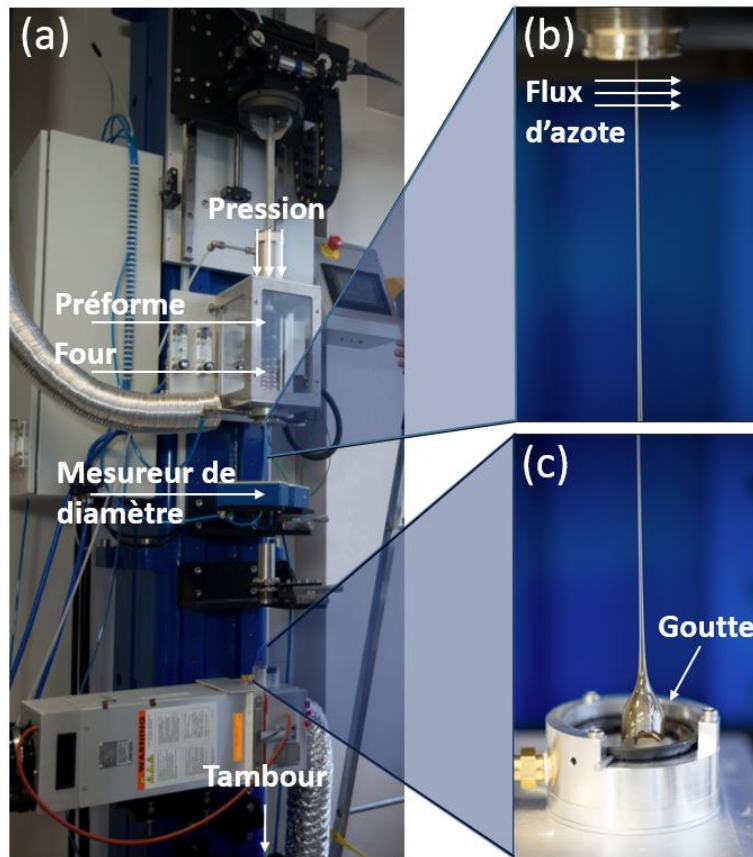


Figure 4-3. Photo détaillée de la tour de fibrage utilisée au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne.

Les pertes de la fibre sont ensuite mesurées par la technique du « cut-back » décrite par Kaminow and Stulz [32], qui consiste à injecter un signal lumineux dans la fibre et mesurer la puissance du signal en sortie. Après cela, on raccourci ensuite la fibre à plusieurs reprise tout en mesurant la puissance en sortie à chaque manipulation. En connaissant la longueur de fibre coupée, le coefficient d'atténuation se calcule par :

$$\alpha = \frac{10}{L_0 - L} \cdot \log\left(\frac{P_{s_0}}{P_s}\right) \quad (2.4.1)$$

Où L_0 est la longueur initiale de la fibre, L la longueur de fibre après coupure, P_{s_0} la puissance mesurée en sortie pour la longueur initiale et P_s la puissance mesurée après coupure. Après avoir fait la moyenne des mesures, on peut donner une estimation des pertes de la fibre. De cette façon, pour les fibres optiques microstructurées à base de tellurites que nous utilisons, les pertes à $1.55 \mu\text{m}$ mesurées sont d'environ 1 dB/m.

5 La préparation des fibres effilées

5.1 Introduction

Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, la fabrication de fibres effilées consiste en une réduction du diamètre par échauffement et étirage des fibres. Il existe différents types de sources de chaleur pour les réaliser, les brûleurs à gaz [33], les lasers à CO_2 [34], ou encore des arcs électriques formés à partir de deux électrodes [35]. La combinaison de l'échauffement et de l'étirage de la fibre permet un contrôle de la géométrie de la fibre effilée important et nous donne accès à de nombreuses possibilités de profils différents. Il est possible de réaliser des structures comportant une longue première transition, un waist ou/et seconde transition. Les études théoriques des fibres effilées ont été développées à la fin des années 80 et au début des années 90, dans un premier temps par Birks et Li [36], Love et al. [37]–[39] et Black et al. [40]. Nous allons dans cette sous-partie décrire la technique que nous utilisons dans l'équipe pour la fabrication des fibres effilées. Nous allons voir que les possibilités de design de fibres effilées sont grandes mais limitées en termes de longueurs caractéristiques.

5.2 VYTRAN – Glass Processing Workstation

Toutes les fibres effilées présentées dans cette thèse ont été produites grâce à l'appareil VYTRAN GPX 3400. Cette plateforme permet de réaliser des soudures ainsi que des fibres effilées. Elle se compose d'un filament, de deux plateformes avec contrôle multiaxe par ordinateur (qui permettront le maintien des fibres) et d'un système d'imagerie haute résolution par caméra CCD. Le filament chauffant, dont la gamme de température s'étend de quelques centaines de degrés à $3000\text{ }^\circ\text{C}$, permet de travailler sur de nombreux matériaux. Les deux plateformes de positionnement permettent un contrôle précis de l'alignement de la fibre lors des soudures ou de la réalisation de fibres effilées. La figure suivante montre les composants principaux de l'appareil ainsi que la partie filament plus en détail.

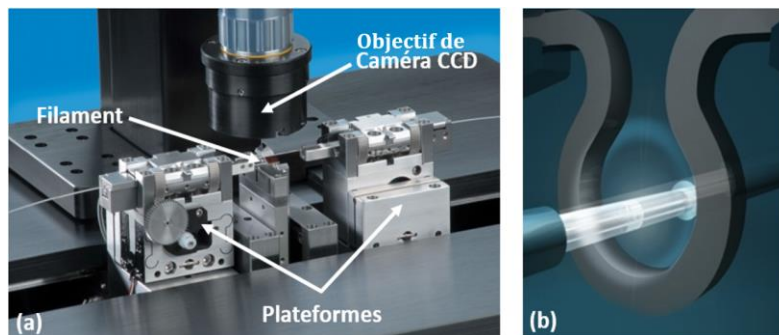


Figure 5-1. VYTRAN GPX-3400 – Glass Processing Workstation (a) photo de la zone de travail avec ses composants principaux, (b) détails du filament chauffant.

Le principe de fonctionnement de cet appareil est basé sur l'échauffement d'une partie de la fibre jusqu'à sa température de transition vitreuse pendant qu'une tension lui est appliquée grâce au déplacement transverse des plateformes. À mesure que la fibre s'allonge, sa section transverse voit son diamètre diminuer au niveau de l'élément chauffant. Les paramètres de la partie effilée peuvent être contrôlés à partir d'une interface graphique. Pour réaliser une fibre effilée, notons que les deux plateformes doivent se déplacer dans le même sens, à des vitesses différentes, et non pas en direction opposée comme on pourrait l'imaginer au premier abord. Au niveau de la structure, la VYTRAN commence à étirer la fibre jusqu'à atteindre le diamètre de waist souhaité, c'est la première transition, après cela, elle arrête alors d'étirer la fibre et va maintenir une tension constante pour produire la section effilée, c'est le le waist. Une fois le waist créé, la GPX diminue la tension sur la fibre jusqu'à ce que le diamètre redevienne le même que pour la fibre originale, c'est la seconde transition. D'autres paramètres sont modifiables comme la puissance du filament chauffant, la vitesse d'étirage ou encore la position des plateformes, tout ceci dans le but d'obtenir la géométrie désirée. Sur la figure suivante, on peut voir deux exemples de profils de fibre effilée réalisée avec la VYTRAN GPX-3400. La figure 5-2(a) présente une géométrie équilibrée tandis que la figure 5-2(b) montre une portion effilée avec une première transition relativement longue comparée à la seconde. Les possibilités sont nombreuses mais précisons que nous sommes limités à des longueurs de portion effilée de l'ordre de 70 mm, à cause de la marge de mouvement des plateformes.

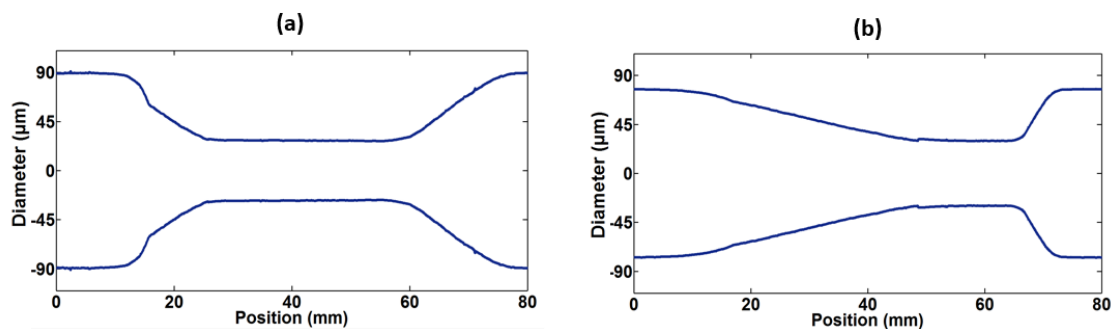


Figure 5-2. Présentation de deux exemples de profils réalisables (transition1-waist-transition2), (a) mesures pour un profil 25-25-25 (mm) (b) mesures pour un profil 60-5-10 (en mm).

La figure 5-3 montre l'évolution de la structure au cours du processus de fabrication de la fibre effilée. On peut voir que pour une fibre de diamètre extérieur initial d'environ 150 μm, il est possible de descendre à des diamètres de l'ordre de 50 μm sans que la structure à trous ne se colmate. La mesure des pertes dans les fibres effilées indique une légère augmentation par rapport aux pertes mesurées dans la FOM initiale. En effet, à 1.55 μm, les pertes mesurées passent d'environ 1 dB/m (dans la fibre initiale) à 3 dB/m (dans la fibre effilée). Ces pertes supplémentaires ont été évoquées dans le Chapitre 1 et sont sans doute liées à une première transition non-adiabatique.

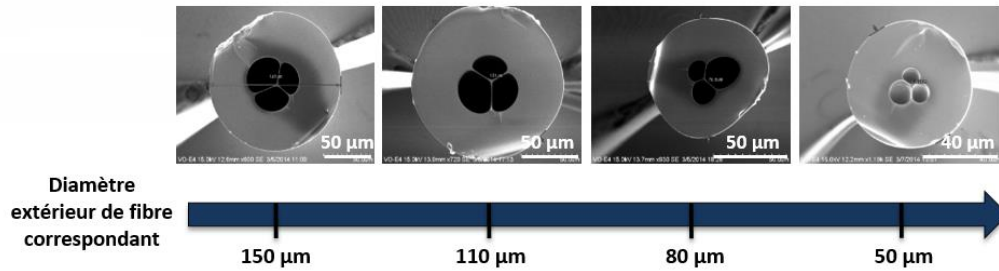


Figure 5-3. Evolution de la structure en fonction du diamètre extérieur d'une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous (à base de tellurites).

Par ailleurs, des mesures complémentaires ont montré que le diamètre extérieur de la fibre ne diminuait pas à la même vitesse que le diamètre de cœur. En effet, sur la figure 5-4, à partir de mesures expérimentales, on peut voir que le ratio du diamètre extérieur sur diamètre de cœur dans la fibre initiale et dans le waist n'est pas le même. La connaissance de ce ratio nous permet d'avoir une bonne estimation de la taille du cœur dans le waist et ainsi de rentrer les bons paramètres avant le processus dans le logiciel de la VYTRAN.

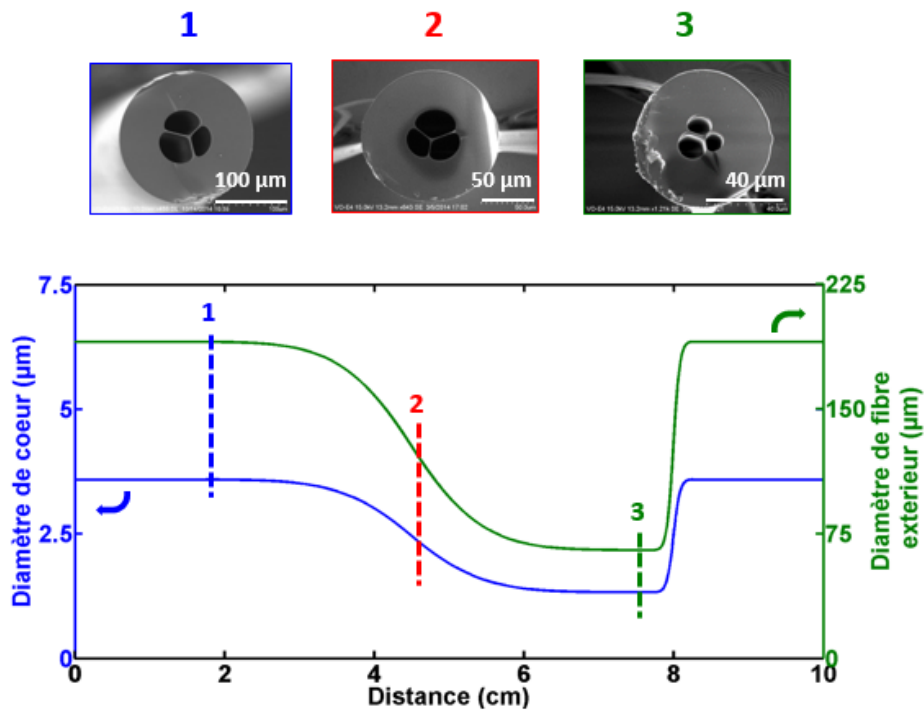


Figure 5-4. Comparaison de l'évolution du diamètre extérieur de la fibre et du diamètre de cœur le long d'une FOM à cœurs suspendu 3 trous effilée. En haut, les images MEB des coupes transversales correspondant à différentes positions sur la fibre effilée (1 : fibre initiale, 2 : première transition et 3 : waist).

5.3 Pertes liées aux groupements O-H induites par la fabrication des fibres effilées

Dans le Chapitre I, nous avons évoqué les pertes relatives à la fabrication des fibres effilées du point de vue de l'optique. Ici nous allons voir que ces pertes ne sont pas les seules à perturber la propagation de l'onde dans la fibre. Pour cela, nous avons réalisé une étude de l'évolution des pertes sur le spectre de transmission d'une fibre microstructurée à cœur suspendu 6 trous avec un diamètre de cœur plus large (environ $15\ \mu\text{m}$) de manière à faciliter le couplage. Sur la figure 5-3, les courbes correspondent aux mesures des pertes induites par la fabrication des fibres effilées relatives aux pertes mesurées dans la fibre initiale. A mesure que l'on diminue le ratio de cœur, on constate la présence d'un pic d'absorption de plus en plus important entre $2.8\ \mu\text{m}$ et $4\ \mu\text{m}$, correspondant à la position de l'absorption des groupements O-H. Ceci semble montrer que la procédure de fabrication des fibres effilées (élévation de la température et réduction du diamètre de cœur) stimule la contamination OH contenue dans les trous autour du cœur ou dans le verre. Par contraste, on peut noter que les pertes entre $1\ \mu\text{m}$ et $2.8\ \mu\text{m}$ ne sont relativement pas impactées par la fabrication, exceptée pour le plus petit diamètre, ce qui pourrait s'expliquer par d'autres facteurs liés à la mesure (changement de certaines propriétés lors de la fabrication de la fibre effilée).

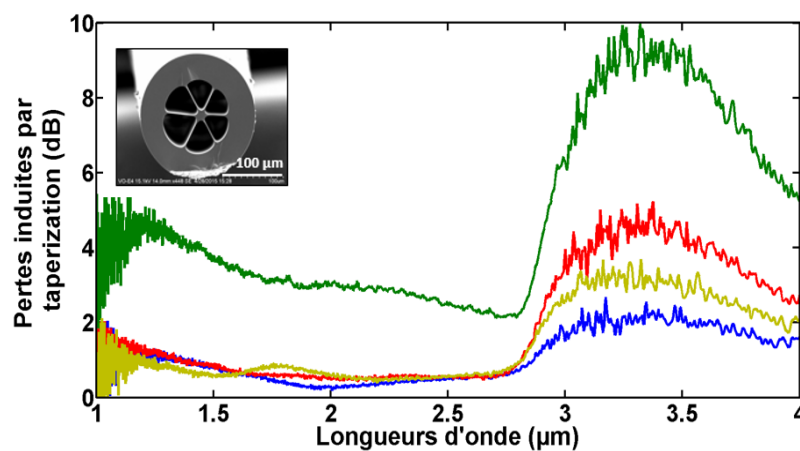


Figure 5-5. Pertes optiques induites par le processus de fabrication des fibres effilées relatives à une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 6 trous, de diamètre de cœur d'environ $15\ \mu\text{m}$ (figure insérée : image de la section de fibre). Les mesures correspondent à différents diamètres de waist dont les diamètres de cœur sont les suivants : $10\ \mu\text{m}$ (bleue), $7\ \mu\text{m}$ (jaune), $6.25\ \mu\text{m}$ (rouge) et $5.5\ \mu\text{m}$ (verte) [41].

Ces mesures ont été réalisées sur une fibre à cœur suspendu 6 trous de gros diamètre de cœur. On peut supposer que la contamination par les OH est moindre que pour les fibres à cœurs suspendu 3 trous, de diamètre de cœur beaucoup plus petit (de l'ordre de $2-3\ \mu\text{m}$) et dont le diamètre de cœur du waist se rapproche du micron. On peut donc légitimement s'attendre, dans le cas de fibres à plus

petit cœur, à des pertes induites par la fabrication des fibres effilées beaucoup plus importantes que ce que l'on vient de voir.

6 Conclusion

Après un premier chapitre focalisé sur les aspects théoriques de la génération de supercontinuum, ce chapitre nous permet d'introduire la fabrication des différents guides qui seront utilisés par la suite lors de la présentation des résultats obtenus. Nous avons ici introduit la fabrication de notre verre de tellurite, sa composition et la technique utilisée pour la préparation du barreau avant le fibrage. Nous savons que la principale limite au développement du supercontinuum dans l'infrarouge moyen dans les verres à base d'oxydes est l'absorption des OH présents autour de $3\ \mu\text{m}$. Cette absorption problématique a aussi été mise en lumière lors du processus de fabrication des FOMs effilées où l'on a pu voir que plus le diamètre du cœur est réduit et plus les pertes liées aux OH sont importantes.

Malgré cela, nous allons voir plus tard dans ce manuscrit que les FOMs effilées, de par la dynamique de génération de supercontinuum induite par la diminution du cœur de la fibre au cours de la propagation, peuvent nous laisser envisager la génération d'un supercontinuum au-delà de $3\ \mu\text{m}$.

Bibliographie

- [1] E. Snitzer, E. M. Vogel, and J. S. Wang, "Tellurite glass and fiber amplifier," 5251062, 1999.
- [2] J. S. Wang, E. M. Vogel, and E. Snitzer, "Tellurite glass: a new candidate for fiber devices," *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 3, no. August, pp. 187–203, 1994.
- [3] R. H. El-Mallawany, *Tellurite glasses Hand book - Physical properties and data*. 2002.
- [4] I. Savelii, F. Desevedavy, J. C. Jules, G. Gadret, J. Fatome, B. Kibler, H. Kawashima, Y. Ohishi, and F. Smektala, "Management of OH absorption in tellurite optical fibers and related supercontinuum generation," *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 35, no. 8, pp. 1595–1599, 2013.
- [5] I. Savelii, "Fibres Optiques à Cœur Suspendu en Verre d'Oxyde de Tellure et Génération d'Effets Non Linéaires dans l'Infrarouge au-delà de 2 microns," 2012.
- [6] J. Barton and C. Guillemet, *Le verre science et technologie*. 2005.
- [7] B. Jeansannetas, S. Blanchandin, P. Thomas, P. Marchet, J. C. Champarnaud-Mesjard, T. Merle-Méjean, B. Frit, V. Nazabal, E. Fargin, G. Le Flem, M. O. Martin, B. Bousquet, L. Canioni, S. Le Boiteux, P. Segonds, and L. Sarger, "Glass Structure and Optical Nonlinearities in Thallium(I) Tellurium(IV) Oxide Glasses," *J. Solid State Chem.*, vol. 146, no. 2, pp. 329–335, 1999.
- [8] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, P. Horak, V. Finazzi, J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G. Brambilla, X. F. X. Feng, and D. J. Richardson, "Mid-IR Supercontinuum Generation From Nonsilica Microstructured Optical Fibers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 3, pp. 738–749, 2007.
- [9] J. Requejo-Isidro, A. Mairaj, V. Pruneri, D. W. Hewak, M. C. Netti, and J. J. Baumberg, "Self refractive non-linearities in chalcogenide based glasses," *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 317, pp. 241–246, 2002.
- [10] H. Ebendorff-Heidepriem, K. Kuan, M. R. Oermann, K. Knight, and T. M. Monro, "Extruded tellurite glass and fibers with low OH content for mid-infrared applications," *Opt. Mater. Express*, vol. 2, no. 4, p. 432, Mar. 2012.
- [11] a N. Moiseev, a V Chilyasov, V. V Dorofeev, O. a Vostrukhin, E. M. Dianov, B. G. Plotnichenko, V. V Koltashev, and N. Novgorod, "PRODUCTION OF TeO₂-ZnO GLASSES BY CHEMICAL VAPOR DEPOSITION FROM ORGANO-METALLIC COMPOUNDS," *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, vol. 7, no. 4, pp. 1875 – 1879, 2005.
- [12] M. F. Churbanov, a N. Moiseev, a V Chilyasov, V. V Dorofeev, and I. a Kraev, "Glasses With the Reduced Content of OH-Groups," vol. 9, no. 10, pp. 3229–3234, 2007.
- [13] A. S. Lobanov, G. E. Snopatin, a. M. Kutysin, V. V. Dorofeev, V. S. Polyakov, a. I. Suchkov, M. F. Churbanov, V. G. Plotnichenko, V. V. Koltashev, and E. M. Dianov, "Fabrication of

- glasses in the TeO₂-WO₃ system using plasma chemical oxidation of tellurium and tungsten chlorides,” *Glas. Phys. Chem.*, vol. 38, no. 3, pp. 274-279, 2012.
- [14] A. Lin, A. Zhang, E. J. Bushong, and J. Toulouse, “Solid-core tellurite glass fiber for infrared and nonlinear applications,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 19, pp. 16716–16721, 2009.
- [15] V. V. Dorofeev, a. N. Moiseev, M. F. Churbanov, T. V. Kotereva, a. V. Chilyasov, I. a. Kraev, V. G. Pimenov, L. a. Ketkova, E. M. Dianov, V. G. Plotnichenko, a. F. Kosolapov, and V. V. Koltashev, “Production and properties of high purity TeO₂–WO₃–(La₂O₃, Bi₂O₃) and TeO₂–ZnO–Na₂O–Bi₂O₃ glasses,” *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 357, pp. 2366–2370, 2011.
- [16] M. D. O’Donnell, C. a. Miller, D. Furniss, V. K. Tikhomirov, and a. B. Seddon, “Fluorotellurite glasses with improved mid-infrared transmission,” *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 331, pp. 48–57, 2003.
- [17] X. Feng, W. H. Loh, J. C. Flanagan, A. Camerlingo, S. Dasgupta, P. Petropoulos, P. Horak, K. E. Frampton, N. M. White, J. H. V Price, H. N. Rutt, and D. J. Richardson, “Single-mode tellurite glass holey fiber with extremely large mode area for infrared nonlinear applications,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 18, pp. 13651–6, Sep. 2008.
- [18] A. Lin, A. Rysanyanskiy, and J. Toulouse, “Fabrication and characterization of a water-free mid-infrared fluorotellurite glass,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 5, pp. 740–742, 2011.
- [19] H. Gebavi, D. Milanese, R. Balda, M. Ivanda, F. Auzel, J. Lousteau, J. Fernandez, and M. Ferraris, “Novel Tm³⁺-doped fluorotellurite glasses with enhanced quantum efficiency,” *Opt. Mater. (Amst.)*, vol. 33, no. 3, pp. 428–437, 2011.
- [20] J. Massera, A. Haldeman, J. Jackson, C. Rivero-Baleine, L. Petit, and K. Richardson, “Processing of tellurite-based glass with low OH content,” *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 94, pp. 130–136, 2011.
- [21] V. Kamalaker, G. Upender, M. Prasad, and V. C. Mouli, “Infrared , ESR and Optical Absorption Studies of Cu²⁺ Ions Doped in TeO₂-ZnO-NaF Glass System,” *Indian J. Pure Appl. Phys.*, vol. 48, no. October, pp. 709–715, 2010.
- [22] J. C. Knight, T. a Birks, P. S. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 7, pp. 484–5, Apr. 1997.
- [23] L. Brilland, J. Troles, P. Houizot, F. Désévéday, Q. Coulombier, G. Renversez, T. Chartier, T. N. Nguyen, J.-L. Adam, and N. Traynor, “Interfaces impact on the transmission of chalcogenides photonic crystal fibres,” *J. Ceram. Soc. Japan*, vol. 116, pp. 1024–1027, 2008.
- [24] D. Pysz, I. Kujawa, R. Stępień, M. Klimczak, a. Filipkowski, M. Franczyk, L. Kociszewski, J. Buźniak, K. Haraśny, and R. Buczyński, “Stack and draw fabrication of soft glass microstructured fiber optics,” *Bull. Polish Acad. Sci. Tech. Sci.*, vol. 62, no. 4, pp. 667–682, 2014.
- [25] P. Russel, “Photonic-Crystal Fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4729–4749, 2006.

- [26] M. Liao, G. Qin, X. Yan, C. Chaudhari, T. Suzuki, and Y. Ohishi, "Tellurite suspended nanowire surrounded with large holes for singlemode SC and THG generations," *Proc. SPIE 8073*, 2011.
- [27] Q. Coulombier, L. Brilland, P. Houizot, T. Chartier, T. N. N'guyen, F. Smektala, G. Renversez, A. Monteville, D. Méchin, T. Pain, H. Orain, J.-C. Sangleboeuf, and J. Trolès, "Casting method for producing low-loss chalcogenide microstructured optical fibers.," *Opt. Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9107–9112, 2010.
- [28] V. V. R. K. Kumar, A. K. George, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "Tellurite photonic crystal fiber," vol. 11, no. 20, pp. 2641–2645, 2003.
- [29] H. Ebendorff-heidepriem and T. M. Monro, "Extrusion of complex preforms for microstructured optical fibers," vol. 15, no. 23, pp. 15086–15092, 2007.
- [30] E. M. Dos Santos, "Universidade Estadual de Campinas," 2007.
- [31] A. I. Markov, "Ultrasonic drilling and milling of hard nonmetallic materials with diamond tools," *Mach. Tool.*, vol. 48, pp. 33–35, 1977.
- [32] I. P. Kaminow and L. W. Stulz, "Loss in cleaved Ti-diffused LiNbO₃ waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, no. 1, pp. 62–64, 1978.
- [33] R. Kenny, T. Birks, and K. Oakley, "Control of optical fibre taper shape," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1654–1656, 1991.
- [34] T. Dimmick, G. Kakarantzas, T. Birks, and P. Rusell, "Carbon dioxide laser fabrication of fused-fiber couplers and tapers," *Appl. Opt.*, vol. 38, pp. 6845–6848, 1999.
- [35] Z. Tian, S. Yam, J. Barnes, W. Bock, P. Greig, J. Fraser, H. Loock, and R. Oleschuk, "Refractive index sensing with mach-zehnder interferometer based on concatenating two single-mode fiber tapers," *Photonics Technol. Lett. IEEE*, vol. 20, pp. 626–628, 2008.
- [36] T. A. Birks and Y. Li, "The shape of fiber tapers," *J. Light. Technol.*, 1992.
- [37] J. Love and W. Henry, "Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 912–914, 1986.
- [38] J. Love, "Spot size, adiabaticity and diffraction in tapered fibers," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 993–994, 1987.
- [39] J. Love, W. Henry, W. Stewart, R. Black, S. Lacroix, and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibers and devices," *IEEE Proceedings-J Optoelectron.*, vol. 138, pp. 343–354, 1991.
- [40] R. Black, S. Lacroix, F. Gonthier, and J. Love, "Tapered single-mode fibres and devices," *IEEE Proceedings-J Optoelectron.*, vol. 138, pp. 355–364, 1991.

- [41] J. Picot-Clemente, C. Strutynski, F. Amrani, F. Désévéday, J.-C. Jules, G. Gadret, D. Deng, T. Cheng, K. Nagasaka, Y. Ohishi, B. Kibler, and F. Smektala, “Enhanced supercontinuum generation in tapered tellurite suspended core fiber,” *Opt. Commun.*, vol. 354, pp. 374–379, 2015.

Table des figures

Figure 1-1. (a) structure bidimensionnelle de la silice sous forme vitreuse (b) structure bidimensionnelle de la silice sous forme cristalline	62
Figure 1-2. Relation entre l'indice de réfraction linéaire n et l'indice de réfraction non-linéaire n_2 pour différents verres.	64
Figure 1-3. Comparaison relative à la silice de l'indice de réfraction non-linéaire pour différents matériaux.	64
Figure 1-4. Transmission d'un verre de TZN (80% TeO ₂ – 10% ZnO – 10% Na ₂ O) d'épaisseur 2 mm.	65
Figure 1-5. Pour une pastille de verre de TZN d'épaisseur 0.5 cm, en rouge, transmission pour un verre fait à l'air, en bleu, transmission pour un verre fait en BAG et en vert, transmission pour un verre avec ZnF ₂ fait en BAG.	66
Figure 2-1. Boîte à gants utilisée pour la synthèse des verres de tellurites.	66
Figure 2-2. (a) agitation du bain lors de la synthèse (b) étape de la trempe : le mélange est versé dans le moule en laiton.	67
Figure 2-3. Etapes (avec profil thermique) utilisé lors de la synthèse du verre de TZN.	68
Figure 3-1. Procédé de fabrication d'une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous à base de tellurites par technique stack and draw [26].	69
Figure 3-2. Schématisation de la technique de moulage pour la fabrication de FOM [27].	69
Figure 3-3. Schématisation de la technique d'extrusion pour la fabrication de FOM à cœur suspendu [29].	70
Figure 3-4. Photo d'une préforme percée de TZN fabriquée au laboratoire.	71
Figure 4-1. Modification de la taille des trous en fonction de la pression injectée dans la préforme. (a) 4 mbar (b) 6 mbar (c) 8 mbar.	72
Figure 4-2. Variation de la position du ZDW en fonction du diamètre de cœur d'une fibre microstructurée à cœur suspendu 3 trous à base de tellurite calculée par le biais du logiciel commercial COMSOL Multiphysics.	72
Figure 4-3. Photo détaillée de la tour de fibrage utilisée au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne.	73
Figure 5-1. VYTRAN GPX-3400 – Glass Processing Workstation (a) photo de la zone de travail avec ses composants principaux, (b) détails du filament chauffant.	74
Figure 5-2. Présentation de deux exemples de profils réalisables (transition1-waist-transition2), (a) mesures pour un profil 25-25-25 (mm) (b) mesures pour un profil 60-5-10 (en mm).	75
Figure 5-3. Evolution de la structure en fonction du diamètre extérieur d'une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous (à base de tellurites).	76
Figure 5-4. Comparaison de l'évolution du diamètre extérieur de la fibre et du diamètre de cœur le long d'une FOM à cœurs suspendu 3 trous effilée. En haut, les images MEB des coupes transversales correspondant à différentes positions sur la fibre effilée (1 : fibre initiale, 2 : première transition et 3 : waist).	76

Figure 5-5. Pertes optiques induites par le processus de fabrication des fibres effilées relatives à une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 6 trous, de diamètre de cœur d'environ $15\ \mu\text{m}$ (figure insérée : image de la section de fibre). Les mesures correspondent à différents diamètres de waist dont les diamètres de cœur sont les suivants : $10\ \mu\text{m}$ (bleue), $7\ \mu\text{m}$ (jaune), $6.25\ \mu\text{m}$ (rouge) et $5.5\ \mu\text{m}$ (verte) [41].

77

CHAPITRE III

Génération de
supercontinuum et
émission conique par
filamentation dans un
verre massif à base
d'oxydes de tellure

**CHAPITRE III. GENERATION DE SUPERCONTINUUM ET EMISSION CONIQUE PAR
FILAMENTATION DANS UN VERRE MASSIF A BASE D'OXYDES DE TELLURE**

1 INTRODUCTION	88
2 ELARGISSEMENT SPECTRAL, EMISSION CONIQUE ET COMPRESSION D'IMPULSION DANS LES VERRES DE TELLURITES.....	89
2.1 PRESENTATION DU SYSTEME EXPERIMENTAL.....	89
2.2 ELARGISSEMENT SPECTRAL ET EMISSION CONIQUE	90
2.3 SIMULATIONS NUMERIQUES.....	92
2.4 COMPRESSION TEMPORELLE DE L'IMPULSION INDUITE PAR FILAMENTATION	94
3 CONCLUSION ET DISCUSSION	96
BIBLIOGRAPHIE	97
TABLE DES FIGURES.....	98

1 Introduction

Nous avons évoqué, dans le chapitre I, une précédente étude traitant de la génération d'un supercontinuum par filamentation dans un échantillon de verre massif à base de tellurites. Ces travaux, réalisés par Liao *et al.* [1], ont montré un élargissement spectral par filamentation via l'utilisation d'une source laser à forte puissance, s'étalant sur toute la gamme de transmission spectrale du verre (0.65-6 μ m). La composition de ce dernier est $75\text{TeO}_2 - 15\text{ZnO} - 5\text{Na}_2\text{O} - 5\text{La}_2\text{O}_3$. Il contient donc, en pourcentage de volume massique, 75% d'oxydes de Tellure, 18% d'oxydes de Zinc, 5% d'oxydes de Sodium et 5 % d'oxyde de Lanthane. La technique de fabrication du verre ne diffère que peu de celle utilisée au laboratoire et présentée dans le chapitre II. Le barreau obtenu a ensuite été « taillé » dans les dimensions 7x25x25 (mm) et poli pour optimiser sa transmission. La source laser forte puissance est composée d'un oscillateur Ti:Sapphire émettant à 800 nm des impulsions de 140 fs à la fréquence de 80 MHz, suivi d'un amplificateur puis d'un oscillateur paramétrique optique TOPAS. A la sortie de la chaîne laser, l'impulsion centrée à 1600 nm a une largeur temporelle de 180 fs, à la fréquence de 1 kHz. Le faisceau de sortie, de diamètre 0.96 mm et de profil Gaussien, ne présente aucun chirp. Après passage dans le verre, le signal est récupéré par une fibre fluorée large cœur et analysé par un OSA (pour le visible-NIR) et par un monochromateur utilisant un détecteur HgCdTe (pour le MIR). Les ordres supérieurs de diffraction ont été supprimés en plaçant un filtre passe-bande adapté avant le spectromètre.

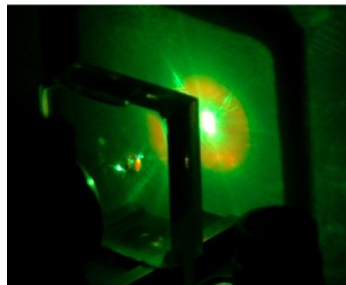


Figure 1-1. Génération de supercontinuum par filamentation dans un verre de tellurites et observation du phénomène d'émission conique (Liao *et al.* [1]).

Nous avons décidé de nous inspirer de ces travaux afin de réaliser, en collaboration avec l'équipe PFL du laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, une série de mesures pour caractériser spectralement et angulairement le supercontinuum généré par filamentation dans un de nos verres à base de tellurites. La composition du verre utilisé va être détaillée dans la partie suivante. Nous présenterons ensuite le dispositif expérimental, qui est assez similaire à celui utilisé pour obtenir les résultats ci-dessus. Après avoir réalisé la caractérisation angulaire et spectrale de l'élargissement, nous tenterons de mesurer la largeur temporelle de notre impulsion par autocorrélation, avant et après passage dans l'échantillon de tellurites. Ces résultats fourniront une caractérisation globale ainsi qu'une étude, dans les deux régimes de dispersion du matériau, de la génération de SC induit par filamentation à comparer aux travaux de Liao *et al.*

2 Elargissement spectral, émission conique et compression d'impulsion dans les verres de tellurites

2.1 Présentation du système expérimental

L'échantillon de verre utilisé pour cette expérience a la composition suivante : $80\text{TeO}_2 - 10\text{ZnO} - 10\text{Na}_2\text{O}$ (% mol.). Les étapes de fabrication du verre ont été détaillées dans le chapitre précédent, la seule différence est que nous n'avons ici pas incorporé de ZnF_2 (dont l'action permet de réduire l'intensité des pics d'absorption OH dans le verre) dans la composition, car les épaisseurs utilisées sont tellement faibles que l'absorption des groupements OH devient quasi-négligeable. Le verre est toutefois préparé sous atmosphère contrôlée, en boîte à gants. Le barreau fabriqué a ensuite été découpé pour obtenir un échantillon cylindrique de verre d'une épaisseur de 1.5 cm et ses faces ont été polies de façon à limiter au maximum les pertes sur la transmission.

Le montage expérimental est présenté sur la figure 2-1. La source laser est un système Ti:Sapphire couplé à un amplificateur à dérive de fréquence (CPA) centré à 790 nm délivrant des impulsions de 3 mJ d'une durée de 100 fs à une fréquence de 1 kHz. Le faisceau est ensuite injecté dans un amplificateur paramétrique optique non-colinéaire, (NOPA) qui génère des impulsions de 300 μJ entre 1.2 μm et 2.4 μm , d'une durée de 70 fs à un taux de répétition de 1 kHz. En sortie du NOPA, on place un filtre passe-bande LP-1500 nm (Spectrogon) ainsi qu'un polariseur afin de séparer le signal (polarisé verticalement) de l'idler (polarisé horizontalement). Le faisceau infrarouge généré est ensuite focalisé via un miroir parabolique de focale 15 cm dans l'échantillon de verre de tellurites. Le diamètre du faisceau au point focal, où la densité d'énergie est la plus importante, est d'environ 100 μm . L'échantillon de verre est placé sur une platine de rotation et le faisceau est collecté après avoir traversé le verre par une fibre dont l'axe fait un angle θ (réglable au degré près) avec le faisceau incident. On dispose d'une fibre collectrice en silice pour le visible, en chalcogénure pour le proche-IR. Nous pouvons aussi focaliser directement le faisceau sur le détecteur pour les mesures dans le moyen-IR. Le signal est analysé via un spectrophotomètre (USB4000 - Ocean Optics) pour la région du spectre visible (195-890 nm), par un spectrophotomètre (NIRQUEST - Ocean Optics) pour le proche infrarouge (890-2520 nm) et par un monochromateur couplé à un détecteur MCT pour le domaine du moyen infrarouge (2.6-6 μm). Pour les longueurs d'onde supérieures à 3 μm , les mesures sont réalisées avec un filtre passe-bas placé avant le détecteur MCT HgCdTe (refroidi à l'azote liquide) de façon à supprimer les ordres de diffraction supérieurs du réseau. Le raccord entre les différentes parties du spectre a été fait en égalisant chaque spectre enregistré dans la gamme de détection de chevauchement des analyseurs optique. De plus, afin de compenser la diminution du signal détecté du fait de l'augmentation de l'angle, le temps d'intégration a été augmenté afin de garder une bonne dynamique de détection sur l'ensemble des mesures angulaires.

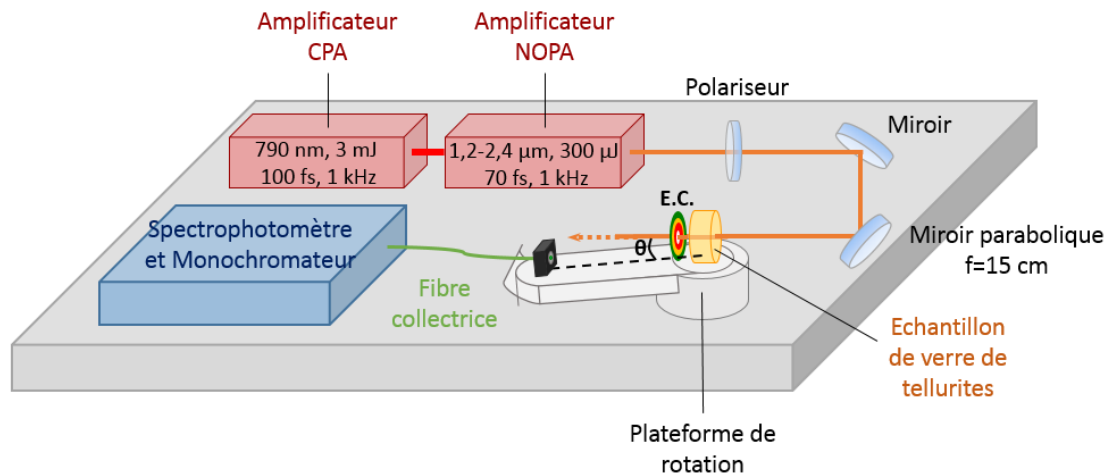


Figure 2-1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation angulaire du supercontinuum généré dans un échantillon de verre à base de tellurites (E.C. correspond à l'émission conique).

2.2 Elargissement spectral et émission conique

Nous allons ici présenter les résultats expérimentaux concernant la génération de supercontinuum dans un verre massif à base de tellurites dont la composition a été présentée précédemment. Deux spectres sont avancés, l'un généré en régime de dispersion normale (pompé à 1.65 μm) et le second en régime de dispersion anormale (pompé à 2.4 μm). Dans les deux cas, l'énergie de l'impulsion de pompe a été fixée à 30 μJ (430 MW de puissance crête) de façon à maximiser l'élargissement spectral sans pour autant endommager. En plus de la génération de supercontinuum le long de l'axe de propagation, une étude angulaire a été réalisée. Ces résultats sont présentés sur la figure suivante.

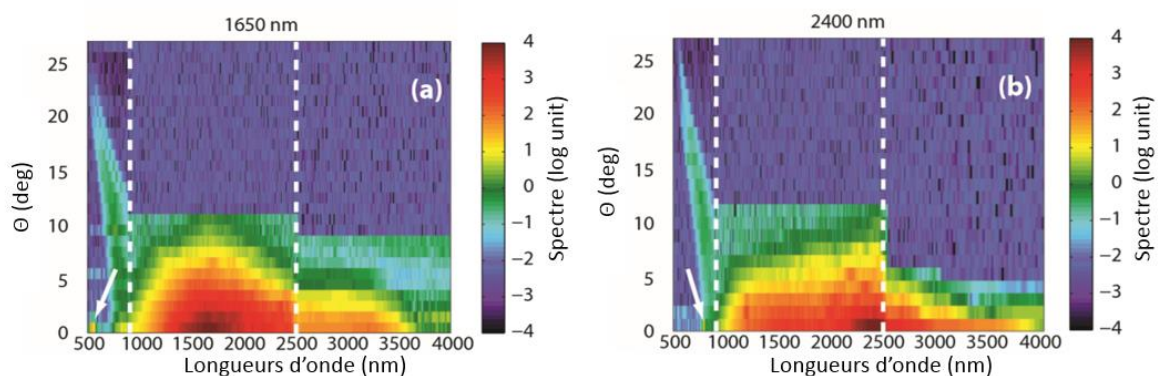


Figure 2-2. Distribution angulaire du supercontinuum induit par filamentation pour une longueur d'onde de pompe de 1.65 μm (a) et 2.4 μm (b). La flèche blanche met en évidence la génération de troisième harmonique pour chaque cas. Les pointillés délimitent les régions spectrales pour les 3 différents détecteurs utilisés.

On constate que l'élargissement spectral de la figure 2-2(a) s'étend de 0.7 à 3.5 μm (pompe à 1.65 μm), tandis que dans la figure 2-2(b), le supercontinuum généré s'étend de 0.75 à 4 μm (pompe à 2.4 μm). La génération de troisième harmonique durant le processus de filamentation est indiquée par les flèches blanches. Ce phénomène d'optique non-linéaire intervient lorsque des photons interagissent avec un milieu non-linéaire (ici le verre de tellurites) et se combinent pour former de nouveaux photons d'énergie trois fois (THG : génération de 3^{ème} harmonique) plus importantes, donc à des longueurs d'onde trois fois inférieures. Sur la figure 2-2, pour la longueur d'onde de pompe centrée à 1650 nm, on voit que la génération de troisième harmonique se situe autour de 550 nm, tandis que pour la pompe à 2400 nm, la troisième harmonique est repérée autour de 800 nm. Pour avoir une meilleure idée de l'élargissement obtenu, nous présentons sur la figure 2-3 les SC enregistrés sur l'axe de propagation aux deux longueurs d'onde de pompe. L'élargissement enregistré lorsque l'on pompe à 1650 nm est de 2800 nm (800-3600 nm) et de 3100 nm (900-4000 nm) pour une pompe située à 2400 nm. Notons que l'élargissement spectral dans l'infrarouge moyen est plus important lorsque l'on pompe à 2400 nm.

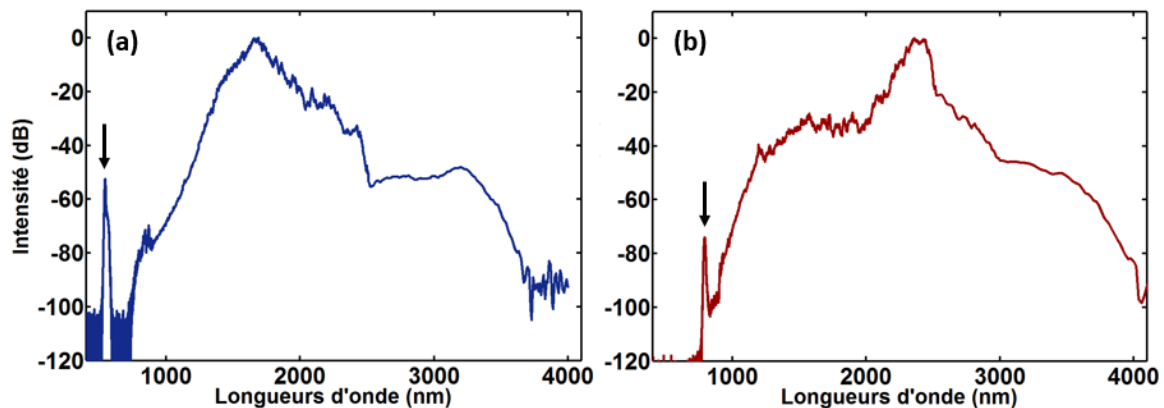


Figure 2-3. Supercontinua enregistrés expérimentalement pour un angle incident nul aux longueurs d'onde de pompe 1650 (a) et 2400 nm (b). Les flèches correspondent à la position de la génération de 3^{ème} harmonique observé précédemment.

La figure 2-4 synthétise les mesures angulaires de -30° à $+30^\circ$. Ceci permet notamment de mettre en évidence la génération de « Fish-waves » lors du processus de filamentation dans le verre. Ce phénomène non-linéaire, que nous avons abordé dans le chapitre I, intervient lorsque le milieu est pompé en régime de dispersion nulle. Ce n'est cependant pas le cas pour les deux spectres présentés ici, mais le supercontinuum généré permet d'atteindre le zéro de dispersion matériau (situé à 2.2 μm) et donc la génération de « Fish-waves ». Ce type d'étude angulaire est généralement utilisé pour mettre en avant le phénomène d'émission conique. De nombreux travaux ont été réalisés sur la caractérisation angulaire du supercontinuum généré par filamentation dans différents milieu comme l'eau [2], l'air [3] ou encore dans des verres et cristaux comme la silice [4] ou plus récemment dans un cristal de YAG [5]. Les deux figures présentées ci-dessous mettent aussi en avant la signature de l'émission conique, dans un verre à base d'oxydes de tellure, principalement dans le domaine du visible entre 0.5 μm et 0.8 μm .

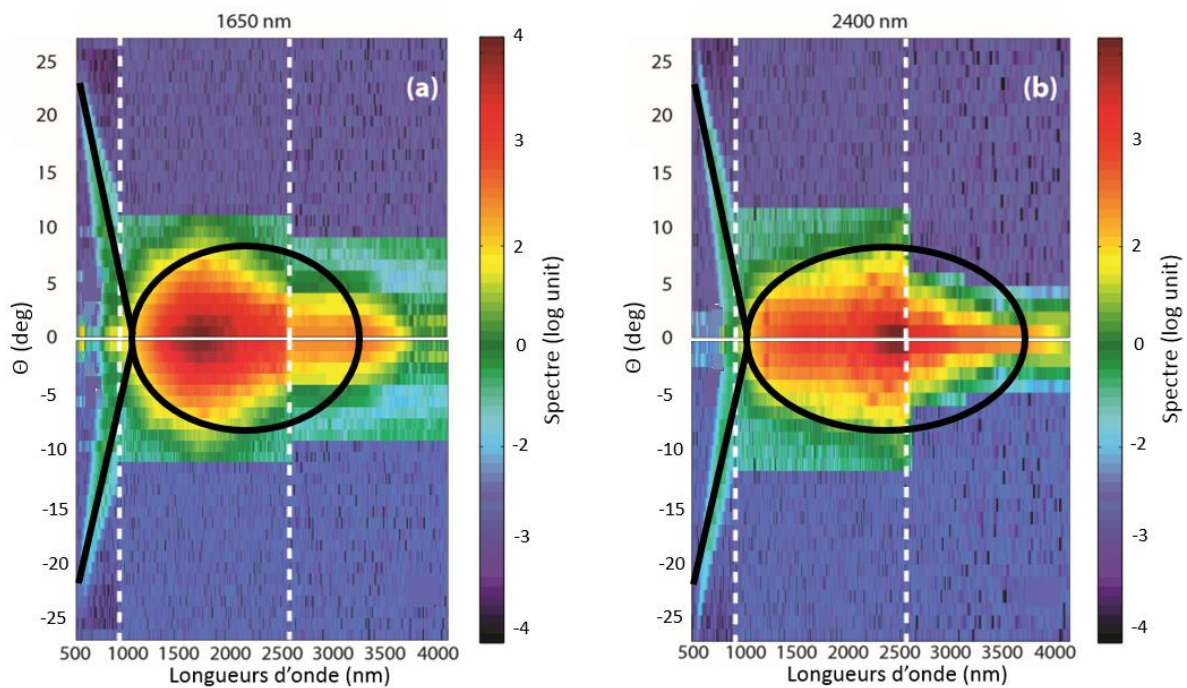


Figure 2-4. Mise en évidence de la génération de « Fish-waves » : distribution angulaire du supercontinuum induit par filamentation pour une longueur d'onde de pompe à 1.65 (a) et 2.4 μm (b). Les pointillés délimitent les régions spectrales pour les 3 différents détecteurs utilisés.

2.3 Simulations numériques

Afin de vérifier et de comprendre la dynamique temporelle et spatiale de la filamentation dans un verre de tellurites, la collaboration avec l'équipe PFL, experte dans le domaine de la filamentation, a permis de réaliser une série de simulations numériques. Basées sur l'UPPE, modèle présenté dans le Chapitre I, les simulations réalisées prennent en compte les pertes linéaires, évaluées en considérant que 80% de l'énergie est conservée après 15 mm de propagation dans la région 0.6-6 μm . Ces résultats numériques sont présentés sur la figure 2-5. L'évaluation numérique de la distribution angulaire du filament s'accorde relativement bien avec les résultats expérimentaux et plus particulièrement au niveau des bornes spectrales qui délimitent les « Fish-waves ». Les différences entre expérience et simulation, notamment au niveau de la distribution spatiale des ondes coniques, sont attribuées à un manque de sensibilité des appareils de mesure utilisés.

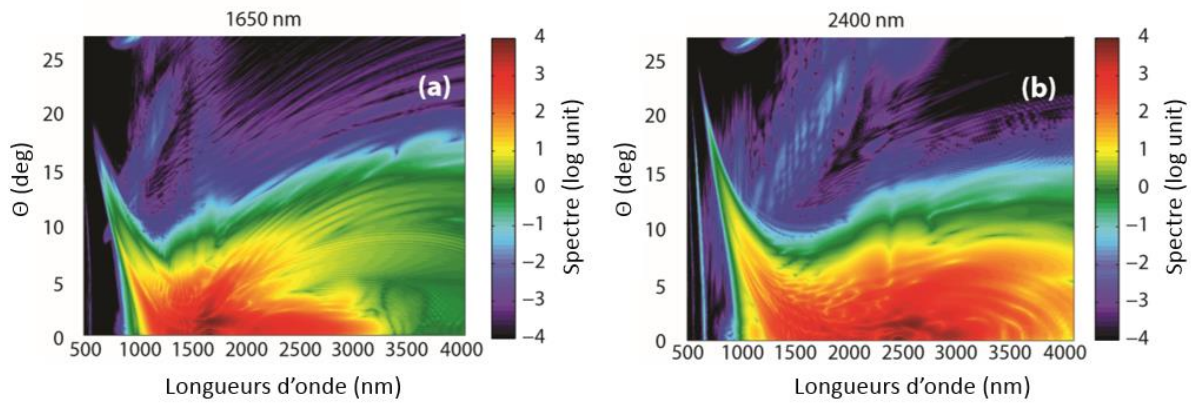


Figure 2-5. Simulations numériques de la distribution angulaire du supercontinuum induit par filamentation pour des longueurs d'onde de pompe de 1.65 (a) et 2.4 μm (b).

Rappelons que le principal mécanisme de génération de supercontinuum par filamentation est l'automodulation de phase, qui va produire un décalage des ondes à la fois dans les basses et hautes longueurs d'onde, en conjonction avec le temps de choc optique et l'ionisation multiphonique, qui vont entraîner un décalage vers les basses longueurs d'onde. L'émission conique observable ici, qui est une des signatures de la génération de SC, est une des conséquences directes du phénomène de fission de l'impulsion qui apparaît lors du processus de filamentation et qui est caractéristique de la formation de sous-impulsions se propageant à des vitesses de groupe différentes. Après quelques millimètres de propagation dans le verre, on peut voir que l'impulsion se comprime temporellement et que des sous-impulsions, se propageant à des vitesses différentes, sont générées. La figure 2-6 nous permet d'observer ce phénomène de compression temporelle de l'impulsion sur l'axe de propagation. La compression temporelle de l'impulsion est bien connue pour intervenir au cours du phénomène de filamentation [6], et a déjà été étudié dans des milieux gazeux [7], [8], cristallins [5] et vitreux [9]. On constate que la compression de l'impulsion intervient ici autant en régime de dispersion normale qu'anormale.

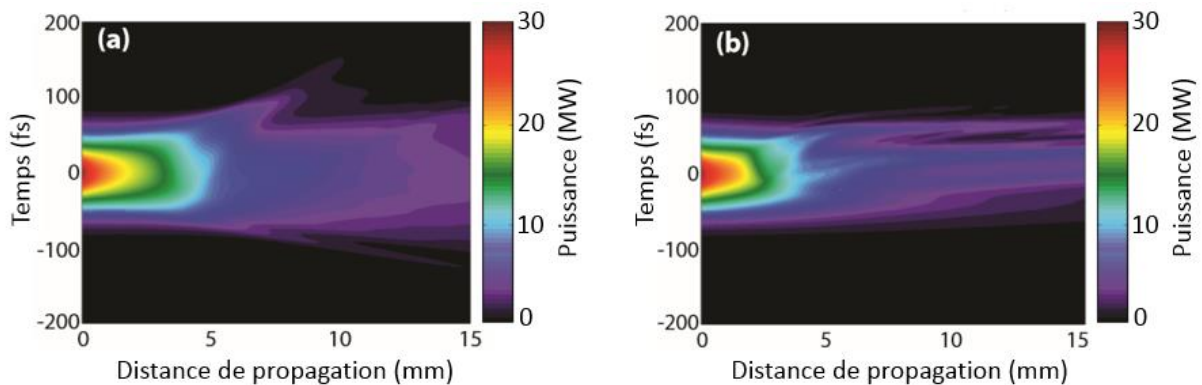


Figure 2-6. Simulations numériques de la distribution temporelle en fonction de la distance de propagation pour des longueurs d'onde de pompe de 1.65 (a) et 2.4 μm (b).

Cette observation de compression temporelle de l'impulsion nous permet d'aborder la sous-partie suivante où nous allons faire une étude plus approfondie du phénomène.

2.4 Compression temporelle de l'impulsion induite par filamentation

Pour réaliser cette expérience, nous avons utilisé la même source que précédemment. La platine de rotation a été retirée puisque nous ne faisons plus d'étude angulaire et nous avons placé un séparateur de faisceau 50/50 en sortie de polariseur afin de mesurer le signal incident, la seconde partie du faisceau restant focalisée dans l'échantillon de verre de tellurites. Les deux signaux sont récupérés et analysés individuellement par un système d'autocorrélation à deux photons (TPA) développé au laboratoire par l'équipe PFL.

L'autocorrélation est une technique utilisée pour la mesure de la durée d'impulsions ultracourtes. La méthode d'absorption à deux photons (TPA) consiste à séparer le faisceau de la source optique, dont l'une des parties va être décalée dans le temps. Ce décalage temporel est induit optiquement et réalisé ici au sein de l'auto-corrélateur. Ces deux composantes vont ensuite être récupérées par un système de détection à semi-conducteur à large bande interdite, où seule l'absorption simultanée de deux photons permettra d'induire un courant photoélectrique. C'est un processus non-linéaire qui nécessite des intensités lumineuses élevées. L'analyse du signal électrique issu du détecteur va permettre de mesurer des durées d'impulsion de quelques dizaines de femtosecondes. Pour la modélisation numérique, il a été montré que le signal récupéré par le TPA suit la relation suivante [10] :

$$S(\tau) \propto 1 + 2G_2(\tau) + 4\Re[F_1(\tau) \exp(-i\omega_0\tau)] + \Re[F_2(\tau) \exp(-2i\omega_0\tau)] \quad (2.2.1)$$

Ici, τ est le retard d'une impulsion sur la seconde utilisé pour mesurer l'autocorrélation, ω_0 est la fréquence de la porteuse et G_2 , F_1 et F_2 sont des composantes mesurées permettant d'accéder à des informations sur la phase mais aussi sur l'impulsion, notamment sa durée et sa valeur de chirp.

Précédemment, nous avons vu que la compression de l'impulsion intervient pendant le processus d'autofocalisation de la filamentation, tant en régime de dispersion normale qu'anormale [11]. La longueur d'onde centrale de l'impulsion est ici de 2.05 μm , juste en dessous de la longueur d'onde du zéro de dispersion (environ 2.2 μm). La largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion laser est de 98 nm. Le miroir parabolique est réglé de façon à ce que le faisceau laser se focalise juste avant l'échantillon de verre de tellurites pour éviter un élargissement spectral trop important qui entraînerait une modification trop importante du profil temporel de l'impulsion et sa séparation en plusieurs sous-impulsions. L'énergie de l'impulsion est fixée à 170 μJ et le diamètre de faisceau à l'entrée de l'échantillon de verre est d'environ 1 cm (en $1/e^2$). Après propagation dans le verre, l'énergie mesurée est de 120 μJ , 70% du signal d'origine. Si on tient compte des pertes par réflexion de Fresnel (en entrée et en sortie), évaluée à environ 19% du signal, les pertes associées à la

propagation dans le verre sont de 11%. En sortie, le diamètre du faisceau est de 1 mm, 10 fois inférieur à celui en entrée. Une forte auto-focalisation a donc eu lieu durant la propagation du signal dans l'échantillon de verre. De plus, la largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion est de 213 nm, élargissement dû à l'automodulation de phase provoqué par le passage de l'impulsion dans le verre. La figure 2-7 montre le spectre enregistré avant et après passage dans l'échantillon de tellurite.

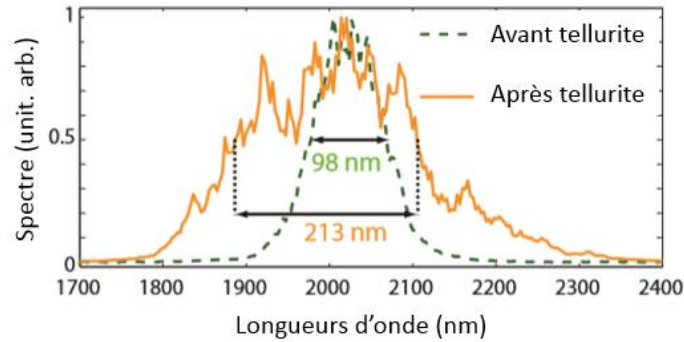


Figure 2-7. Spectre de l'impulsion avant (98 nm) et après passage (213 nm) dans le verre de tellurites.

On présente sur la figure 2-8(a-b) les largeurs temporelles d'impulsion expérimentales (en trait discontinu bleu) et numériques (trait plein rouge) pour l'impulsion avant propagation dans le verre de tellurite. On constate que l'estimation numérique par ajustement gaussien s'accorde bien avec les résultats expérimentaux. La durée d'impulsion à mi-hauteur avant le verre est de 65 fs, après propagation dans le verre (figure 2-8(c-d)), elle est de 32 fs, valeur proche de la limite de Fourier (~30 fs). Cette limite de Fourier représente la largeur spectrale correspondant à une absence de dérive de fréquence dans l'impulsion (pas de chirp). F_1 prend en compte le chirp de l'impulsion, ce qui n'est pas le cas de F_2 . On voit sur cette figure, si on compare la largeur temporelle de l'impulsion pour F_1 et F_2 après passage dans le verre, que le chirp est négligeable.

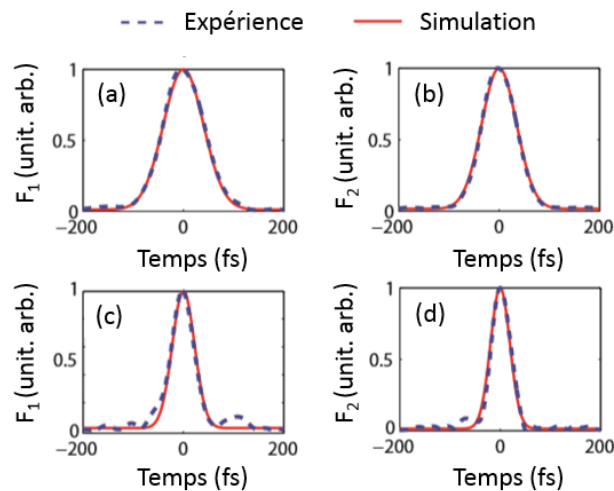


Figure 2-8. Durée d'impulsion avant (a,b) et après (c,d) filamentation dans le verre de tellurites. La courbe en traits discontinus correspond aux résultats expérimentaux tandis que la courbe en

rouge correspond aux résultats numériques calculés en prenant en compte le chirp de l'impulsion. Une estimation simultanée de F_1 et F_2 permet de retrouver la durée de l'impulsion et du chirp.

Nous avons ici montré la génération du phénomène de filamentation dans un verre à base de tellurites. Quel que soit le régime de dispersion, ce phénomène s'accompagne d'une compression temporelle de l'impulsion qui peut être contrôlée par ajustement de la puissance d'entrée (compression non-linéaire). Cependant, une puissance seuil d'entrée ne doit pas être dépassée afin d'éviter tous effets d'ordre supérieur induisant la fission de l'impulsion.

3 Conclusion et discussion

Nous avons réalisé ici une étude complète de la génération de supercontinuum induite par filamentation dans un échantillon de verre à base d'oxydes de tellure. Cette étude est la première à permettre la caractérisation angulaire d'un supercontinuum généré dans ce type de verre. Nous avons observé expérimentalement la génération d'ondes coniques qui caractérisent la présence d'un SC lors de la filamentation. Les simulations numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, prouvant ainsi la bonne compréhension du phénomène impliqué. Par ailleurs, nous avons observé la compression temporelle de l'impulsion entraînée par la présence de l'échantillon de verre de tellurites. Au final, le supercontinuum généré n'est pas aussi large qu'espéré, dans la mesure où nous pensons pouvoir atteindre la limite de transmission du verre dans l'infrarouge moyen.

Ces travaux montrent qu'il est possible de générer de larges supercontinua à partir de verres de tellurites sans s'inquiéter des absorptions OH présentes et sans passer par l'utilisation de guides d'onde, à la différence des FOMs. Cependant, l'imposant montage expérimental ainsi que son coût limitent les perspectives commerciales du système présenté ici. Pour cette raison, nous allons dans le chapitre suivant nous intéresser aux fibres optiques microstructurées effilées et présenter les avantages/inconvénients de telles structures.

Bibliographie

- [1] M. Liao, W. Gao, T. Cheng, Z. Duan, and Y. Ohishi, "Ultrabroad supercontinuum generation through filamentation in tellurite glass," *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, 2013.
- [2] M. Porras, A. Dubietis, E. Kucinskas, F. Bragheri, V. Degiorgio, A. Couairon, D. Faccio, and P. Di Trapani, "From X- to O-shaped spatiotemporal spectra of light filaments in water.," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 24, pp. 3398–3400, 2005.
- [3] D. Mikalauskas, a. Dubietis, and R. Danielius, "Observation of light filaments induced in air by visible picosecond laser pulses," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 75, no. 8, pp. 899–902, 2002.
- [4] M. Porras, A. Dubietis, A. Matijošius, R. Piskarskas, F. Bragheri, A. Averchi, and P. Di Trapani, "Characterization of conical emission of light filaments in media with anomalous dispersion," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, no. 3, p. 581, 2007.
- [5] F. Silva, D. R. Austin, a. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, a. Couairon, and J. Biegert, "Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal," *Nat. Commun.*, vol. 3, no. May, p. 807, 2012.
- [6] A. Couairon, J. Biegert, C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, U. Keller, and A. Mysyrowicz, "Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation," *J. Mod. Opt.*, vol. 53, no. 1–2, pp. 75–85, 2006.
- [7] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, a. Heinrich, a. Couairon, a. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller, "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 79, pp. 673–677, 2004.
- [8] O. G. Kosareva, I. N. Murtazin, N. a. Panov, a. B. Savel'ev, V. P. Kandidov, and S. L. Chin, "Pulse shortening due to filamentation in transparent medium," *Laser Phys. Lett.*, vol. 4, no. 2, pp. 126–132, 2007.
- [9] J. Liu, X. Chen, J. Liu, Y. Zhu, Y. Leng, J. Dai, R. Li, and Z. Xu, "Spectrum reshaping and pulse self-compression in normally dispersive media with negatively chirped femtosecond pulses.," *Opt. Express*, vol. 14, no. 2, pp. 979–987, 2006.
- [10] S. Chin, Y. Kim, H. Song, and D. Kim, "Complete chirp analysis of a gain-switched pulse using an interferometric two-photon absorption autocorrelation.," *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 29, pp. 7718–7722, 2006.
- [11] I. Koprnikov, A. Suda, P. Wang, and K. Midorikawa, "Self-compression of high-intensity femtosecond optical pulses and spatiotemporal soliton generation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 17, p. 3847, 2000.

Table des figures

Figure 1-1. Génération de supercontinuum par filamentation dans un verre de tellurites et observation du phénomène d'émission conique (Liao et al. [1]).	88
Figure 2-1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation angulaire du supercontinuum généré dans un échantillon de verre à base de tellurites (E.C. correspond à l'émission conique).	90
Figure 2-2. Distribution angulaire du supercontinuum induit par filamentation pour une longueur d'onde de pompe de 1.65 μm (a) et 2.4 μm (b). La flèche blanche met en évidence la génération de troisième harmonique pour chaque cas. Les pointillés délimitent les régions spectrales pour les 3 différents détecteurs utilisés.	90
Figure 2-3. Supercontinua enregistrés expérimentalement pour un angle incident nul aux longueurs d'onde de pompe 1650 (a) et 2400 nm (b). Les flèches correspondent à la position de la génération de 3 ^{ème} harmonique observé précédemment.	91
Figure 2-4. Mise en évidence de la génération de « Fish-waves » : distribution angulaire du supercontinuum induit par filamentation pour une longueur d'onde de pompe à 1.65 (a) et 2.4 μm (b). Les pointillés délimitent les régions spectrales pour les 3 différents détecteurs utilisés.	92
Figure 2-5. Simulations numériques de la distribution angulaire du supercontinuum induit par filamentation pour des longueurs d'onde de pompe de 1.65 (a) et 2.4 μm (b).	93
Figure 2-6. Simulations numériques de la distribution temporelle en fonction de la distance de propagation pour des longueurs d'onde de pompe de 1.65 (a) et 2.4 μm (b).	93
Figure 2-7. Spectre de l'impulsion avant (98 nm) et après passage (213 nm) dans le verre de tellurites.	95
Figure 2-8. Durée d'impulsion avant (a,b) et après (c,d) filamentation dans le verre de tellurites. La courbe en traits discontinus correspond aux résultats expérimentaux tandis que la courbe en rouge correspond aux résultats numériques calculés en prenant en compte le chirp de l'impulsion. Une estimation simultanée de F_1 et F_2 permet de retrouver la durée de l'impulsion et du chirp.	95

CHAPITRE IV

Génération de supercontinuum dans des fibres optiques microstructurées effilées à base d'oxydes de tellure

**CHAPITRE IV. GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS DES FIBRES OPTIQUES
MICROSTRUCTUREES EFFILEES A BASE D'OXYDES DE TELLURE**

1	INTRODUCTION.....	102
2	SIMULATIONS NUMERIQUES : ETUDE ET OPTIMISATION DE LA DYNAMIQUE DE GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS LES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES EFFILEES	103
2.1	DYNAMIQUE DE GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS LES FIBRES EFFILEES	103
2.2	INFLUENCE DU PROFIL DE LA FIBRE EFFILEE SUR LA LARGEUR DU SPECTRE.....	105
2.3	INFLUENCE DES PERTES DE LA FIBRE EFFILEE SUR LA DYNAMIQUE	107
3	ETUDE EXPERIMENTALE DE LA GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE EFFILEE A BASE DE TELLURITES	108
3.1	PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	108
3.2	POMPAGE PAR OPO ENTRE 1.5 μM ET 2 μM	109
3.2.1	<i>Fibre optique microstructurée uniforme.....</i>	<i>109</i>
3.2.1.1	Caractéristiques de la fibre	109
3.2.1.2	Pompage à 1730 nm, 1750 nm et 1800 nm.....	110
3.2.2	<i>Fibre optique microstructurée effilée.....</i>	<i>111</i>
3.2.2.1	Caractéristiques de la fibre	111
3.2.2.2	Pompage à 1730 nm, 1750 nm et 1800 nm.....	112
3.2.2.3	Pour différentes puissances d'injection	115
4	CONCLUSION ET DISCUSSION	116
	BIBLIOGRAPHIE	118
	TABLES DES FIGURES.....	120

1 Introduction

Une précédente étude a montré la génération d'un supercontinuum, dans des fibres optiques microstructurées à cœur suspendu à base de tellurites à faible teneur en OH, s'étendant sur 2 μm (de 0.8 μm à 2.8 μm)[1]. Cette étude a été réalisée dans le but de générer un supercontinuum dans le moyen-IR, au-delà de 3 μm , région spectrale dans laquelle de nombreuses applications en spectroscopie de gaz sont envisageables. C'est aussi dans cette gamme que l'on retrouve l'absorption des groupements OH. Étendre le supercontinuum au-delà de cette limite n'a pas été possible, il a de plus été montré la présence de fortes pertes venant perturber le développement du supercontinuum dans le moyen-IR lors des expériences [2]. Ceci laissait supposer que des pertes supplémentaires sont générées lors du processus de fabrication de la fibre. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés aux fibres effilées. Comme expliqué précédemment, la dynamique de génération de supercontinuum sur de plus courtes longueurs est différente et pourrait laisser supposer que le supercontinuum généré puisse s'étendre au-delà des bandes d'absorptions OH qui constituent de réelles limites à la génération de supercontinuum dans le moyen-IR au sein des FOMs en tellure [2]–[4].

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons présenter une série de simulations numériques qui confirment l'intérêt de se pencher sur des structures de fibres effilées dans le but de générer des supercontinuum dans le moyen-IR. Nous allons ensuite décrire la dynamique des phénomènes non-linéaires pour un profil particulier, puis comparer la génération de SC pour différents profils de fibres effilées, ce qui va nous amener à la sélection d'un profil optimal pour les expériences. Enfin nous allons discuter de l'influence non négligeable des pertes introduites par le processus de fabrication des FOMs effilées.

Dans un second temps, nous allons présenter et comparer les résultats expérimentaux et numériques obtenus à partir d'une FOM uniforme et d'une FOM effilée, vérifier le bon accord expérience/simulation, et ainsi pouvoir valider notre compréhension de la dynamique des phénomènes non-linéaires mis en jeu. Nous terminerons cette partie en montrant l'intérêt particulier de l'utilisation de FOM effilées sur la génération de supercontinuum. Pour clore ce chapitre, nous conclurons et envisagerons les différentes perspectives d'évolution qui s'ouvrent pour ces profils de fibres effilées.

Ces travaux s'inscrivent dans la lignée de l'étude de Qin et al. [5] qui a mis en avant la génération d'un spectre SC s'étendant du visible jusqu'à 2.4 μm dans une FOM effilée à base de tellurites. Le spectre n'avait cependant pas été caractérisé au-delà de 2.4 μm et aucune étude d'optimisation de profil n'avait été réalisée. Ici, nous présentons la première étude complète de la génération de supercontinuum dans les FOMs effilée en tellure complétant ainsi les travaux préliminaires de Qin *et al.*

2 Simulations numériques : étude et optimisation de la dynamique de génération de supercontinuum dans les fibres optiques microstructurées effilées

2.1 Dynamique de génération de supercontinuum dans les fibres effilées

Nous avons réalisé une série de simulations de propagation non-linéaire d'une impulsion dans une fibre optique microstructurée effilée afin d'évaluer l'impact d'une telle structure sur la dynamique impulsienne. Plusieurs études détaillées ont été publiées ayant pour objectif l'optimisation du profil de fibres effilées dans le but d'améliorer les processus tels que l'auto-décalage en fréquence du soliton et la génération d'ondes dispersives dans les basses longueurs d'onde [6]–[10]. Pour obtenir les propriétés du mode fondamental guidé, nous calculons l'indice de réfraction effectif du mode ainsi que son aire effective par le biais d'un logiciel commercial de modélisation numérique basé sur la méthode des éléments finis (COMSOL Multiphysics®). Les caractéristiques modales ont été calculées pour différents diamètres de cœur, de 1 μm à 4 μm , sur une fibre microstructurée à cœur suspendu 3 trous en tellurite. Il est alors possible de calculer la dispersion du mode fondamental guidé à partir des données obtenues. Après cela, comme nous l'avons précisé précédemment, nous utilisons pour nos simulations un programme numérique sous Matlab afin de simuler la propagation de l'onde dans notre guide à partir de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée adaptée aux fibres effilées. La variation longitudinale du diamètre de cœur de la fibre en fonction de la distance de propagation est précisément prise en compte, notamment par ses effets sur la modification de la dispersion et de la non-linéarité. Le modèle utilisé tient aussi compte des pertes mesurées de la fibre, de l'effet Kerr, du terme de choc optique et de la réponse Raman du verre utilisé [11].

La figure 2-1 compare et met numériquement en avant l'impact positif de la réduction de diamètre sur la génération du supercontinuum dans une fibre optique microstructurée à base d'oxydes de tellure. On a ici considéré une fibre initiale à cœur suspendu, de 3.6 μm de diamètre de cœur, dont les pertes sont d'environ 3 dB entre 1 μm et 2.8 μm puis augmentent exponentiellement jusqu'à 4 μm [2]. On entre dans le programme les paramètres qui correspondent à l'expérience, à savoir que la fibre fait 10 cm de longueur, est pompée par des impulsions de durée 200 fs à la longueur d'onde 1730 nm et avec une puissance crête de 12 kW (qui correspond à la puissance maximum couplée expérimentalement). Le montage expérimental sera détaillé dans la suite de ce chapitre. La fibre possède un zéro de dispersion proche de 1.7 μm , le pompage se fait donc en régime de dispersion anormale avec des conditions initiales correspondant à un haut ordre de soliton ($N > 20$) [11]. Par ailleurs, dans ce type de régime de supercontinuum incohérent, le spectre est sensible aux

fluctuations de chaque impulsion émit pas le laser. Le supercontinuum simulé se trouve alors être très sensible au bruit initial, ce qui provoque une forte instabilité. C'est pourquoi nous avons fait un moyennage sur 20 spectres de façon à obtenir un lissage du supercontinuum comparable au processus de mesure. Le design de la fibre effilée a été choisi en tenant compte des travaux réalisés par [6], [8] qui proposent une première transition relativement douce afin qu'elle soit la plus adiabatique possible, mais aussi en limitant la réduction du diamètre du cœur pour éviter le colmatage des trous de notre structure. Cependant, comme nous l'avons indiqué dans le chapitre II (section 5.2), notre machine d'étirage ne permet pas d'obtenir plus de 70 mm de longueur de fibre effilée, incluant la première transition, le waist et la seconde transition. La figure 2-1(c) montre les résultats numériques de la génération de supercontinuum, sans prise en compte des pertes, à trois positions différentes le long de la fibre effilée, et les courbes d'indice de vitesse de groupe correspondantes pour le mode fondamental guidé (figure 2-1(b)) dont les points d'inflexions correspondent aux positions des zéros de dispersion pour les différentes portions de fibre étudiées. Ceci est effectué dans le but de mettre en lumière les principales étapes de la dynamique non-linéaire prenant place dans cette configuration.

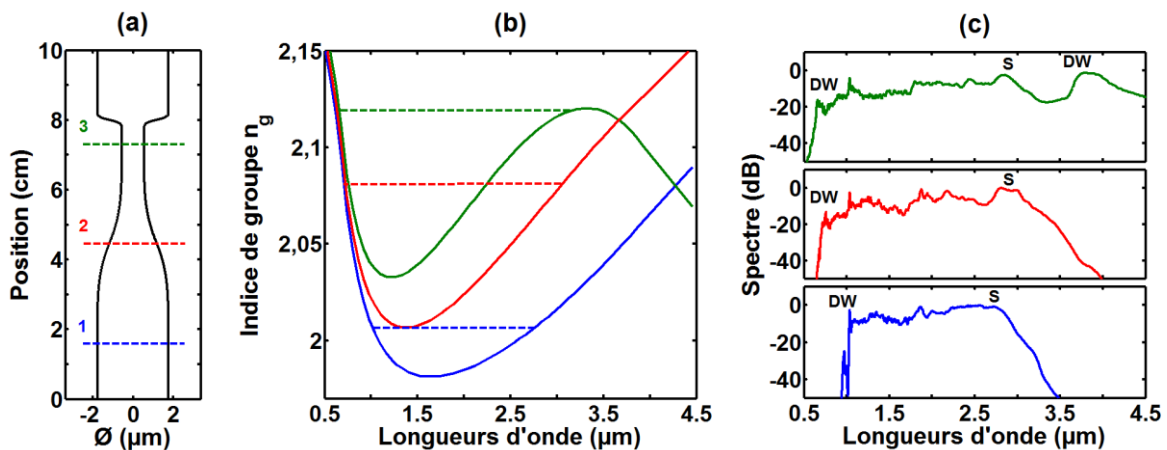


Figure 2-1. (a) profil du taper : le diamètre de cœur de la fibre initiale est de $3,6 \mu\text{m}$ et de $1,3 \mu\text{m}$ au niveau du waist. Les lignes pointillées indiquent 3 différentes sections de fibre pour lesquelles la dynamique non-linéaire a été étudiée (1 : portion de fibre uniforme avant réduction de diamètre, 2 : milieu de première transition, 3 : waist de la partie effilée). (b) Courbe d'indice de groupe du mode fondamental guidé pour les différentes sections de fibre. Les droites discontinues horizontales confirment l'accord de vitesse de groupe du soliton le plus décalé vers les grandes longueurs d'onde avec l'onde dispersive correspondante. (c) résultats numériques de la génération de supercontinuum pour les différentes sections de fibres (S: soliton et DW: onde dispersive).

Sur cette figure, la courbe bleue correspond à la section de la fibre microstructurée uniforme. On voit que le supercontinuum généré s'étend de $1 \mu\text{m}$ à $2,8 \mu\text{m}$ (si l'on se réfère à une dynamique de -20 dB), ce qui est conforme aux études réalisées précédemment. Précisons qu'une propagation uniforme sur une plus grande longueur n'a quasiment aucun impact sur la largeur du spectre généré car il y a saturation du SC (notamment du décalage par effet Raman du soliton). L'accord des vitesses de groupe entre les composantes spectrales qui bordent le supercontinuum est vérifié si l'on

transfère les longueurs d'onde correspondantes du spectre du supercontinuum à la courbe d'indice de groupe spectre du supercontinuum. Ceci correspond au phénomène de piégeage des ondes dispersives par les solitons [12] (voir chapitre I, section 2.3.3). On est ici dans une dynamique de génération de supercontinuum en régime anormal classique.

La courbe rouge présente une fibre avec une réduction de diamètre moitié moins importante que pour le waist (environ à la moitié de la première transition). On observe que le supercontinuum généré est légèrement plus large que pour la fibre initiale. On peut expliquer cela par l'augmentation de la non-linéarité et la modification de la dispersion qui sont toutes les deux induites par la diminution du diamètre de cœur de la fibre menant à un confinement plus important de la lumière. On peut aussi noter que l'accord des vitesses de groupe est toujours vérifié et que le supercontinuum généré dans ce cas s'étend de $0.7 \mu\text{m}$ à $3,3 \mu\text{m}$ (toujours sur une dynamique de -20 dB). Comme l'explique Travers *et al.* [13] dans leur étude, diminuer le diamètre du cœur de la fibre et donc décaler le zéro de dispersion vers les basses longueurs d'onde entraîne un décalage des ondes dispersives plus important que dans la fibre initiale. De plus, comme l'ont démontré dans leurs travaux Bendahmane *et al.* [14], le décalage vers les basses longueurs d'onde du second zéro de dispersion va provoquer une accélération du décalage du soliton par effet Raman. Ceci explique pourquoi on observe un élargissement spectral plus important que dans la fibre initiale lorsque le diamètre commence à diminuer. Rajoutons que l'on se situe ici de nouveau dans une dynamique de génération de supercontinuum uniquement en régime de dispersion anormale malgré le décalage du ZDW vers les basses longueurs d'onde.

Enfin, la courbe verte nous présente ce qui se produit pour la fibre effilée au niveau du waist. L'apparition d'un second zéro de dispersion dans le domaine spectral où se décale le soliton va dans un premier temps accélérer, puis stopper le phénomène d'auto-décalage en fréquence par effet Raman, mais va en contrepartie entraîner un nouveau transfert d'énergie du front du supercontinuum vers des ondes dispersives générées dans le moyen infrarouge (comme on peut le voir sur la figure 2-1(c)). C'est pourquoi le supercontinuum s'étend sur tout le spectre de transmission du verre, de $0.5 \mu\text{m}$ à plus de $4.5 \mu\text{m}$. Rajoutons enfin que l'influence de la géométrie de la seconde transition sur la dynamique du supercontinuum est négligeable. Ces résultats sont obtenus pour une longueur de fibre de 10 cm et une énergie d'entrée modérée (1 nJ).

2.2 Influence du profil de la fibre effilée sur la largeur du spectre

Nous allons ici nous intéresser au profil géométrique de la fibre effilée et à son impact sur la génération de supercontinuum. Ainsi, on va introduire les raisons qui nous ont amené à choisir un profil géométrique particulier pour la fibre effilée qui nous servira pour la partie expérimentale. Nous allons donc présenter l'analyse numérique de l'influence du profil géométrique de fibre effilée sur le supercontinuum généré, pour une dynamique spectrale de -20 dB . La figure 2-2(a-d) présente les

effets d'une variation de longueur de waist et de transition 1 ou 2 tout en gardant un diamètre de cœur constant pour la fibre uniforme. On constate que de telles variations peuvent principalement influencer sur la position des bornes du supercontinuum dans le moyen-IR. Par rapport au premier profil géométrique (indiqué en vert sur la figure 2-2), si on modifie la longueur de transition 1 ou 2, on note que le décalage des solitons vers les basses fréquences et que le transfert d'énergie vers les ondes dispersives associées dans le moyen-IR est moins important.

D'autre part, la seconde série de simulations de la figure 2-2(e-f) concerne l'effet d'une modification du diamètre de cœur au niveau du waist et donc la position du second zéro de dispersion de la fibre. Pour un diamètre de waist plus faible, le second ZDW se situe à une longueur d'onde plus courte. Le décalage en fréquence du soliton s'arrête donc à une longueur d'onde plus petite ce qui limite le transfert d'énergie vers les ondes dispersives au-delà du second zéro de dispersion. Cependant, pour ce profil, le supercontinuum généré est plus compact, plat et présente une plus grande densité spectrale. Lorsque l'on considère un diamètre de waist plus large, le second zéro de dispersion se décale vers les grandes longueurs d'onde. Ici on constate que ce dernier se situe en fait trop loin du soliton le plus décalé vers le rouge pour générer le transfert d'énergie vers les ondes dispersives dans le moyen-IR nécessaire à l'amélioration de l'élargissement spectral. L'étude numérique du profil géométrique de fibre effilée a montré que notre premier profil était optimal pour la génération de supercontinuum. Il présente une longue première transition, qui va servir à optimiser l'accord de vitesse de groupe entre solitons et ondes dispersives, un waist court et une seconde transition très courte. Ceci vient vérifier et confirmer ce qui était suggéré dans les travaux de Sørensen *et al.* [6], [8]. Le profil que nous avons sélectionné pour les expériences est donc celui le plus optimisé pour la génération de supercontinuum dans le moyen-IR, avec 55 mm pour la première transition, 5 mm pour la longueur pour 1.3 μm de diamètre de cœur au niveau du waist et 5 mm pour la seconde transition (profil représenté en vert sur la figure 2-2).

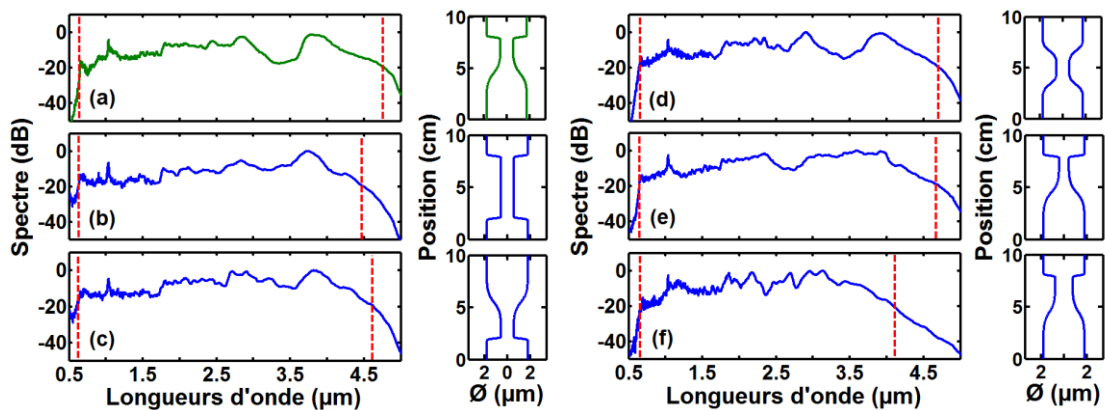


Figure 2-2. Résultats de simulation de la génération d'un spectre supercontinuum pour différents types de profil de fibre effilée. $L_{i=1-5}$ présente les longueurs correspondant respectivement à la longueur de fibre uniforme en entrée, la longueur de la première transition, du waist, de la seconde transition et de la section de fibre uniforme en sortie. (a) profil sélectionné pour les expériences avec $L_{1-5} = 17.5, 55, 5, 5$ et 17.5 mm, $\emptyset_{\text{cœur waist}} = 1.3 \mu\text{m}$ (b) $L_{1-5} = 17.5, 5, 55, 5$ et 17.5 mm, $\emptyset_{\text{cœur waist}} = 1.3 \mu\text{m}$ (c) $L_{1-5} = 17.5, 5, 5, 55$ et 17.5 mm, $\emptyset_{\text{cœur waist}} = 1.3 \mu\text{m}$, (d) $L_{1-5} = 17, 22, 22, 22$ et 17 mm, $\emptyset_{\text{cœur waist}} = 1.3 \mu\text{m}$, (e) $L_{1-5} = 17.5, 55, 5, 5$ et 17.5 mm, $\emptyset_{\text{cœur waist}} = 1.1$

μm , (f) $L_{1-5} = 17.5, 55, 5, 5$ et 17.5 mm, $\varnothing_{\text{coeur waist}} = 1.7 \mu\text{m}$. Les droites discontinues verticales en rouge correspondent aux limites du spectre pour une dynamique de -20 dB.

2.3 Influence des pertes de la fibre effilée sur la dynamique

Un autre paramètre particulièrement important à prendre en compte pour les simulations numériques et qui influe beaucoup sur la génération de supercontinuum est l'atténuation que présente la fibre, principalement autour des bandes d'absorption des groupements OH à $3 \mu\text{m}$, et celle relative aux pertes supplémentaires induites pas le processus de fabrication des fibres effilées. Dans le chapitre II, nous avons vu que la fabrication des fibres effilées entraînait l'addition de pertes supplémentaires, notamment entre $2.8 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$. Nous en avons tiré la conclusion que plus le diamètre de waist est réduit et plus le pic d'absorption d'OH entre 3 et $4 \mu\text{m}$ est important. Sur la figure 2-3, les simulations numériques ont été réalisées avec l'introduction de fortes pertes au-delà de $2.8 \mu\text{m}$, qui correspondent en réalité à la naissance des pertes dans le moyen-IR révélées par les mesures dans la fibre optique pleine comme cela est présenté sur la figure 2-3(a) par la courbe en pointillés. L'introduction de ces pertes se base sur une précédente étude qui a montré la présence d'une forte atténuation entre $2.8 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$ lors de l'analyse des résultats expérimentaux [2]. Ces pertes sont reliées au processus de fabrication de la fibre car elles ne sont pas présentes dans le verre massif. Les pertes de la fibre optique microstructurée uniforme et effilée ont été extrapolées, basées sur une mesure à $1.55 \mu\text{m}$, elles valent environ 1 dB/m et 3 dB/m pour la FOM uniforme et pour la FOM effilée, respectivement.

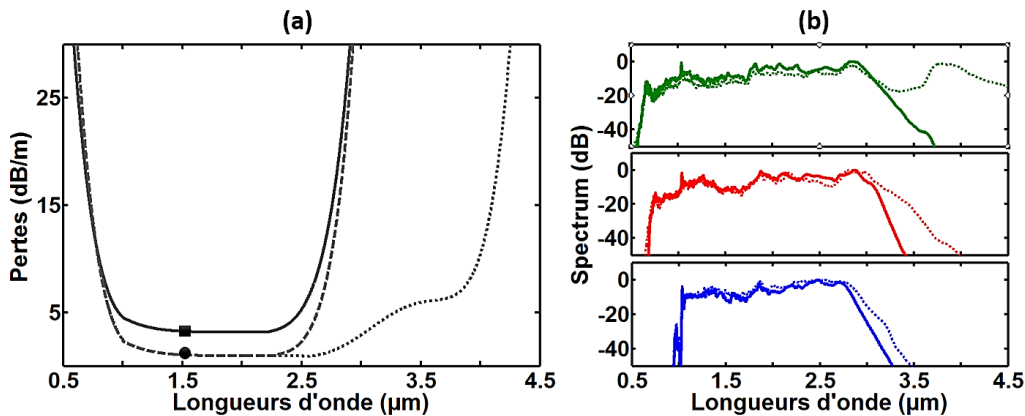


Figure 2-3. (a) Pertes optiques mesurées pour une fibre pleine à partir d'un verre de TZN à faible teneur en OH (courbe pointillés), pertes extrapolées pour une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous uniforme (courbe discontinue) et effilée (courbe solide) en se basant sur une mesure à $1.55 \mu\text{m}$ (carré et rond noir). (b) Résultats numériques de la génération de supercontinuum obtenue à différentes positions le long de la FOM effilée comme pour la figure 2-1 en tenant compte des pertes additionnelles dues aux processus de fabrication des fibres effilées, et comparés aux SC générés sans prise en compte des pertes additionnelles (en pointillés).

Les spectres supercontinuum générés avec l'introduction des pertes dans la fibre optique microstructurée effilée sont présentés sur la figure 2-3(b). Les différentes couleurs de courbes correspondent toujours aux différentes portions de la fibre effilée étudiée, comme pour la figure 2-1. On remarque dans un premier temps une légère diminution du décalage en fréquence du soliton tant pour la section de fibre uniforme (trait plein, spectre bleu) que pour la section de fibre prenant en compte une moitié de première transition (trait plein, spectre rouge). Cependant, le principal impact de la prise en compte de ces pertes est visible pour la section de fibre effilée avec waist (trait plein, spectre vert) où l'on peut constater une absorption complète des ondes dispersives générées dans le moyen-IR au-delà de $3.5 \mu\text{m}$.

3 Etude expérimentale de la génération de supercontinuum dans une fibre optique microstructurée effilée à base de tellurites

3.1 Présentation du dispositif expérimental

Le système expérimental est présenté sur le schéma suivant. Il est composé d'une source Ti:Saphir émettant à 840 nm pompant un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO). L'OPO délivre des impulsions de 200-fs , accordable de $1.7 \mu\text{m}$ à $2.6 \mu\text{m}$ à un taux de répétition de 80 MHz . Le maximum de puissance moyenne en sortie est proche de 450 mW . Nos fibres ont été clivées à l'aide d'une lame scalpel et la qualité des clives a soigneusement été vérifiée avant de placer la fibre sur le banc expérimental. Le couplage dans le cœur de la FOM en sortie d'OPO se fait par le biais d'une lentille asphérique convergente en ZnSe et d'une plateforme de réglage multiaxes. La puissance maximum couplée dans le cœur de la fibre (diamètre $3.6 \mu\text{m}$) est estimé à environ 40% de la puissance disponible. Après propagation dans la FOM, le supercontinuum est collecté en sortie par une fibre multimode fluorée (InF_3) de gros diamètre de cœur et de 50 cm de long qui présente une excellente transmission sur la gamme spectrale $0.3\text{-}5.5 \mu\text{m}$. Pour finir, le signal est analysé dans un premier temps par deux analyseurs de spectre optique (OSA) qui couvrent les gammes $350\text{-}1200 \text{ nm}$ (OSA VIS) et $1200\text{-}2400 \text{ nm}$ (OSA IR). Dans un second temps on analyse la partie MIR du spectre via un spectrophotomètre à transformée de Fourier (FTIR) pour la gamme spectrale $2.4\text{-}5 \mu\text{m}$.

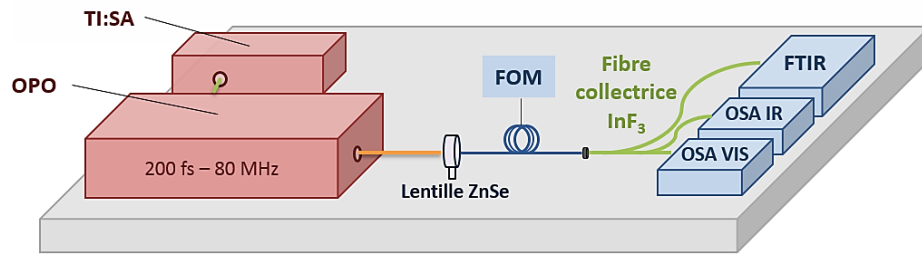


Figure 3-1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la génération de supercontinuum dans des FOMs uniformes et effilées. Le laser Ti:Saphir émettant à 840 nm pompe l'Oscillateur Paramétrique Optique (OPO), qui émet des impulsions de 200-fs cadencé à 80 MHz et de puissance moyenne maximum 450 mW. La lentille ZnSe permet une efficacité de couplage de la lumière dans le cœur de la FOM de 3.4 μm à hauteur de 40%. Le signal est ensuite analysé par un OSA VIS (350-1200 nm), un OSA IR (1200-2400 nm) et un FTIR (2.4-5 μm).

3.2 Pompage par OPO entre 1.5 μm et 2 μm

3.2.1 Fibre optique microstructurée uniforme

3.2.1.1 Caractéristiques de la fibre

La fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous utilisée pour obtenir les résultats qui seront présentés par la suite est visible sur la figure 3-2. Comme expliqué dans le chapitre II, elle a été élaborée à partir d'un verre de composition 75% TeO_2 – 15% ZnO – 5% ZnF_2 – 5% Na_2O .

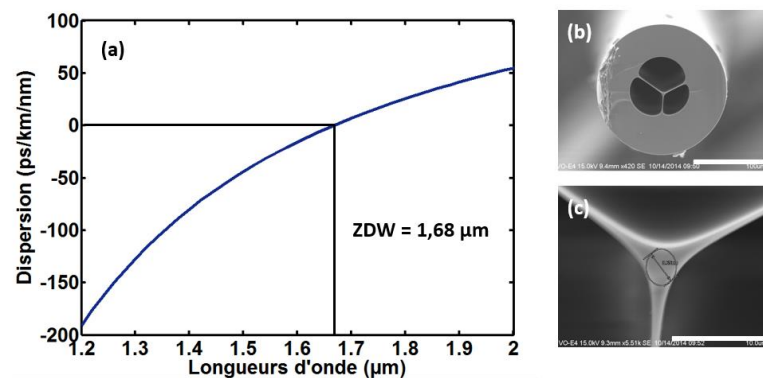


Figure 3-2. (a) Courbe de dispersion d'une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous, pour un diamètre de cœur de 3.6 μm . Le zéro de dispersion se situe à environ 1.7 μm . (b) Images MEB de la coupe transversale de la FOM utilisée pour obtenir les résultats expérimentaux, fibre optique microstructurée à cœurs suspendu 3 trous dans sa globalité, (c) zoom sur le cœur de la FOM et indication de mesure du diamètre (3.65 μm).

On peut voir deux images de coupe transversale prise au microscope électronique à balayage (MEB). La fibre a un diamètre extérieur d'environ $190 \mu\text{m}$, les trous sont relativement bien gonflés et les ponts suffisamment étroit pour permettre un guidage du mode fondamental dans le cœur. Le diamètre de cœur est d'environ $3.6 \mu\text{m}$, comme ce que l'on a considéré pour obtenir les résultats numériques précédents et la fibre fait environ 10 cm de long et présente un zéro de dispersion proche de $1.7 \mu\text{m}$ (figure 3-3). La source permettra donc un pompage en régime de dispersion anormale, proche du ZDW.

3.2.1.2 Pompage à 1730 nm, 1750 nm et 1800 nm

La figure 3-3(a-b) présente les résultats obtenus pour la génération de supercontinuum dans une FOM uniforme dont les caractéristiques sont présentées dans le paragraphe précédent. La puissance crête injectée dans la fibre est d'environ 12 kW , et nous comparons ici le spectre pour différentes longueurs d'onde de pompe, à 1730 nm , 1750 nm et 1800 nm .

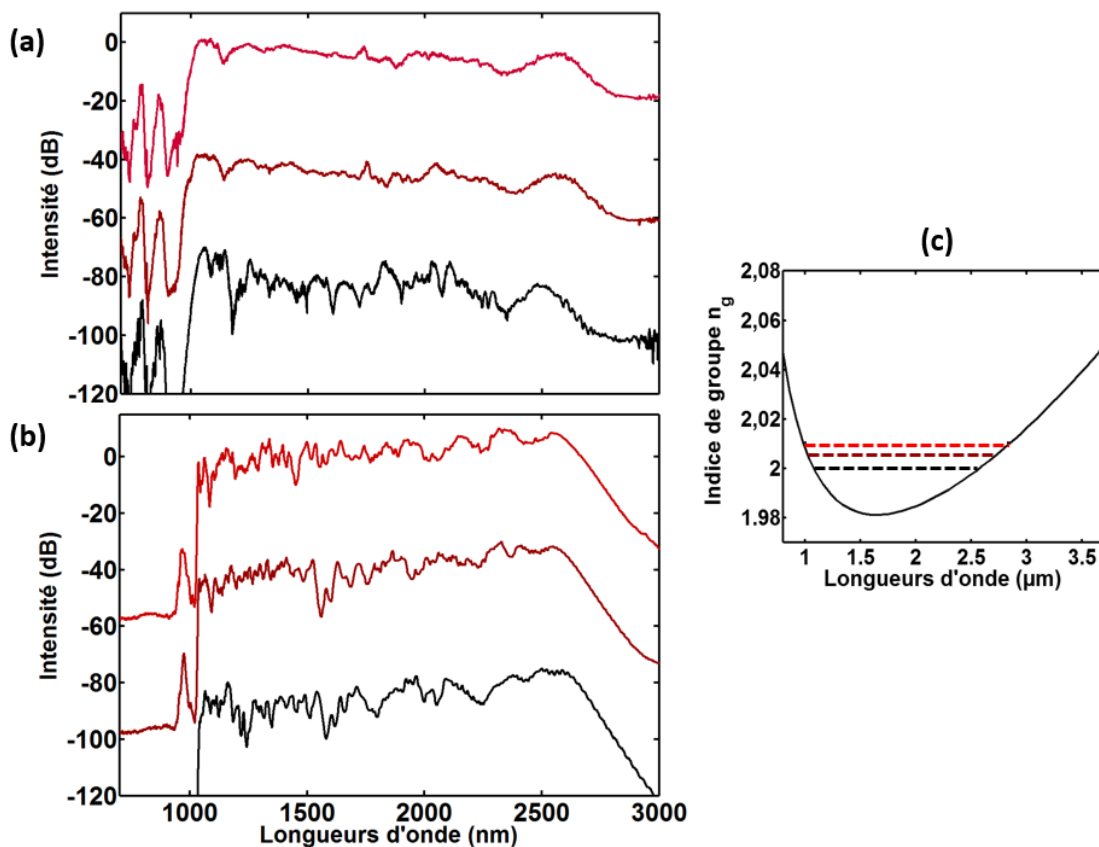


Figure 3-3. Spectres supercontinuum générés dans une fibre optique microstructurée à cœur suspendu (diamètre $3.6 \mu\text{m}$) à base de tellurites de longueur 10 cm . (a) résultats obtenus expérimentalement pour 3 longueurs d'onde de pompe (1730 nm en rouge, 1750 nm en rouge foncé et 1800 nm en noir), (b) résultats numériques correspondant à l'expérience. (c) Simulation de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde, permettant de vérifier l'accord des vitesses de groupe (trait discontinu) entre le soliton le plus décalé vers le moyen-IR et l'onde dispersive correspondante dans les basses longueurs d'onde pour les différentes longueurs d'onde de pompe.

On constate qu'il existe un bon accord entre les résultats expérimentaux 3-3(a) et les résultats numériques correspondant 3-3(b). En particulier, les bornes du supercontinuum coïncident pour chaque longueur d'onde de pompe.

- À 1800 nm, le supercontinuum généré dans cette FOM s'étend de 1000 nm à 2600 nm par pompage femtoseconde en régime de dispersion anormale. Le spectre paraît bruité et moins plat mais le fait de pomper dans ce régime et à 1800 nm, donc assez loin du zéro de dispersion de la FOM, implique une génération de soliton d'ordre plus faible que lorsque l'on pompera plus proche du ZDW. Moins la quantité de solitons générés est importante et plus le supercontinuum sera stable mais irrégulier du point de vue de la densité spectrale.
- À 1750 nm, Le spectre du supercontinuum s'étend de 1000 nm à 2600 nm, il n'y a pas de réelle évolution par rapport au pompage à 1800 nm si ce n'est que le spectre est plus plat car on vient densifier un spectre pour lequel on génère une quantité de solitons plus importante. Ceci devrait se vérifier lorsque l'on pompe encore plus proche du ZDW.
- À 1730 nm, le supercontinuum généré dans la FOM s'étend de 1000 nm à 2800 nm. On peut aussi noter que le spectre est plus plat, du fait du pompage proche du zéro de dispersion de la FOM et de la génération d'un plus grand nombre de solitons. Il est aussi légèrement plus large que lorsque l'on pompait plus loin du ZDW. On favorise ici l'accord de phase pour les conversions de longueurs d'onde de type mélange à quatre ondes (FWM, voir chapitre I partie 2.1.2.4).

Enfin, la figure 3-3(c) présente la courbe d'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde obtenue par modélisation numérique. On constate que les résultats expérimentaux présentés sont cohérents et permettent de vérifier correctement le piégeage des ondes dispersives par les solitons de par l'accord des vitesses de groupe qui existe entre ces deux types d'ondes, permettant de délimiter la largeur spectrale du supercontinuum [7]. On vérifie ceci pour chaque longueur d'onde de pompe.

3.2.2 Fibre optique microstructurée effilée

3.2.2.1 Caractéristiques de la fibre

La fibre optique microstructurée effilée présentée ici a permis l'obtention des résultats qui suivent. Le processus de fabrication de fibre effilée est réalisé sur la FOM précédente, ce qui va nous permettre de comparer les résultats obtenus dans la fibre uniforme avec ceux obtenus dans la fibre effilée. Pour rappel, la FOM uniforme a une structure à cœur suspendu 3 trous et un diamètre de cœur proche de 3.6 μm . Comme expliqué en 2.2, le profil de fibre effilée optimal est basé sur une première transition longue (55 mm), un waist et une seconde transition relativement courts (5 mm – 5 mm). La figure 3-4(a-c) montre trois images de coupe transversale de notre fibre effilée réalisées

au MEB à 3 positions différentes. De nouveau, la première correspond à une coupe transversale de la FOM uniforme, la seconde de la première transition et enfin la dernière du waist de la fibre effilée. On peut voir que les trous au sein du waist ne se sont pas colmatés et que la structure est conservée malgré la réduction du diamètre de la fibre (190 μm à 65 μm) au cours de la fabrication, et du diamètre de cœur qui vaut 1.3 μm dans la partie effilée de la fibre. La longueur totale de fibre effilée est toujours de 10 cm. La figure 3-4(d) met en avant le décalage vers les basses longueurs d'onde du zéro de dispersion de la fibre uniforme (1.7 μm) à la fibre effilée (1.3 μm), on note, comme cela a été montré, un second ZDW pour la fibre effilée autour de 3.3 μm .

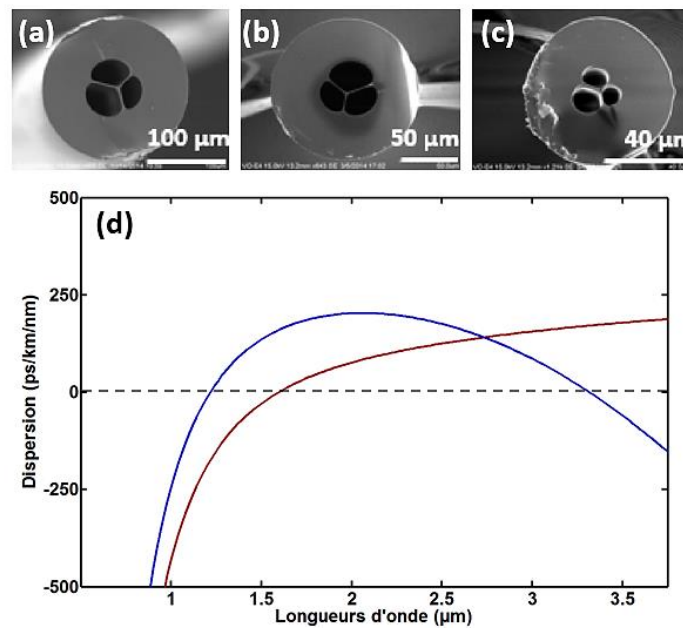


Figure 3-4. Images MEB pour différentes sections de la FOM effilée utilisée pour obtenir les résultats expérimentaux, (a) dans la partie uniforme de la fibre, (b) dans la première transition, (c) dans le waist. (d) courbe de dispersion pour la partie uniforme de la FOM (en rouge) et pour la partie effilée de la FOM (en bleu). Le trait discontinu correspond à une dispersion nulle.

3.2.2.2 *Pompage à 1730 nm, 1750 nm et 1800 nm*

La figure 3-5(a-b) présente les résultats obtenus pour la génération de supercontinuum dans la FOM effilée présentée dans le paragraphe précédent. Comme pour la FOM uniforme, la puissance crête injectée dans le cœur de la fibre est d'environ 12 kW et nous comparons ici le spectre pour différentes longueurs d'onde de pompe (1730, 1750 et 1800 nm).

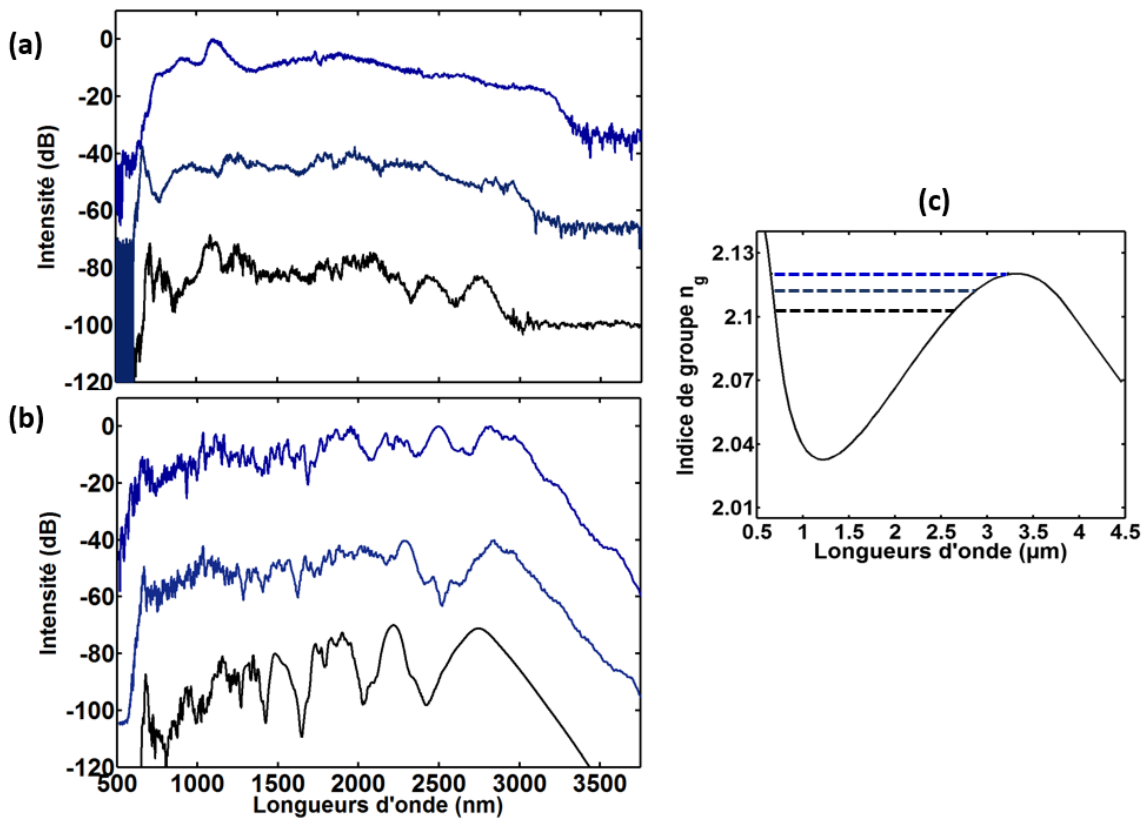


Figure 3-5. Spectres supercontinuum générés dans une fibre optique microstructurée effilée à cœur suspendu (diamètre $3.6 \mu\text{m}$) à base de tellurites. La fibre fait 10 cm de longueur. (a) résultats obtenus expérimentalement pour 3 longueurs d'onde de pompe (1730 nm en bleu, 1750 nm en bleu foncé et 1800 nm en noir), (b) simulations numériques correspondant à l'expérience. (c) Simulation de l'indice de groupe fonction de la longueur d'onde permettant de vérifier l'accord des vitesses de groupe (trait discontinu) entre le soliton le plus décalé vers le moyen-IR et l'onde dispersive correspondante dans les basses longueurs d'onde pour les différentes longueurs d'onde de pompe.

De nouveau, on note un bon accord entre résultats expérimentaux et simulations. Ceci permet de valider le fait que la modification de la structure de la fibre au cours de la propagation ainsi que la dynamique de génération du supercontinuum soit efficacement pris en compte dans les simulations numériques.

- À 1800 nm, le supercontinuum généré dans la FOM effilée s'étend de $0.75 \mu\text{m}$ à $2.9 \mu\text{m}$ sur une dynamique de 20 dB. On constate, conformément à ce que nous avons observé pour la FOM uniforme, que l'on génère moins de solitons et donc que le spectre a une apparence plus irrégulière que pour un pompage proche du zéro de dispersion.
- À 1750 nm, on note que l'accord entre l'expérience et la simulation numérique est relativement bon. Le supercontinuum généré ici s'étend de $0.65 \mu\text{m}$ à $3.1 \mu\text{m}$, nettement plus large que pour un pompage à 1800 nm. Le spectre est par ailleurs plus plat que précédemment. Notons que le fait de pomper la FOM effilée plus proche de son zéro de dispersion améliore nettement l'élargissement spectral obtenu.

- À 1730 nm, on constate que le spectre s'étend de 0.6 μm à 3.3 μm , il est donc nettement plus large que pour la FOM uniforme à la même longueur d'onde de pompe. L'intensité des effets non-linéaires induits par la partie effilée de la fibre augmente, comme attendu. On peut aussi noter le bon accord entre les spectres expérimentaux et numériques obtenus. L'introduction des pertes OH au-delà de 2.8 μm pour les simulations numériques permet d'expliquer pourquoi le supercontinuum généré ne s'étend pas au-delà de 3.3 μm (figure 3-5(b)).

Notons par ailleurs la présence d'une légère asymétrie entre les résultats expérimentaux et numériques car contrairement aux spectres expérimentaux qui présentent un supercontinuum avec une dynamique spectrale plus importante pour les basses longueurs d'onde, les spectres obtenus numériquement montrent l'inverse. On peut relier cela au fait que durant l'expérience, nous avons optimisé notre spectre lorsque nous l'analysions avec l'OSA visible. Nous optimisons donc sur les basses longueurs d'ondes et on sait que cela peut avoir un effet non pas sur la position du solitons généré le plus loin dans le moyen-IR mais plutôt sur la dynamique spectrale du supercontinuum sur cette gamme de longueurs d'onde. Enfin, la figure 3-5(c) présente la courbe d'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde, obtenue par modélisation numérique. On constate que les résultats expérimentaux présentés sont cohérents et vérifient bien le piégeage des ondes dispersives par les solitons dans une FOM effilée [13] et ceci pour les différentes longueurs d'onde de pompe. De plus, si on compare le spectre obtenu avec ceux présentés pour des longueurs d'onde de pompe de 1750 nm et 1800 nm, on peut constater que plus on s'écarte de la position du zéro de dispersion de la FOM uniforme, moins le spectre est large. L'importance du pompage proche du ZDW est ici encore plus marquée que lorsque l'on travaillait dans les FOMs uniformes où la diminution de l'élargissement spectral n'était pas aussi importante.

Durant les mesures de génération de supercontinuum dans les FOM effilées, il nous a été possible à plusieurs reprises d'observer la partie visible du spectre (figure 3-6) correspondant aux ondes dispersives les plus décalées vers les basses longueurs d'onde (couleur rouge de 600 à 750 nm).

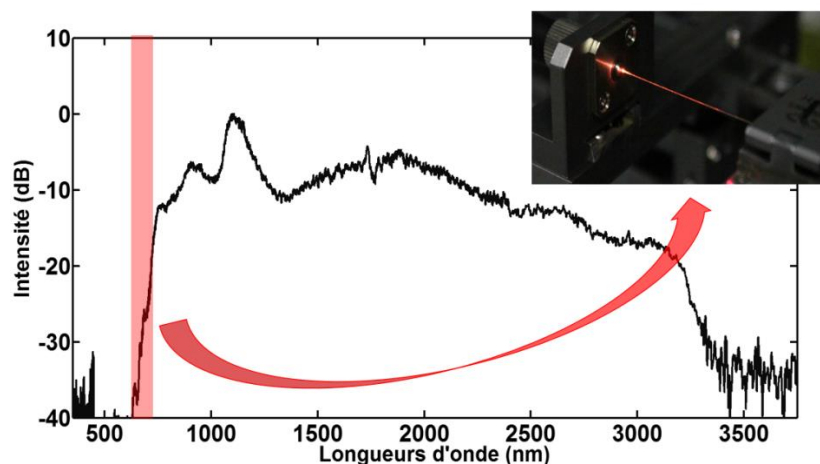


Figure 3-6. Spectre supercontinuum générée dans la FOM effilée par pompage à 1730 nm et mise en avant de la partie visible du spectre expérimental. Encadré : observation expérimentale de la lumière visible lors de la génération de supercontinuum au sein de cette fibre de longueur 10 cm.

La figure 3-7 présente la comparaison entre le supercontinuum généré obtenu expérimentalement dans la FOM uniforme (3-7(a)) et la FOM effilée (3-7(b)). On peut ici clairement se rendre compte de l'élargissement supplémentaire du supercontinuum tant dans le moyen-IR que dans les basses longueurs d'onde dans la fibre optique microstructurée effilée avec le design 55-5-5 (mm). Du côté des basses longueurs d'onde, le spectre s'élargit de 135 THz, tandis que dans le moyen-IR, il gagne 20 THz. Cet élargissement supplémentaire permet de générer un supercontinuum d'une largeur totale de 400 THz.

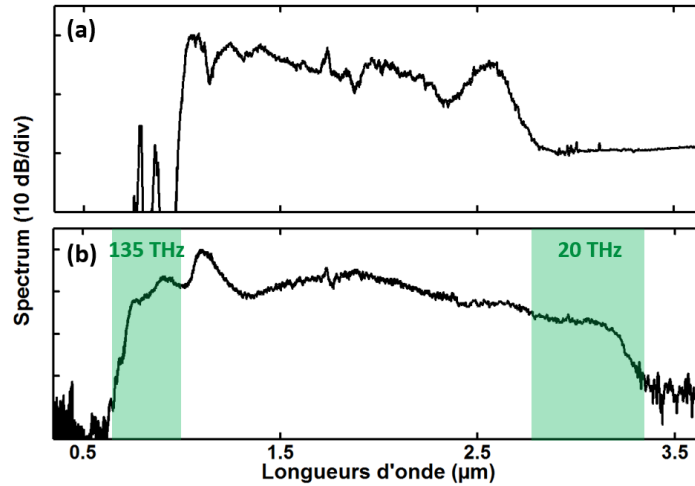


Figure 3-7. Comparaison de l'élargissement spectral obtenu pour la génération de supercontinuum dans la FOM uniforme (a) et la FOM effilée (b) dont les caractéristiques ont été présentées précédemment. L'élargissement supplémentaire (pour un total de 400 THz) obtenu à chaque bordure du spectre (visible et moyen-IR) est représenté ici par les zones vertes.

Ajoutons que le supercontinuum est toujours limité par l'absorption des groupements OH entre 2.8 μm et 4 μm . La position du second zéro de dispersion à 3.3 μm dans la FOM effilée permet aux solitons d'atteindre ces longueurs d'ondes et par conséquent aux ondes dispersives d'atteindre le domaine du visible mais la présence des OH annihile tout espoir d'obtenir un spectre couvrant toute la gamme spectrale de transmission du verre de TZN. En effet, comme cela a été mis en lumière par les simulations numériques présentées dans la partie 2.3, ces bandes d'absorptions ne permettent pas le transfert d'énergie des solitons aux ondes dispersives générées dans le moyen-IR, au-delà du second ZDW. Cela explique pourquoi le supercontinuum généré ici ne dépasse pas les 3.3 μm , où se positionne le second zéro de dispersion. Pour finir, on peut aussi constater que le spectre supercontinuum généré dans la FOM effilée est nettement plus plat que celui généré dans la FOM uniforme.

3.2.2.3 Pour différentes puissances d'injection

Nous avons complété l'analyse en comparant les résultats expérimentaux avec les résultats numériques pour différentes puissances d'injection à 1730 nm. Les résultats montrent un bon accord

entre expérience et simulation, ce qui confirme la bonne prise en compte pour la simulation numérique des phénomènes non-linéaires induits par l'évolution de la structure transversale de la fibre le long de l'axe de propagation. La figure 3-8 confirme le bon accord entre les signatures spectrales de la dynamique du soliton avec la génération de supercontinuum comme la dépendance en puissance du décalage du soliton par effet Raman et des ondes dispersives associées. La figure met aussi en avant l'auto-décalage en fréquence du soliton d'ordre 1 (S_1) et des ondes dispersives associées (DW). On voit qu'en fonction de la puissance injectée, le nombre de solitons générés varie, ils sont plus facilement discernables pour de faibles puissances (on observe le soliton S_2 pour 4 kW et 2.7 kW) alors que pour la puissance maximum injectée (12 kW) le spectre est plat et on ne peut pas discerner d'autre soliton que le fondamental. Comme pour les résultats précédents, on constate une asymétrie des spectres expérimentaux par rapport aux spectres numériques que l'on explique par l'optimisation spectrale réalisée sur l'OSA dans les basses longueurs d'ondes.

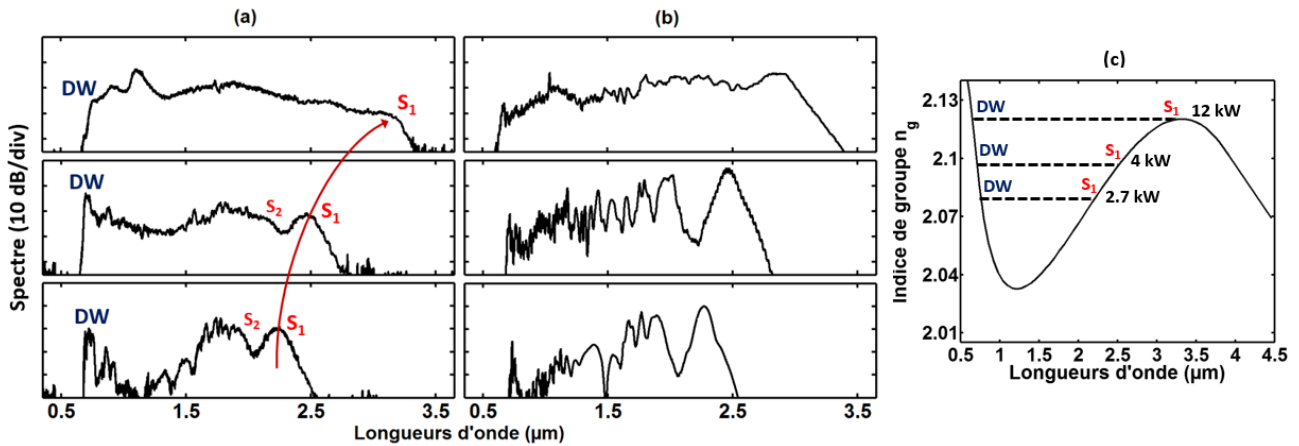


Figure 3-8. Génération de supercontinuum dans une FOM effilée à cœur suspendu de 10 cm de longueur pour 3 puissances crêtes d'injection différentes : 12, 4 et 2.7 kW (de haut en bas) à 1730 nm. (a) Spectres mesurés et mise en évidence de l'auto-décalage en fréquence des solitons (S_1 et S_2) et des ondes dispersives (DW) piégées par accord des vitesses de groupe, (b) simulations numériques correspondantes. (c) vérification du piégeage des ondes dispersives (DW) par les solitons (S_1) pour les 3 puissances d'injection.

4 Conclusion et discussion

Dans ce chapitre, nous avons mis en avant les résultats obtenus pour la génération d'un supercontinuum dans une fibre optiques microstructurée effilée à cœur suspendu 3 trous, à base de tellurites. Nous avons réalisé la première étude complète de fabrication et d'optimisation de FOMs effilées à base d'oxydes de tellure. Tous les résultats obtenus expérimentalement ont de plus été vérifiés numériquement. L'objectif initial de cette étude était de générer un supercontinuum dans le moyen-IR, au-delà de la limite à 3 μm imposée par la présence d'OH dans le verre. Cet objectif n'a été que partiellement atteint, le spectre généré dans la FOM effilée optimisée s'étendant de 0.65 μm à 3.3 μm. L'absorption des groupements OH reste donc un frein à l'élargissement du spectre malgré

les fortes puissances utilisées ici et l'amélioration des effets non-linéaires induit par la présence de la structure de fibre effilée. Rappelons que la diminution du diamètre de cœur amène un confinement plus important de la lumière qui se propage dans la FOM et donc une augmentation des effets non-linéaires, ceci combiné à une modification de la dispersion de la fibre qui va améliorer la dynamique de génération du supercontinuum. Pour ce type de structure à cœur suspendu, l'étude ayant pour objectif la diminution de l'influence des pertes OH reste le principal challenge pour les années à venir. Nous avons d'ailleurs émis l'hypothèse, dans le chapitre 2, que l'air présent dans les microstructures pouvait contribuer à l'augmentation de l'absorption lors du processus de fabrication des FOMs effilées. Ceci nous amène à émettre l'idée que les FOMs à cœur suspendu pourraient finalement ne pas être réellement adaptées à la génération de supercontinuum dans l'IR et rappelons que les résultats exceptionnels obtenus par Domachuk et al. [15] en 2008 n'ont encore jamais pu être reproduit et qu'aucune étude n'est venue compléter celle qui avait été réalisée.

Les travaux présentés ici nous ont permis de donner des réponses concrètes à l'utilité des structures des fibres effilées pour la génération de supercontinuum sans pour autant atteindre l'objectif que nous nous étions fixé de générer un spectre bien au-delà de 3 μm .

Comme évoqué précédemment, la solution pour s'affranchir des pertes OH pourrait venir des fibres pleines à saut d'indice qui, de par leur structure pleine, ne permettent pas à l'air, porteur d'OH, de venir s'infiltrer dans les microstructures comme dans le cas des FOMs à cœur suspendu. L'intérêt pour les fibres à saut d'indice avait été quelque peu abandonné au profit des fibres microstructurées, mais depuis quelques années de nombreux laboratoires s'intéressent de nouveau à ces structures pour la génération de supercontinuum dans l'IR [9], [16]–[19]. Pour les fibres à saut d'indice à base de tellurites, Rhonehouse *et al.* [20] ont présentés la génération d'un supercontinuum s'étendant de 1 à 4 μm .

Très récemment, nous avons donc développé une méthode de fabrication de fibres à saut d'indice à base d'oxydes de tellure, avec pour objectif la génération de supercontinuum dans l'IR par l'utilisation des structures effilées en vue d'améliorer la dynamique non-linéaire par une méthode simple et à aboutissant commercial (pompage à 2 μm , etc...). Quelques résultats préliminaires sont présentés dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] I. Savellii, O. Mouawad, J. Fatome, B. Kibler, F. Désévéday, G. Gadret, J.-C. Jules, P.-Y. Bony, H. Kawashima, W. Gao, T. Kohoutek, T. Suzuki, Y. Ohishi, and F. Smektala, “Mid-infrared 2000-nm bandwidth supercontinuum generation in suspended-core microstructured sulfide and tellurite optical fibers.,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 24, pp. 27083–93, Nov. 2012.
- [2] I. Savellii, F. Desevedavy, J. C. Jules, G. Gadret, J. Fatome, B. Kibler, H. Kawashima, Y. Ohishi, and F. Smektala, “Management of OH absorption in tellurite optical fibers and related supercontinuum generation,” *Opt. Mater. (Amst)*, vol. 35, no. 8, pp. 1595–1599, 2013.
- [3] M. F. Churbanov, a N. Moiseev, a V Chilyasov, V. V Dorofeev, and I. a Kraev, “Glasses With the Reduced Content of OH-Groups,” vol. 9, no. 10, pp. 3229–3234, 2007.
- [4] A. Lin, A. Rysanyanskiy, and J. Toulouse, “Fabrication and characterization of a water-free mid-infrared fluorotellurite glass.,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 5, pp. 740–742, 2011.
- [5] G. S. Qin, X. Yan, M. Liao, a. Mori, T. Suzuki, and Y. Ohishi, “Wideband supercontinuum generation in tapered tellurite microstructured fibers,” *Laser Phys.*, vol. 21, no. 6, pp. 1115–1121, May 2011.
- [6] S. Sørensen, A. Judge, C. Thomsen, and O. Bang, “Optimum fiber tapers for increasing the power in the blue edge of a supercontinuum-group-acceleration matching.,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 816–818, 2011.
- [7] J. C. Travers, “Blue extension of optical fibre supercontinuum generation,” *Lasers Electro-Optics Quantum Electron. Laser Sci. Conf. (QELS), 2010 Conf.*, vol. 113001, 2010.
- [8] S. T. Sørensen, U. Møller, C. Larsen, P. M. Moselund, C. Jakobsen, J. Johansen, T. V. Andersen, C. L. Thomsen, and O. Bang, “Deep-blue supercontinuum sources with optimum taper profiles – verification of GAM,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 10, p. 10635, 2012.
- [9] I. Kubat, C. Agger, P. Moselund, and O. Bang, “Mid-infrared supercontinuum generation to 4.5 μm in uniform and tapered ZBLAN step-index fibers by direct pumping at 1064 or 1550 nm,” *Josa B*, vol. 30, no. 10, pp. 2743–2757, 2013.
- [10] S. Pricking and H. Giessen, “Tailoring the soliton and supercontinuum dynamics by engineering the profile of tapered fibers.,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 19, pp. 20151–20163, 2010.
- [11] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 1135–1184, Oct. 2006.
- [12] P. K. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, “Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers.,” *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 7, pp. 464–466, 1986.

- [13] J. C. Travers and J. R. Taylor, "Soliton trapping of dispersive waves in tapered optical fibers.," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 2, pp. 115–117, 2009.
- [14] A. Bendahmane, O. Vanvincq, A. Mussot, and A. Kudlinski, "Control of the soliton self-frequency shift dynamics using topographic optical fibers.," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 17, pp. 3390–3, 2013.
- [15] P. Domachuk, N. a Wolchover, M. Cronin-Golomb, a Wang, a K. George, C. M. B. Cordeiro, J. C. Knight, and F. G. Omenetto, "Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs.," *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, pp. 7161–8, May 2008.
- [16] N. Granzow, S. P. Stark, M. a. Schmidt, a. S. Tverjanovich, L. Wondraczek, and P. S. J. Russell, "Supercontinuum generation in chalcogenide-silica step-index fibers," *Opt. Express*, vol. 19, no. 21, p. 21003, 2011.
- [17] I. Kubat, C. S. Agger, U. Møller, A. B. Seddon, Z. Tang, S. Sujecki, T. M. Benson, D. Furniss, S. Lamrini, K. Scholle, P. Fuhrberg, B. Napier, M. Farries, J. Ward, P. M. Moselund, and O. Bang, "Mid-infrared supercontinuum generation to 12.5 μm in large NA chalcogenide step-index fibres pumped at 4.5 μm ," *Opt. Express*, vol. 22, no. 16, pp. 19169–19182, 2014.
- [18] Y. Yu, B. Zhang, X. Gai, C. Zhai, S. Qi, W. Guo, Z. Yang, R. Wang, D. Choi, S. Madden, and B. Luther-davies, "1.8-10 Mm Mid-Infrared Supercontinuum Generated in a Step-Index Chalcogenide Fiber Using Low Peak Pump Power," *Opt. Express*, vol. 40, no. 6, pp. 1081–1084, 2015.
- [19] S. Dekker, C. Xiong, E. Magi, a C. Judge, J. S. Sanghera, L. B. Shaw, I. D. Aggarwal, and D. J. Moss, "Broadband Low Power Super-continuum Generation in As₂S₃ Chalcogenide Glass Fiber Nanotapers," vol. 39, no. 19, pp. 8–9, 2010.
- [20] D. L. Rhonehouse, J. Zong, D. Nguyen, R. Thapa, K. Wiersma, C. Smith, and A. Chavez-Pirson, "Low loss, wide transparency, robust tellurite glass fibers for mid-IR (2 - 5 μm) applications," vol. 8898, p. 88980D, 2013.

Tables des figures

Figure 2-1. (a) profil du taper : le diamètre de cœur de la fibre initiale est de $3,6 \mu\text{m}$ et de $1,3 \mu\text{m}$ au niveau du waist. Les lignes pointillées indiquent 3 différentes sections de fibre pour lesquelles la dynamique non-linéaire a été étudiée (1 : portion de fibre uniforme avant réduction de diamètre, 2 : milieu de première transition, 3 : waist de la partie effilée). (b) Courbe d'indice de groupe du mode fondamental guidé pour les différentes sections de fibre. Les droites discontinues horizontales confirment l'accord de vitesse de groupe du soliton le plus décalé vers les grandes longueurs d'onde avec l'onde dispersive correspondante. (c) résultats numériques de la génération de supercontinuum pour les différentes sections de fibres (**S**: soliton et **DW**: onde dispersive). _____ 104

Figure 2-2. Résultats de simulation de la génération d'un spectre supercontinuum pour différents types de profil de fibre effilée. $L_1 - 5$ présente les longueurs correspondant respectivement à la longueur de fibre uniforme en entrée, la longueur de la première transition, du waist, de la seconde transition et de la section de fibre uniforme en sortie. (a) profil sélectionné pour les expériences avec $L_1 - 5 = 17,5, 55, 5, 5$ et $17,5 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{cœur waist}} = 1,3 \mu\text{m}$ (b) $L_1 - 5 = 17,5, 5, 55, 5$ et $17,5 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{cœur waist}} = 1,3 \mu\text{m}$ (c) $L_1 - 5 = 17,5, 5, 5, 55$ et $17,5 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{cœur waist}} = 1,3 \mu\text{m}$, (d) $L_1 - 5 = 17, 22, 22, 22$ et 17 mm , $\varnothing_{\text{cœur waist}} = 1,3 \mu\text{m}$, (e) $L_1 - 5 = 17,5, 55, 5, 5$ et $17,5 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{cœur waist}} = 1,1 \mu\text{m}$, (f) $L_1 - 5 = 17,5, 55, 5, 5$ et $17,5 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{cœur waist}} = 1,7 \mu\text{m}$. Les droites discontinues verticales en rouge correspondent aux limites du spectre pour une dynamique de -20 dB . 106

Figure 2-3. (a) Pertes optiques mesurées pour une fibre pleine à partir d'un verre de TZN à faible teneur en OH (courbe pointillés), pertes extrapolées pour une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous uniforme (courbe discontinue) et effilée (courbe solide) en se basant sur une mesure à $1,55 \mu\text{m}$ (carré et rond noir). (b) Résultats numériques de la génération de supercontinuum obtenue à différentes positions le long de la FOM effilée comme pour la figure 2-1 en tenant compte des pertes additionnelles dues aux processus de fabrication des fibres effilées, et comparés aux SC générés sans prise en compte des pertes additionnelles (en pointillées). _____ 107

Figure 3-1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la génération de supercontinuum dans des FOMs uniformes et effilées. Le laser Ti:Saphir émettant à 840 nm pompe l'Oscillateur Paramétrique Optique (OPO), qui émet des impulsions de 200-fs cadencé à 80 MHz et de puissance moyenne maximum 450 mW . La lentille ZnSe permet une efficacité de couplage de la lumière dans le cœur de la FOM de $3,4 \mu\text{m}$ à hauteur de 40% . Le signal est ensuite analysé par un OSA VIS ($350\text{-}1200 \text{ nm}$), un OSA IR ($1200\text{-}2400 \text{ nm}$) et un FTIR ($2,4\text{-}5 \mu\text{m}$). _____ 109

Figure 3-2. (a) Courbe de dispersion d'une fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous, pour un diamètre de cœur de $3,6 \mu\text{m}$. Le zéro de dispersion se situe à environ $1,7 \mu\text{m}$. (b) Images MEB de la coupe transversale de la FOM utilisée pour obtenir les résultats expérimentaux, fibre optique microstructurée à cœurs suspendu 3 trous dans sa globalité, (c) zoom sur le cœur de la FOM et indication de mesure du diamètre ($3,65 \mu\text{m}$). _____ 109

Figure 3-3. Spectres supercontinuum générés dans une fibre optique microstructurée à cœur suspendu (diamètre $3,6 \mu\text{m}$) à base de tellurites de longueur 10 cm . (a) résultats obtenus expérimentalement pour 3 longueurs d'onde de pompe (1730 nm en rouge, 1750 nm en rouge foncé et 1800 nm en noir), (b)

résultats numériques correspondant à l'expérience. (c) Simulation de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde, permettant de vérifier l'accord des vitesses de groupe (trait discontinu) entre le soliton le plus décalé vers le moyen-IR et l'onde dispersive correspondante dans les basses longueurs d'onde pour les différentes longueurs d'onde de pompe. _____ 110

Figure 3-4. *Images MEB pour différentes sections de la FOM effilée utilisée pour obtenir les résultats expérimentaux, (a) dans la partie uniforme de la fibre, (b) dans la première transition, (c) dans le waist. (d) courbe de dispersion pour la partie uniforme de la FOM (en rouge) et pour la partie effilée de la FOM (en bleu). Le trait discontinu correspond à une dispersion nulle.* _____ 112

Figure 3-5. *Spectres supercontinuum générés dans une fibre optique microstructurée effilée à cœur suspendu (diamètre 3.6 μm) à base de tellurites. La fibre fait 10 cm de longueur. (a) résultats obtenus expérimentalement pour 3 longueurs d'onde de pompe (1730 nm en bleu, 1750 nm en bleu foncé et 1800 nm en noir), (b) simulations numériques correspondant à l'expérience. (c) Simulation de l'indice de groupe fonction de la longueur d'onde permettant de vérifier l'accord des vitesses de groupe (trait discontinu) entre le soliton le plus décalé vers le moyen-IR et l'onde dispersive correspondante dans les basses longueurs d'onde pour les différentes longueurs d'onde de pompe.* _____ 113

Figure 3-6. *Spectre supercontinuum générée dans la FOM effilée par pompage à 1730 nm et mise en avant de la partie visible du spectre expérimental. Encadré : observation expérimentale de la lumière visible lors de la génération de supercontinuum au sein de cette fibre de longueur 10 cm.* _____ 114

Figure 3-7. *Comparaison de l'élargissement spectral obtenu pour la génération de supercontinuum dans la FOM uniforme (a) et la FOM effilée (b) dont les caractéristiques ont été présentées précédemment. L'élargissement supplémentaire (pour un total de 400 THz) obtenu à chaque bordure du spectre (visible et moyen-IR) est représenté ici par les zones vertes.* _____ 115

CHAPITRE V

Développement d'une
source supercontinuum
compacte dans
l'infrarouge moyen :
application à la détection
du méthane

**CHAPITRE V. DEVELOPPEMENT D'UNE SOURCE SUPERCONTINUUM
COMPACTE DANS L'INFRAROUGE MOYEN : APPLICATION A LA
DETECTION DU METHANE**

1	INTRODUCTION ET OBJECTIFS	125
2	PRESENTATION DU SYSTEME EXPERIMENTAL.....	127
2.1	DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA DETECTION DU GAZ	127
2.2	SOURCE SUPERCONTINUUM COMPACTE.....	128
2.3	CELLULE MULTI-PASSAGES	129
3	DEMONSTRATION DE PRINCIPE DE DETECTION DU METHANE DANS LE PROCHE INFRAROUGE	130
3.1	BANDES D'ABSORPTION DU METHANE ENTRE 1 μM ET 2 μM	130
3.2	GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS UNE FIBRE SILICE HAUTEMENT NON-LINEAIRE (HNLF).....	131
3.3	SPECTROSCOPIE DU METHANE POUR DIFFERENTES PRESSIONS, COMPARAISON AVEC LA BASE DE DONNEES HITRAN	132
3.4	BANDES D'ABSORPTION AU-DELA DE 2 μM	135
4	UTILISATION D'AUTRES TYPES DE FIBRES POUR UNE SOURCE SUPERCONTINUUM AU-DELA DE 2 μM.....	136
4.1	FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE A CŒUR SUSPENDU A BASE DE TELLURITES	136
4.2	FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE EFFILEE A BASE DE TELLURITES.....	140
4.3	LIMITES ET PROBLEMES.....	143
5	VERS DE NOUVELLES FIBRES	144
5.1	FIBRE OPTIQUE A SAUT D'INDICE (PROFIL EN W) A BASE DE TELLURITES	144
5.2	FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE TOUT SOLIDE A BASE DE SILICE.....	146
6	CONCLUSION ET DISCUSSION	148
	BIBLIOGRAPHIE	150
	TABLE DES FIGURES.....	153

1 Introduction et objectifs

Les fondements de la spectroscopie d'absorption moléculaire et des techniques instrumentales associées ont déjà largement été étudiés dans divers travaux [1]–[3], il a d'ailleurs été mis en avant que beaucoup d'espèces chimiques exhibent de fortes absorptions dans les domaines de l'UV/visible, du proche infrarouge ou de l'infrarouge moyen du spectre électromagnétique. Ces bandes, ou pics d'absorption sont spécifiques à chaque espèce chimique et ceci est la base de leur détection ainsi que de leur mesure. Nous présentons sur la figure suivante quelques raies d'absorption dans l'infrarouge pour différents gaz [4].

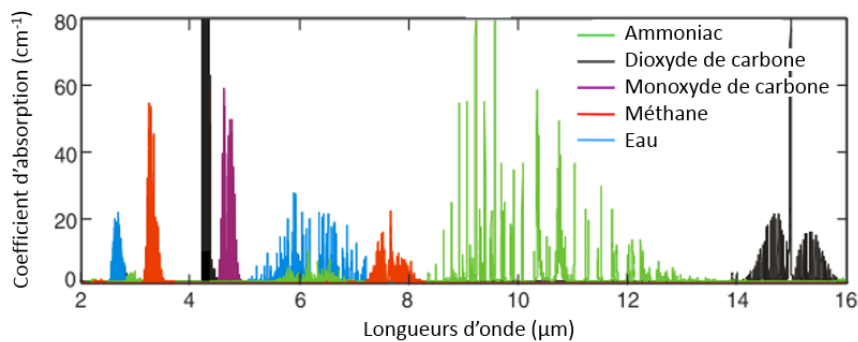


Figure 1-1. Spectres d'absorption pour cinq différents gaz dans l'infrarouge moyen (à 100% vol.), provenant de la base de données PNNL [4].

La combinaison entre l'intensité et l'étendue spectrale des supercontinuum est supérieure aux autres types de sources et c'est en partie pour cette raison qu'ils attirent aujourd'hui beaucoup l'attention de la communauté scientifique. Depuis plusieurs années, la génération de supercontinuum s'étend de plus en plus dans l'infrarouge moyen ce qui en fait un des outils les plus efficaces pour la spectroscopie, où les raies d'absorption des gaz peuvent être directement mesurées [5]–[8]. Après étude des différents gaz contenus dans la base de données spectroscopique HITRAN [9], beaucoup montrent des raies d'absorption de plus fortes intensités au-delà de 2 μm, confirmant l'intérêt de développer des sources SC dans l'infrarouge moyen. Pour beaucoup d'applications, une grande résolution temporelle est nécessaire lorsque les phénomènes étudiés se produisent sur quelques millisecondes ou sur des durées plus courtes encore. Les supercontinuum montrent alors un énorme potentiel pour ce type d'application de par leur large bande passante et leur nature basée sur des impulsions ultra-courtes.

On peut dénombrer deux principaux types de mesures, la mesure par analyse spectrale, qui est relativement lente mais facile à mettre en œuvre et la mesure par analyse temporelle ultra-rapide (dite du « single-shot »). La première technique nécessite peu de matériel et consiste généralement à comparer un spectre de référence à un spectre enregistré sous effet du gaz. La seconde consiste à envoyer l'impulsion élargie spectralement dans une fibre à forte dispersion. La dispersion de vitesse de groupe de la fibre entraîne une discrimination en temps de chaque longueur d'onde du

supercontinuum que l'on mesure ensuite dans le domaine temporel via une photodiode. Il est ainsi possible de générer un balayage ultra-rapide en longueur d'onde à résolution élevée [10], [11]. D'autre part, nous avons vu dans le chapitre I que la dynamique de génération d'un supercontinuum était différente suivant que l'on travaille en régime de dispersion normale ou anormale.

En dispersion anormale, l'élargissement est généralement plus important mais implique une instabilité due aux faibles fluctuations des différentes impulsions successives, de par la dynamique solitonique menant à une dégradation des propriétés de cohérence du supercontinuum importante [12]. Dans ce cas, il est généralement nécessaire d'effectuer un moyennage du spectre sur plusieurs impulsions, mais ceci vient limiter la fréquence avec laquelle le spectre peut être enregistré. En dispersion normale, le spectre est moins large mais plus stable, la dynamique de génération du supercontinuum étant basée principalement sur l'automodulation de phase (génération de supercontinuum cohérent). Il est possible de réaliser la mesure par analyse spectrale tant en régime de dispersion normale qu'anormale. Malgré un bruit plus important en dispersion anormale, le spectre plus étendu permet d'accéder, lorsque le gaz s'y prête, à un nombre plus important de bandes et de pics d'absorption. De plus, le large spectre généré peut permettre la détection de plusieurs gaz à la fois. En régime de dispersion normale, le spectre, quoique plus condensé, est plus stable et permet donc de mieux discriminer les différents marqueurs du gaz. On préférera cependant à l'analyse spectrale l'analyse de détection mono-coup, plus rapide, à propos de laquelle une récente étude a montré qu'il était préférable de générer le supercontinuum en régime de dispersion normale [13]. Cette technique de mesure ultra-rapide n'est donc réservée qu'à certaines bandes d'absorption préalablement ciblées du fait de l'étroitesse du SC généré. Le choix de la méthode d'analyse dépendra donc grandement du gaz et des bandes d'absorption qui lui sont associées.

Dans ce chapitre, nous avons pour objectif de réaliser une source supercontinuum compacte basée sur un laser à fibres femtoseconde, permettant l'analyse spectroscopique d'absorption de gaz dans l'infrarouge moyen. Pour atteindre ce domaine de fréquences, il est nécessaire de travailler avec des verres transmettant dans l'IR, comme par exemples les verres de chalcogénures ou à base d'oxydes de tellure. Nous allons dans un premier temps présenter le dispositif expérimental, puis réaliser une démonstration de principe en utilisant une fibre hautement non-linéaire en silice pour générer le supercontinuum. Une fois le fonctionnement validé, nous nous pencherons sur une source SC basée sur des fibres à base de tellurites permettant des élargissements spectraux plus importants. Enfin nous terminerons ce chapitre en introduisant une source supercontinuum utilisant de nouvelles fibres tout en validant, pour chaque étape, l'application de détection de gaz dans le proche et moyen infrarouge.

2 Présentation du système expérimental

2.1 Dispositif expérimental pour la détection du gaz

Le dispositif expérimental utilisé pour les expériences de détection du méthane est schématisé figure 2-1. Le spectre en sortie de la source supercontinuum (détaillée en 2.2) est collimaté par le biais d'un objectif à grossissement 40x. Le signal est ensuite dirigé dans la cellule multi-passage (dont les propriétés seront plus amplement détaillées dans la partie 2.3) via deux réflexions sur des miroirs qui permettent d'ajuster l'angle d'entrée du faisceau, et via le passage au travers d'une lentille convergente en CaF_2 de focale 10 cm qui va focaliser le faisceau sur l'un des miroirs contenu dans la cellule. Après plusieurs réflexions dans celle-ci, le faisceau est ajusté en sortie pour permettre sa collection par un objectif adapté à l'infrarouge moyen (en CaF_2) afin de le focaliser dans une fibre multimode en fluorure d'indium de 100 μm de diamètre de cœur et de 1 m de longueur. Le signal est ensuite analysé, quand cela est nécessaire, par deux analyseurs de spectre optique (Yokogawa), l'un couvrant la gamme spectrale 350-1200 nm, l'autre 1200-2400 nm et par un spectrophotomètre à transformée de Fourier (ArcOptix) couvrant la gamme 2-6 μm .

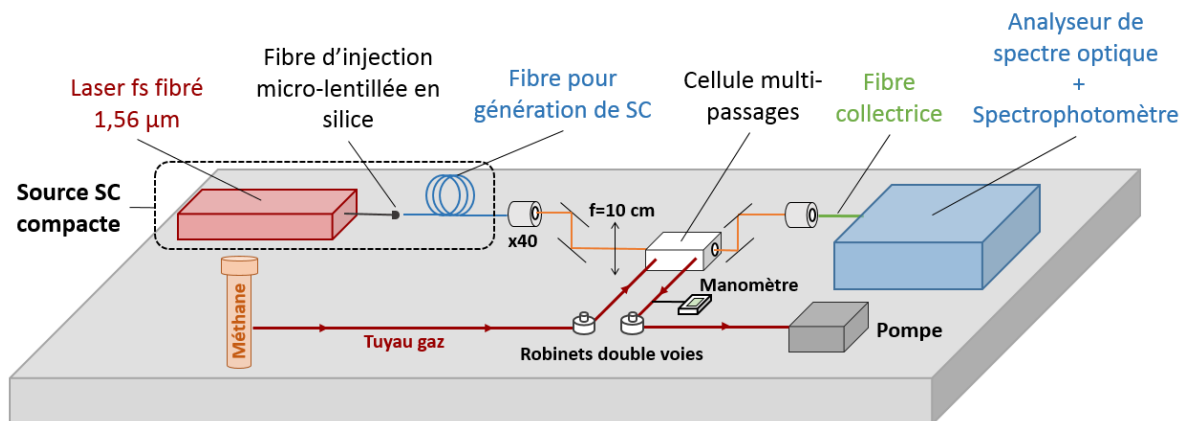


Figure 2-1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les expériences de détection du méthane par la génération d'un supercontinuum dans différents types de fibres optiques.

La source supercontinuum compacte développée est mise en évidence sur ce schéma (encadrement en pointillés). La cellule multi-passages peut-être mise sous atmosphère contrôlée, elle est connectée en entrée à une bouteille de gaz (ici, du méthane), et en sortie à une pompe qui va permettre de faire au préalable le vide dans la cellule. L'étanchéité du système a été vérifiée en plaçant un manomètre en sortie, qui permettra de plus de connaître la pression du gaz dans la cellule.

2.2 Source supercontinuum compacte

La source supercontinuum compacte se compose d'une source de pompe femtoseconde émettant à 1560 nm des impulsions de 70 fs cadencées à 80 MHz pour une puissance moyenne de 80 mW. Cette source est relativement compacte (contrairement aux lasers utilisés dans les chapitres précédents) et entièrement fibrée. Le spectre de l'impulsion, légèrement modifié en sortie de fibre micro-lentillée et dont la puissance moyenne est de 50 mW (équivalent à 625 nJ) au moment des mesures expérimentales, est présenté et comparé au spectre en sortie de laser sur la figure 2-2.

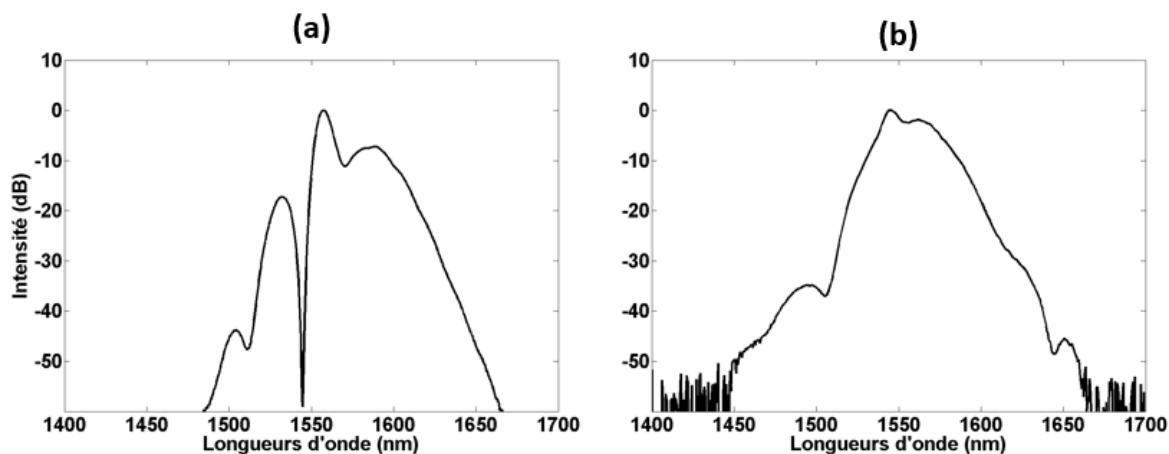


Figure 2-2. Spectre de l'impulsion en sortie de laser (a), en sortie de fibre micro-lentillée (b).

Cette impulsion est ensuite couplée dans le cœur de la fibre non-linéaire qui va servir à la génération de supercontinuum IR. Le couplage se fait par l'utilisation de la fibre micro-lentillée en silice, dont la focale est de quelques centaines de μm , le diamètre au point focal étant d'environ $2.85 \mu\text{m}$. L'efficacité de couplage dans une fibre optique microstructurée à cœur suspendu (testée en partie 4.1) est estimée à 40 %. Ajoutons que la modification de l'impulsion durant son passage dans la fibre micro-lentillée n'est pas due à la génération d'un supercontinuum, l'ordre du soliton calculé étant inférieur à 1. On peut plutôt associer ce phénomène à de l'automodulation de phase. La propagation dans la SMF est donc quasi-uniforme contrairement à ce qui se produit dans une fibre non-linéaire où l'ordre N du soliton est alors très supérieur à 1. Les fibres utilisées pour la génération du supercontinuum sont placées en sortie de fibre micro-lentillée. Différents types, détaillés dans la suite, vont être testés (seule la fibre à haute non-linéarité en silice sera directement soudée au laser fibré).

2.3 Cellule multi-passages

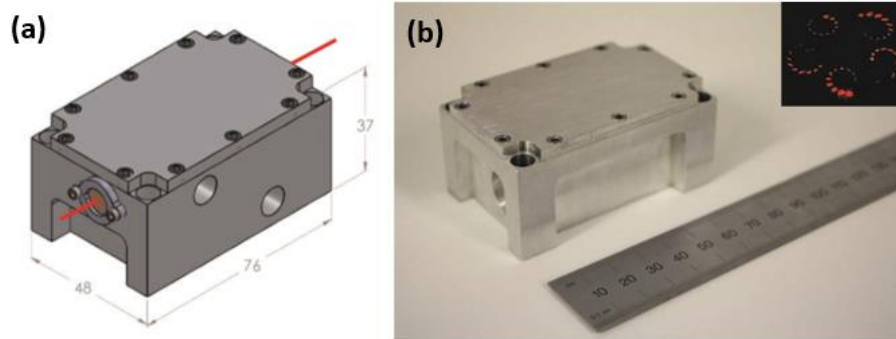


Figure 2-3. (a) schéma de la cellule multi-passage de Sentinel Photonics avec dimensions en mm, (b) photo de la cellule et, insérée, photo du principe de fonctionnement par réflexions sur miroirs sphériques, au total 107 réflexions sont effectuées par le faisceau.

La cellule multi-passages (Sentinel Photonics, voir figure 2-3) utilisée pour les expériences de détection est une cellule commerciale compacte ($76 \times 48 \times 37$ mm). Elle présente une longueur totale de trajet optique de 3.75 m et fonctionne sur un principe de réflexions sur miroirs sphériques. Au total, le faisceau incident subit 107 réflexions à l'intérieur de la cellule (voir image insérée dans la figure 2-3). L'alignement du faisceau devant donc être optimisé, il a été réalisé en superposant le faisceau d'un laser He:Ne sur celui de la source laser femtoseconde. Les fenêtres d'entrée et de sortie sont en CaF_2 et présentent une excellente transmission pour la gamme spectrale qui nous intéresse ($\sim 98\%$). De même, la qualité des miroirs est très bonne, ils réfléchissent 98% du signal entre $1\mu\text{m}$ et $3\mu\text{m}$. La transmission du supercontinuum à travers cette cellule vide a été calculée à 11.5% et mesurée à environ 11% (en prenant en compte les optiques intervenant après passage dans la cellule) à $1.55\mu\text{m}$. Des travaux sur la mesure d'absorption de gaz par mise en œuvre d'une cellule multi-passages Sentinel Photonics (longueur de trajet optique 57.6 m, couplée à une diode laser accordable) ont été reportés avec succès [14].

3 Démonstration de principe de détection du méthane dans le proche infrarouge

3.1 Bandes d'absorption du méthane entre 1 μm et 2 μm

Le méthane est un gaz inflammable inodore et incolore [15] que l'on retrouve dans la nature en tant que constituant principal du gaz naturel. Cependant, un mélange avec l'air contenant entre 5 et 14% de méthane est considéré comme explosif [16]. C'est d'ailleurs ce type d'explosion qui se produit souvent dans les mines de charbon. Pour ces raisons, la demande en capteurs de méthane pour des utilisations tant par des particuliers que par des professionnels est en constante augmentation. De plus le méthane est un gaz intéressant à détecter de par la présence de bandes d'absorption dans le proche infrarouge.

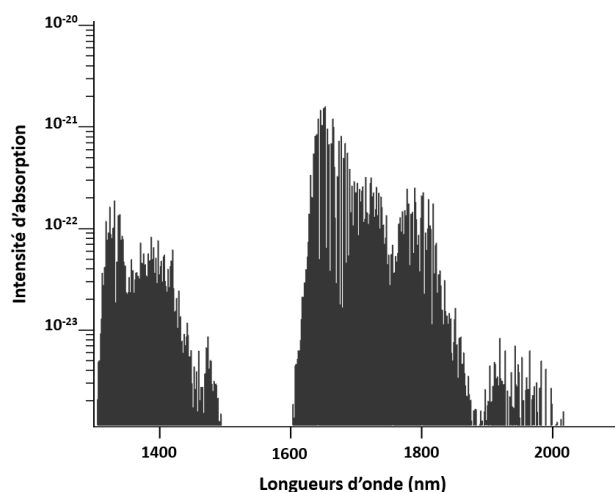


Figure 3-1. Spectre d'absorption du méthane entre 1200 nm et 2000 nm, tracé à partir des données de la base HITRAN.

Grâce à la base de données spectroscopiques HITRAN [17], [18], répertoriant les raies d'absorption de nombreux gaz dont le méthane, nous avons pu localiser précisément les bandes d'absorptions du CH_4 . La figure 3-1 montre les différentes bandes d'absorption de ce gaz présentes entre 1300 et 2000 nm. Nous pouvons remarquer la présence de deux ensembles de bandes importants, s'étendant sur plusieurs dizaines de nanomètres. Le premier que l'on considère est situé entre 1300 nm et 1450 nm et le second, d'intensité plus importante, entre 1600 nm et 1900 nm. Nous allons, dans un premier temps, montrer que la détection du CH_4 est réalisable lorsque l'on génère un supercontinuum dans une fibre silice à saut d'indice hautement non-linéaire. Après cette démonstration de principe, nous

pourrons ensuite envisager la possibilité de réaliser la même expérience avec des fibres spéciales, microstructurées ou à saut d'indice, à base de tellurites ou de silice dopée.

3.2 Génération de supercontinuum dans une fibre silice hautement non-linéaire (HNLF)

La fibre silice hautement non-linéaire utilisée dans la source supercontinuum, dont le spectre de sortie est présenté sur la figure 3-2, est une fibre de type commerciale (OFS) dont les caractéristiques sont les suivantes :

Longueur	500 m
Indice non-linéaire	$10.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$
Aire effective	$12.4 \mu\text{m}^2$
Atténuation	0.8 dB/km
Dispersion (à 1550 nm)	-1 ps/nm/km

Tableau 1. Caractéristiques de la fibre HNLF utilisée au sein de la source supercontinuum.

Sa structure et sa composition en silice font que la HNLF présente une dispersion entièrement normale sur sa bande de transmission. Le pompage se fait alors en régime de dispersion normale. Après passage dans la cellule, le spectre généré par la source SC est envoyé dans l'OSA (1200-2400 nm) et présenté sur la figure suivante.

Le SC très plat généré en régime de dispersion normal impliquant la combinaison de plusieurs effets non-linéaires [19], passe dans la cellule dont le vide a été préalablement établi à 0.16 bar. Ce spectre sera notre référence, à partir de laquelle nous allons comparer les spectres pour différentes pression de méthane. Ce supercontinuum de référence s'étend de 1200 nm à 1980 nm sur une dynamique de plus de 50 dB. Notons que d'après les simulations numériques de la génération de SC dans cette fibre, une dizaine de mètres suffisent à obtenir un élargissement équivalent.

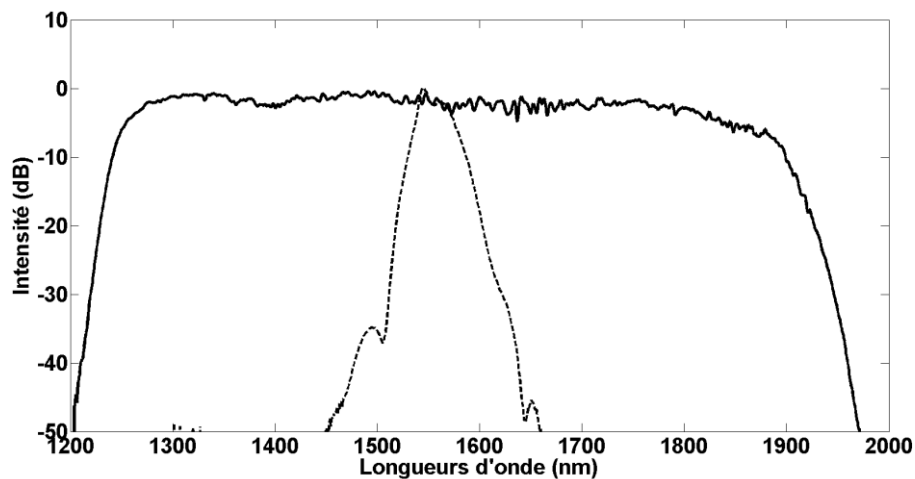


Figure 3-2. Spectre supercontinuum généré par la source SC utilisant la fibre HNLF (trait plein) et comparé au spectre du laser femtoseconde de pompe en sortie de fibre micro-lentillée.

3.3 Spectroscopie du méthane pour différentes pressions, comparaison avec la base de données HITRAN

La source supercontinuum étant en place, nous allons pouvoir observer l'évolution du SC en fonction de la pression de méthane au sein de la cellule. Nous avons pour cela réglé la pression par le biais du manomètre situé en sortie de cuve. Sur la figure suivante sont donc présentés plusieurs spectres d'absorption obtenus pour différentes pressions de méthane (0.16 bar, 0.53 bar et 1.3 bar).

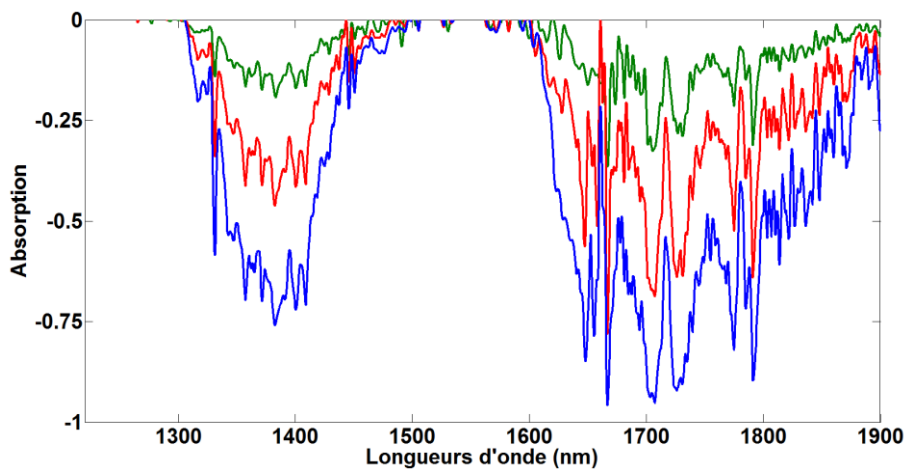


Figure 3-3. Comparaison des courbes d'absorption du méthane entre 1 μm et 2 μm à différentes pressions (0.16 bar en vert, 0.53 bar en rouge et 1.3 bar en bleu) à partir du supercontinuum généré dans la HNLF présentée en 3.2.

On constate qu'en fonction de la pression de méthane dans la cellule, certaines zones du supercontinuum sont absorbées, notamment entre 1300 nm et 1450 nm et entre 1600 nm et 1900 nm. Ces bandes spectrales correspondent, comme nous l'avons introduit précédemment (en 3.1), aux bandes d'absorptions du méthane situées entre 1 μm et 2 μm . On peut donc observer le réel impact de la présence de CH_4 dans la cellule sur le supercontinuum généré dans la HNLF. On étudie maintenant l'évolution de l'absorption du méthane en fonction de la pression au sein de la cellule, les figures 3-4 et 3-5 présentant ces résultats.

Les bandes d'absorption du gaz sont sur ces figures bien visibles, malgré le bruit présent autour de 1650 nm (figure 3-5). Ce léger bruit est principalement dû à l'instabilité de la source supercontinuum entre deux mesures, les régions du spectre de référence où il n'y a pas d'absorption n'étant jamais totalement identiques au spectre enregistré quelques minutes plus tard même si le SC est généré en régime de dispersion normale comme c'est le cas ici. Pour vérifier nos mesures d'absorption, nous avons comparé les courbes expérimentales avec les courbes d'absorption obtenues à partir de la base de données spectroscopiques HITRAN [9]. A l'aide d'un programme fortran et de son interface graphique, et à partir de cette base de données, nous avons pu tracer les courbes d'absorption du CH_4 correspondant à un trajet optique de 3.75 m pour les pressions correspondant à nos mesures. Sur la figure 3-4, on compare les résultats expérimentaux et théoriques pour la bande d'absorption du spectre entre 1700 et 1800 nm, pour 3 pressions différentes.

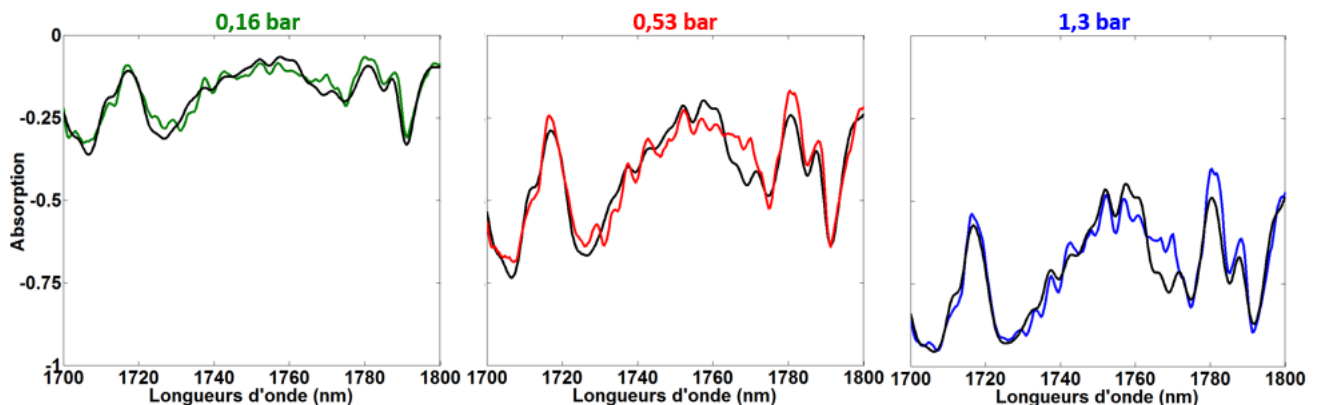


Figure 3-4. Comparaison des courbes d'absorption expérimentales avec les courbes correspondantes obtenues à partir de la base de données HITRAN pour 3 pressions différentes, entre 1700 et 1800 nm.

Les courbes en couleurs correspondent aux différentes mesures expérimentales à différentes pressions, en noir les courbes relatives à la base de donnée HITRAN. On constate que l'accord entre théorie et expérience est bon sur cette plage de longueurs d'onde. Sur la figure 3-5, on présente la comparaison pour tout le spectre du supercontinuum généré.

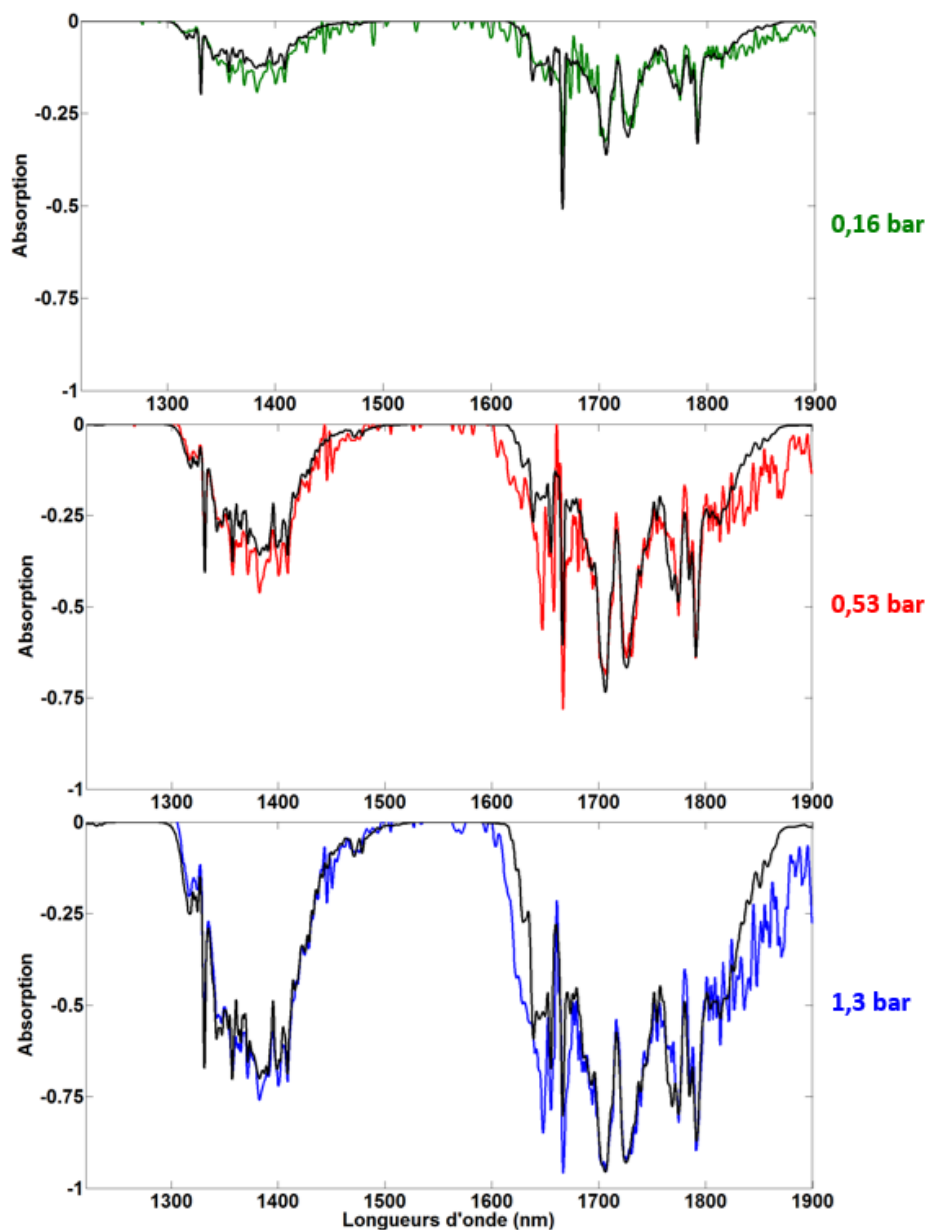


Figure 3-5. Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles obtenues à partir de la base de données HITRAN, entre 1.2 et 1.9 μm , pour différentes pressions de méthane dans la cellule.

Sur cette figure, l'accord entre les courbes d'absorptions du méthane tracées à partir de la base de données HITRAN avec les courbes obtenues expérimentalement est encore vérifié pour les pics d'atténuation entre 1 μm et 2 μm , y compris pour de basses pressions, relativement à notre expérience. On peut cependant noter une légère différence entre les résultats expérimentaux et théoriques au niveau des extrémités des bandes d'absorption, bien visible pour les pics situés entre 1600 et 1900 nm.

Cette démonstration de principe nous a permis de mettre en place un montage expérimental fonctionnel et surtout de présenter des résultats obtenus avec une source supercontinuum entre 1 et

2 μm . Nous avons mis en évidence la croissance des pics d'absorption avec la pression du gaz dans la cellule. Le bon accord entre l'expérience et les données de la base HITRAN prouve la fiabilité du système de mesure mis en place.

3.4 Bandes d'absorption au-delà de 2 μm

Nous avons jusqu'à présent réalisé une démonstration de principe avec une source supercontinuum entre 1 et 2 μm par utilisation d'une HNLF. Il a été possible d'observer les pics d'absorption du méthane sur cette gamme spectrale. Cependant, il serait intéressant de pouvoir observer les marqueurs de la présence de gaz au-delà de 2 μm . Pour cela, le méthane est de nouveau un bon candidat car il possède des raies d'absorptions entre 2.1 et 2.4 μm (figure 3-7). On constate de plus que l'intensité d'absorption des raies au-delà de 2 μm est 10 fois plus importante que pour celles situées en-dessous de 2 μm . Ceci étant, l'observation de ces marqueurs n'est pas possible avec la source supercontinuum mise en place précédemment. C'est pourquoi nous allons introduire et tester de nouvelles fibres pour la détection de traces de CH_4 au-delà de 2 μm .

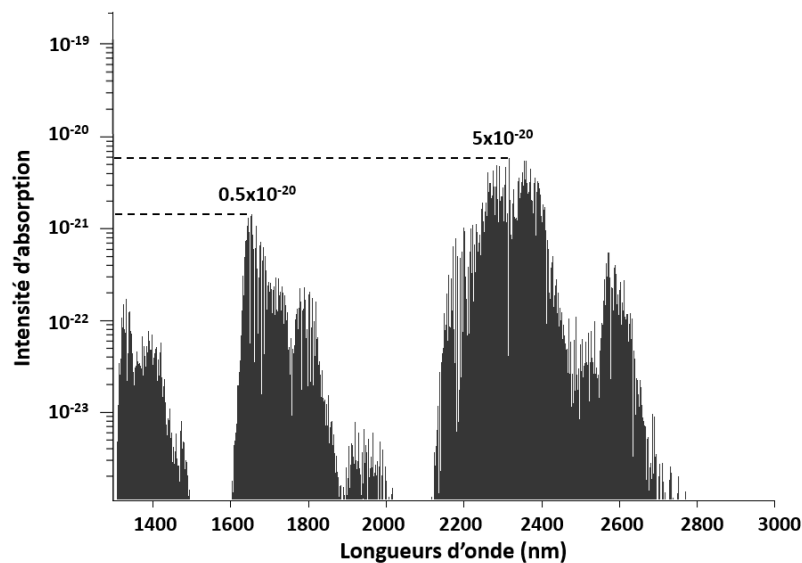


Figure 3-6. Spectre d'absorption du méthane tracé à partir des données de la base HITRAN [9], entre 1300 nm et 3000 nm. Comparaison des raies d'absorption de part et d'autre de 2 μm .

4 Utilisation d'autres types de fibres pour une source supercontinuum au-delà de 2 μm

4.1 Fibre optique microstructurée à cœur suspendu à base de tellurites

Dans cette partie, nous allons présenter une source supercontinuum utilisant une fibre microstructurée à cœur suspendu (3 trous) à bases de tellurites fabriquée au laboratoire, et montrer la possibilité d'utiliser ce type de fibre pour générer des supercontinuum dans l'IR et réaliser des expériences de détection de gaz. L'un des intérêts des fibres à base d'oxydes de tellure est que, comme nous avons eu l'occasion de le voir précédemment, le spectre de transmission du verre s'étend bien au-delà de 2 μm (ce qui n'est pas le cas de la silice). Les caractéristiques de la FOM sont présentées dans le tableau suivant :

Longueur	20 cm
Aire effective	3.4 μm^2
Atténuation (à 1550 nm)	2 dB/m
\varnothing cœur	2.1 μm
ZDW	1.4 μm

Tableau 2. Caractéristiques de la fibre optique microstructurée à cœur suspendu à base de tellurites utilisée pour la génération de supercontinuum.

On présente sur la figure 4-1 des images prises au MEB de la FOM testée ici.

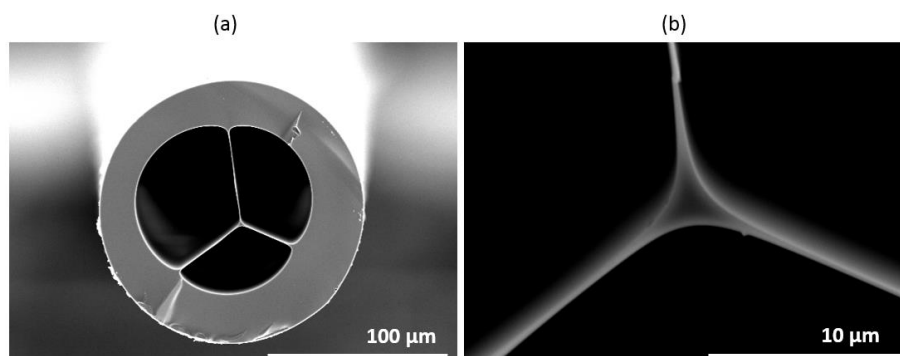


Figure 4-1. Images MEB de la fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous à base d'oxydes de tellure. (a) vue d'ensemble, (b) zoom sur le cœur de la FOM.

La fibre présentée ci-dessus est similaire à celle étudiée au chapitre IV. Le même procédé de fabrication a en effet été utilisé, seule la taille du cœur diffère de façon à adapter le zéro de dispersion à la longueur d'onde d'émission du laser. Le supercontinuum s'étendant de 1050 nm à 2300 nm présenté sur la figure 4-2 est obtenu en sortie de cette fibre. Notons que la pompe émettant à 1560 nm et le zéro de dispersion de la fibre se situant à environ 1400 nm, la dynamique de génération du SC est celle du pompage en régime de dispersion anormale, donc sensible aux instabilités [20]. Cette extension du spectre dans l'infrarouge moyen devrait nous permettre d'observer une partie des raies d'absorption du méthane dans cette gamme de longueurs d'onde. On effectue donc, comme pour la fibre hautement non-linéaire, une série de mesures à différentes pressions de méthane dans la cuve. L'impact de la pression du méthane dans la cellule sur l'absorption est présenté sur la figure 4-3.

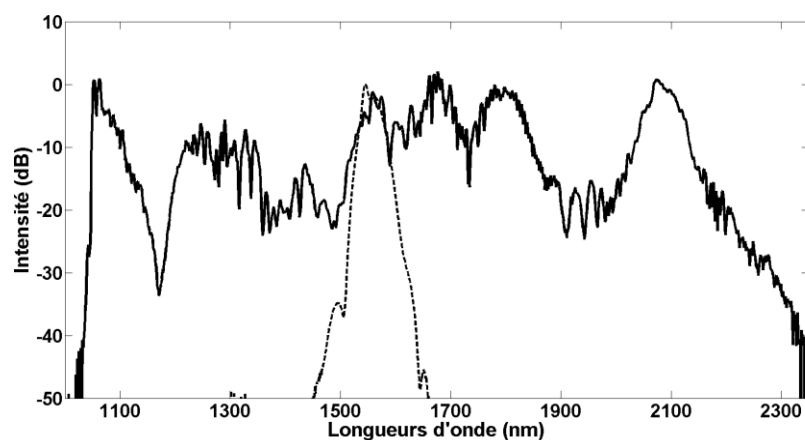


Figure 4-2. Spectre supercontinuum généré dans la fibre optique microstructurée à cœur suspendu à base d'oxydes de tellure (trait plein) à partir d'une source laser émettant des impulsions de 70-fs à 1560 nm cadencées à 80 MHz. Le spectre en sortie de fibre micro-lentillée est représenté en pointillés.

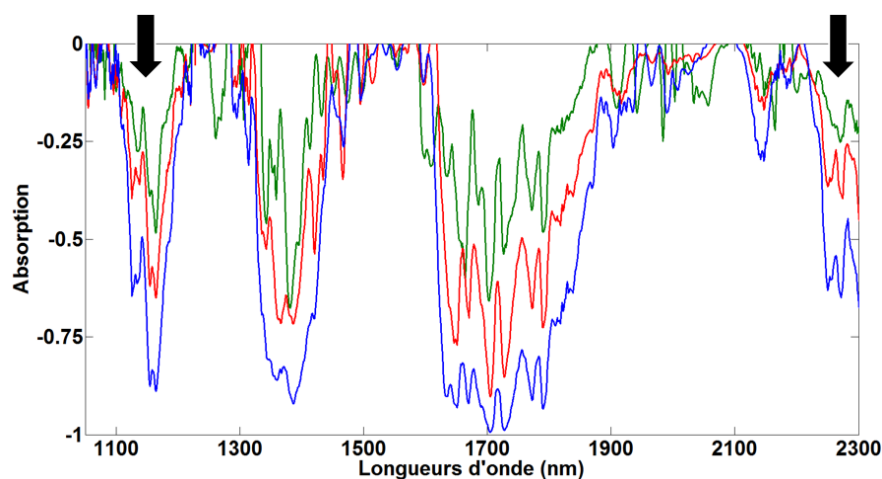


Figure 4-3. Comparaison des courbes d'absorption du méthane entre 1 μm et 2.3 μm à différentes pressions (0.81 bar en vert, 1.45 bar en rouge et 3 bars en magenta) à partir du supercontinuum généré dans la FOM présentée ci-dessus. Les flèches noires correspondent aux nouvelles raies observables par rapport à la HNLF.

On observe sur la figure 4-3 la présence du méthane par ses absorptions autour de 1400 et 1700 nm, raies que l'on avait précédemment observées dans la HNLF, mais aussi le début du pic d'absorption à 2300 nm. On constate aussi la naissance d'une absorption relative au méthane à 1150 nm. Ainsi, par le biais de la source supercontinuum utilisant la FOM à base de tellurites, nous observons des marqueurs supplémentaires. Nous mesurons au total trois raies d'absorptions relativement discriminées (pour ces pressions) entre 1 et 2 μm ainsi que les prémices de l'absorption du gaz au-delà de 2 μm . Sur la figure 4-4, nous comparons les courbes expérimentales avec les courbes tracées à partir de la base de données HITRAN, en se focalisant principalement sur la bande d'absorption 1100-1200 nm que l'on ne pouvait pas observer avec la source SC utilisant la HNFL.

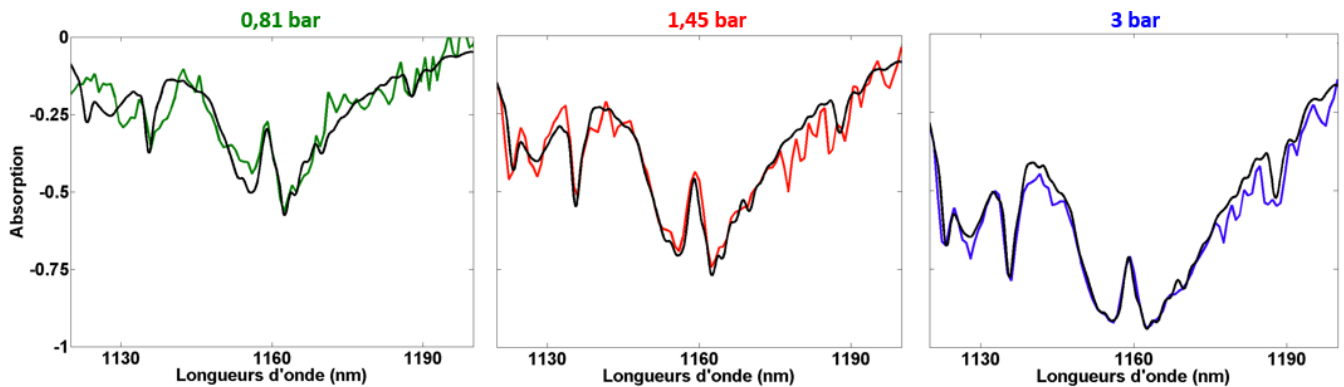


Figure 4-4. Comparaison des courbes d'absorption expérimentales avec les courbes obtenues à partir de la base de données HITRAN pour 3 pressions différentes, entre 1120 et 1200 nm.

Sur cette gamme de longueurs d'onde, l'accord expérience/théorie est bon et on ne remarque pas de bruit plus important que pour la source utilisée précédemment. Si l'on compare maintenant les spectres d'absorption obtenus sur l'étendue spectrale complète 1-2 μm (figure 4-5), les spectres expérimentaux restent en bon accord avec les spectres théoriques tracés à partir de la base HITRAN, mais un désaccord très important est noté pour la bande située au-delà de 2 μm .

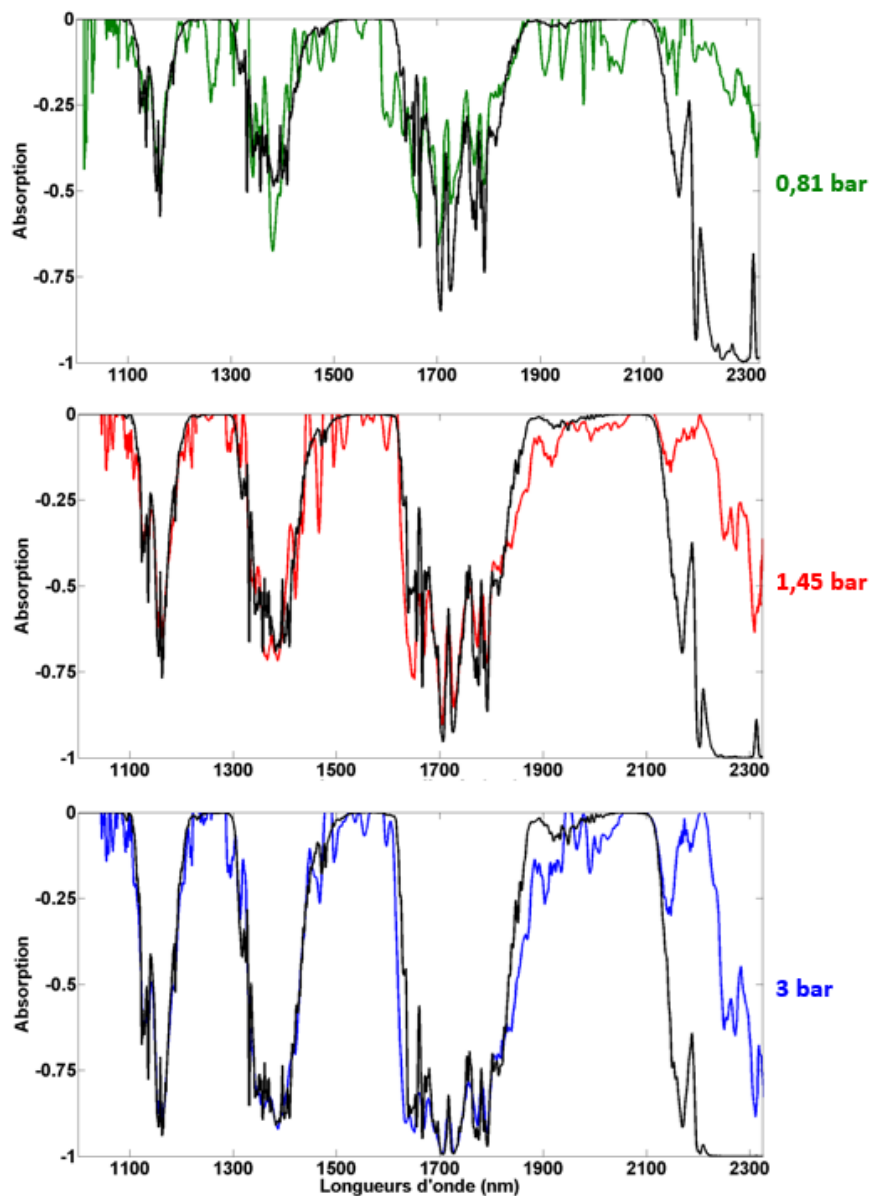


Figure 4-5. Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles (en noir) obtenues à partir de la base de données HITRAN entre 1 et 2.3 μm pour différentes pressions de méthane dans la cellule.

De plus, on voit que pour une pression inférieure à 0.81 bar il est difficile de discerner les raies du CH_4 . Contrairement à ce que l'on a pu obtenir avec la source SC utilisant la HNLF avec laquelle il était possible de détecter du CH_4 dès 0.16 bar de pression, le bruit ici généré par la source supercontinuum va empêcher la détection de traces de méthane. Le désaccord majeur au-delà de 2 μm pourrait être dû à la forte instabilité du supercontinuum dans cette zone du spectre provenant sans doute du système de couplage en air libre utilisé dans la source SC mais aussi aux instabilités du supercontinuum intrinsèques à la dynamique solitonique. Le décalage des solitons par effet Raman vers les grandes longueurs d'onde fluctue fortement et c'est pourquoi l'extrémité du SC dans l'infrarouge moyen varie grandement d'impulsion à impulsion [20]. Une autre raison plausible de la

différence observée au-delà de 2 μm pourrait provenir du détecteur utilisé ici dont la sensibilité serait défaillante sur cette gamme de longueurs d'onde et pourrait venir biaiser les mesures.

La source supercontinuum développée avec la FOM n'est donc pas forcément adaptée pour la détection du gaz, notamment parce que le supercontinuum généré paraît trop instable pour l'obtention de spectres d'absorption suffisamment précis. De plus, les résultats présentés ne sont pas suffisants pour établir l'utilité de cette FOM dans le cas de la détection de gaz au-delà de 2 μm . Il va donc être nécessaire de réaliser des fibres générant un supercontinuum plus stable et plus étendu dans l'infrarouge moyen, ce qui nous permet d'introduire la partie suivante.

4.2 Fibre optique microstructurée effilée à base de tellurites

Dans le but d'observer les marqueurs du méthane au-delà de 2 μm , nous avons réalisé une fibre effilée à partir de la FOM présenté en 4.1, dans le but de l'utiliser en tant que source supercontinuum. En se basant sur nos travaux précédents, nous avons observé que le principal problème, pour déplacer la position du second zéro de dispersion vers les longueurs d'onde plus petites, est la nécessité de descendre à des valeurs de diamètre de cœur de waist très petites (de l'ordre du μm), avec le risque de colmater les trous de la microstructure de la fibre. Nous avons donc testé plusieurs profils de fibre effilée, en jouant uniquement sur le diamètre de waist et en gardant les longueurs utilisées dans le chapitre IV pour la première transition (55 mm), le waist (5 mm) et la seconde transition (5 mm), choix que nous avons déjà justifié. Les caractéristiques de la fibre effilée après optimisation pour la longueur d'onde émise par le laser de pompe sont présentées dans le tableau suivant :

	Longueur de fibre totale	~ 15 cm
Section uniforme	\emptyset cœur (FOM uniforme)	2.1 μm
	ZDW	1.4 μm
Section effilée	\emptyset cœur	1 μm
	Aire effective	1 μm^2
	ZDW 1	1.1 μm
	ZDW 2	2.3 μm

Tableau 3. Caractéristiques de la fibre optique microstructurée à cœur suspendu effilée à base de tellurites utilisée pour la génération de supercontinuum.

La figure 4-6 présente les images MEB de la coupe transversale de la FOM effilée à différentes positions le long de la fibre. On remarque que la structure de fibre est conservée jusque dans le waist.

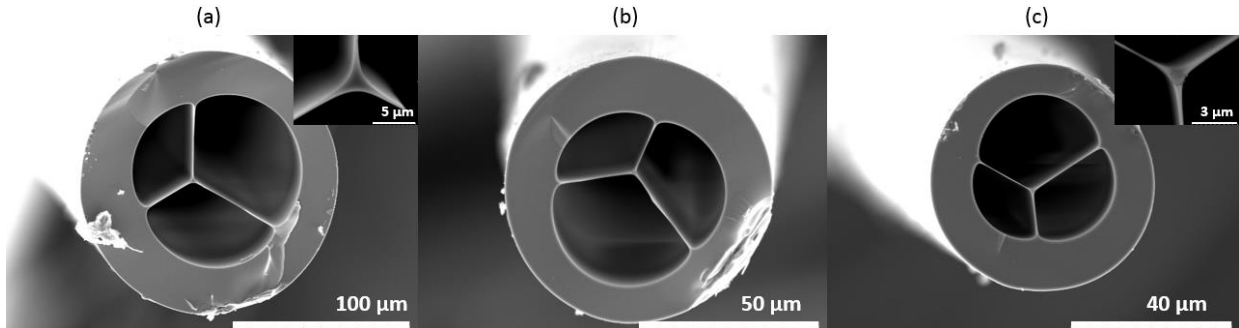


Figure 4-6. Images MEB de coupes transversales de la FOM effilée à cœur suspendu 3 trous à base d'oxydes de tellure testée à différentes positions le long de la fibre. (a) section uniforme de FOM, inséré : image MEB du cœur, (b) section de la première transition de la FOM effilée, (c) section de la FOM effilée au niveau du waist, insérée : image MEB du cœur.

La source supercontinuum génère un spectre qui, après passage dans la cellule (à vide), est mesuré. Il est présenté sur la figure 4-7.

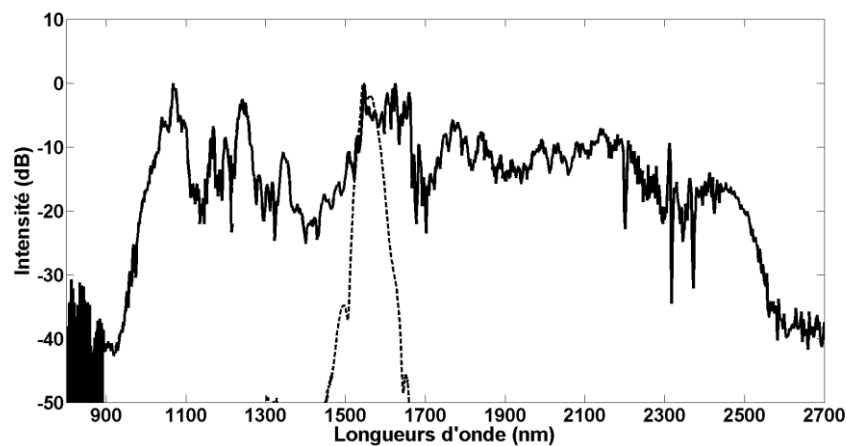


Figure 4-7. Spectre de la source supercontinuum utilisant la fibre optiques microstructurée effilée à cœur suspendu à base d'oxydes de tellure (trait plein) collecté en sortie de cellule ; en pointillés le spectre de la source de pompe en sortie de fibre micro-lentillée.

Le design de la fibre effilée permet d'éviter le colmatage des trous de la microstructure tout en optimisant l'accélération du décalage du soliton dans l'infrarouge moyen. Le supercontinuum généré par la source s'étend de 900 nm à 2550 nm. Le gain ainsi obtenu vers les grandes longueurs d'onde par rapport à la source SC « FOM uniforme » est d'environ 250 nm (figure 4-8). Cette extension s'explique notamment par la présence du second zéro de dispersion vers 2300 nm qui permet un transfert d'énergie efficace des solitons décalés le plus loin dans l'infrarouge moyen par génération d'ondes dispersives supplémentaires (voir chapitre IV).

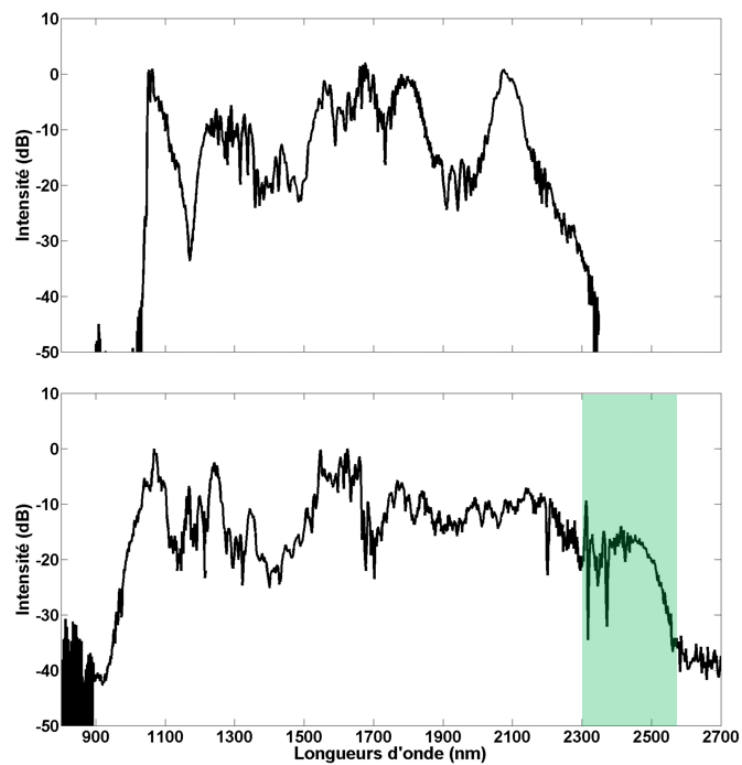


Figure 4-8. Comparaison et mise en évidence du gain spectral dans l'infrarouge moyen entre la source SC utilisant la FOM uniforme (en haut) et celle utilisant la FOM effilée (en bas).

Nous allons maintenant essayer de voir si cet élargissement supplémentaire dans l'infrarouge apporté par la fibre effilée va nous permettre d'observer les raies d'absorption du méthane sur cette gamme de longueurs d'onde.

Sur la figure 4-9, on présente l'impact de la variation de pression du méthane sur le supercontinuum généré au-delà de 2.1 μm . On peut constater la naissance et l'augmentation du pic d'absorption du méthane en fonction de la pression dans la cuve, sur le supercontinuum généré.

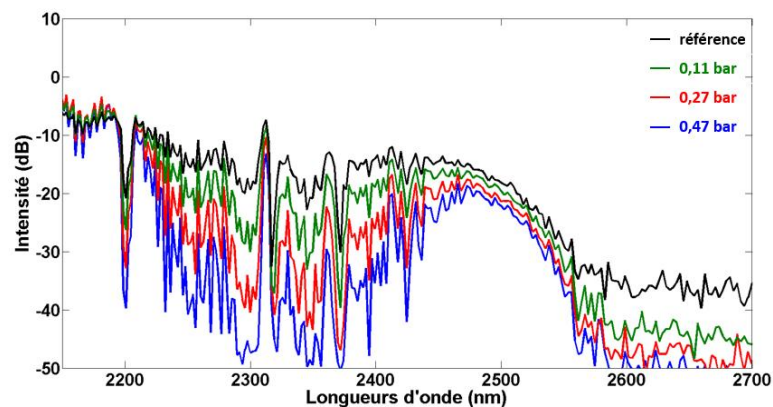


Figure 4-9. Spectres supercontinuum générés dans la FOM effilée, pour différentes pressions de gaz dans la cuve (indiquées en légende). On peut distinguer la naissance et l'augmentation du pic d'absorption du méthane au-delà de 2.2 μm .

Pour compléter et vérifier ces résultats, on présente (figure 4-10) la comparaison entre l'absorption du méthane (par rapport au spectre de référence) mesurée expérimentalement avec les courbes obtenues à partir de la base de données HITRAN. On constate, en analysant ces figures, que l'accord entre théorie et expérience est bon, comparé à ce que l'on avait obtenu par le biais de la FOM uniforme. L'intensité du pic d'absorption du CH_4 sur cette gamme spectrale étant, par ailleurs, plus importante que ceux observés jusqu'à maintenant, on constate qu'une pression relativement faible suffit à permettre la détection du méthane dans la cuve (à partir de 0.11 bar) et que l'absorption sature déjà à 0.47 bar. Le pic d'absorption du méthane localisé entre 2 et 3 μm permet donc la détection du gaz à de plus basses concentration et est donc plus intéressant à étudier si l'on veut réaliser un capteur de méthane relativement sensible.

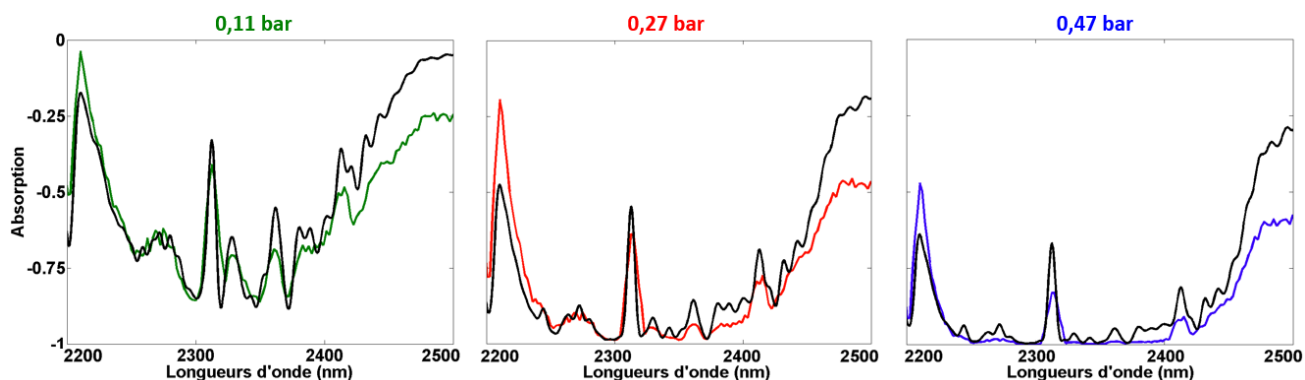


Figure 4-10. Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles obtenues à partir de la base de données HITRAN pour différentes pressions de méthane dans la cuve.

L'extension significative au-delà de 2.3 μm permet de s'affranchir ici des problèmes d'instabilités précédemment observés. De plus, de précédents travaux ont montré que la génération d'ondes dispersives en présence d'un second zéro de dispersion peut mener à une réduction des fluctuations spectrales d'intensité [21].

4.3 Limites et problèmes

Malgré ces résultats encourageants, on a pu voir que le principal problème pour la détection précise du méthane venait de la stabilité du supercontinuum généré par la source. Ce bruit provient en partie de la technique de couplage par fibre micro-lentillée utilisée dans la source SC. Ce système est viable pour des mesures rapides, mais est mécaniquement trop sensible aux fluctuations de l'environnement dans lequel il est installé pour des mesures expérimentales qui nécessitent plusieurs minutes. Ce problème pourrait être contourné s'il était possible de réaliser une source SC totalement fibrée, mais ceci paraît être pour le moment compliqué, d'un point de vue technologique, en utilisant les FOMs à cœur suspendu que nous avons étudiées jusqu'à maintenant. Une solution pourrait venir

de la connectivisation des fibres, mais cela n'est pour le moment possible qu'avec des fibres pleines (NP Photonics pour des fibres à base de tellurites, CorActive pour les chalcogénides). Une autre solution pourrait être le collage des fibres bout à bout (SMF avec fibre microstructurée). En régime de dispersion anormale, il est aussi connu que, de par la dynamique solitonique de génération du SC, le spectre est relativement instable. Si l'on veut réaliser des capteurs précis et stables, il va donc être primordial de se pencher sur des fibres présentant une dispersion normale pour une longueur d'onde de pompe donnée. Comme pour le cas de la fibre hautement non-linéaire silice, on a pu constater que le spectre généré était beaucoup plus stable et les raies plus facilement discriminables. Cependant, l'avantage d'utiliser les FOMs à base de tellurites dans la source SC est que le spectre généré en dispersion anormale s'étend bien plus loin dans l'infrarouge moyen, notamment pour la FOM effilée, dont le supercontinuum nous a permis d'observer les raies d'absorption du méthane autour de $2.3 \mu\text{m}$.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons donc nous pencher sur de nouvelles fibres pompées en régime de dispersion normale, l'une à base de tellurites et développée au laboratoire, la seconde étant un prototype de FOM pleine en silice développé en Pologne.

5 Vers de nouvelles fibres

5.1 Fibre optique à saut d'indice (profil en W) à base de tellurites

La fibre testée ici est une fibre à saut d'indice à base de tellurites. Sa composition est la suivante, pour le cœur $80\text{TeO}_2 - 10\text{ZnO} - 10\text{Na}_2\text{O}$ (% mol.), pour la première gaine $60\text{TeO}_2 - 20\text{Na}_2\text{O} - 15\text{GnSe} - 5\text{ZnO}$ (% mol.) et pour la seconde gaine $80\text{TeO}_2 - 10\text{ZnO} - 10\text{Na}_2\text{O}$ (% mol.). L'indice du cœur et de la gaine extérieure est de 2.054, celui de la gaine intérieure de 1.905. La différence entre l'indice de cœur et de la première gaine est donc de 0.149, ce qui permet le guidage dans le cœur. Cette fibre a un profil de type W, détaillé sur la figure 5-1.

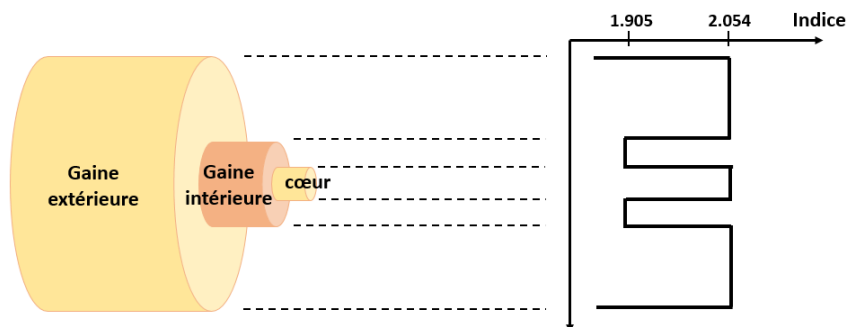


Figure 5-1. Structure en W de la fibre à saut d'indice à base de tellurites utilisée pour l'expérience.

Quelques caractéristiques de la fibre sont présentées dans le tableau suivant et sur la figure 5-2, qui montre aussi une coupe transversale de celle-ci vue au microscope optique.

On discerne assez nettement la structure à saut d'indice et les 2 matériaux qui la composent.

Longueur	30 cm
Aire effective	μm^2
\varnothing cœur	$\sim 4 \mu\text{m}$
Dispersion (à 1550 nm)	$\sim -40 \text{ ps/nm/km}$

Tableau 4. Caractéristiques de la fibre optique à profil en W à base de tellurites utilisée pour la génération de supercontinuum.

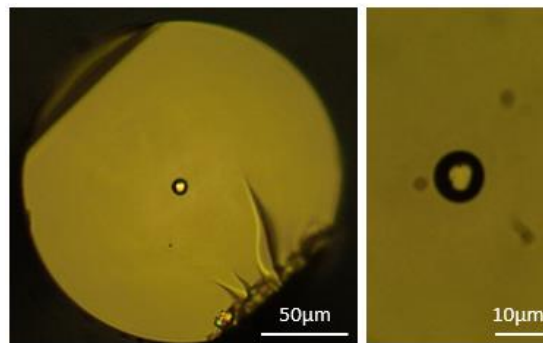


Figure 5-2. Image au microscope optique d'une coupe transversale de la fibre à saut d'indice à base d'oxydes de tellure testée pour la génération de supercontinuum.

Après son intégration à la source SC, on mesure le spectre généré par cette fibre (figure 5-3) après passage dans la cellule à vide. On retrouve un supercontinuum assez plat caractéristique des élargissements en dispersion normale comme pour la fibre HNLF silice.

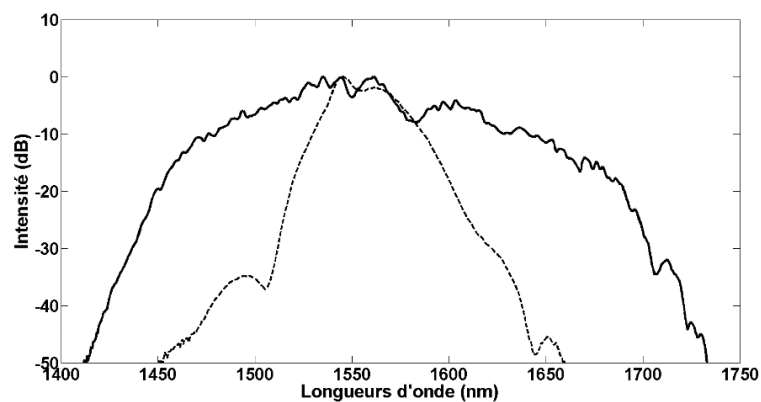


Figure 5-3. Spectre supercontinuum généré par la source développée à partir de la fibre à profil en W à base d'oxydes de tellure (trait plein), le spectre de la source fs de pompe est représenté en pointillés.

Cette fibre, entièrement conçue au laboratoire, n'est pour le moment pas réellement optimisée pour ce type d'application. Mais les résultats sont assez encourageants car on obtient un élargissement en régime de dispersion normal certes peu important, mais stable, qui s'étend de 1420 nm à 1730 nm. Le léger élargissement spectral obtenu avec cette source nous permet aussi d'observer une partie du pic d'absorption du méthane entre 1600 nm et 1900 nm. Nous avons donc procédé aux mesures expérimentales de détection de CH_4 (figure 5-4). L'accord entre expérience et théorie est assez bon. Il est assez facile de discriminer les raies principales du méthane dans cette gamme spectrale et pour des pressions à partir de 0.24 bar malgré des instabilités en amplitude qui peuvent être liées au couplage par fibre micro-lentillée. Notons que le spectre d'absorption paraît nettement plus stable pour cette source que pour celles utilisant les FOMs et testées précédemment.

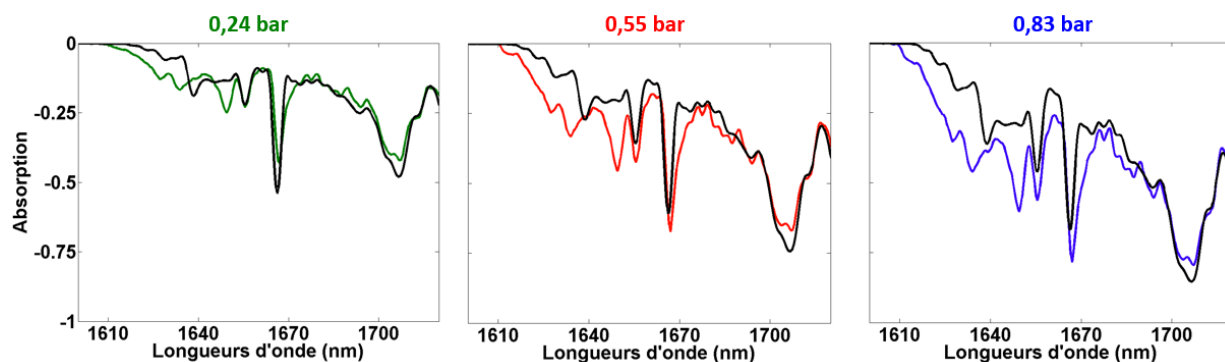


Figure 5-4. Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles obtenues à partir de la base de données HITRAN à différentes pressions entre 1600 et 1720 nm.

5.2 Fibre optique microstructurée tout solide à base de silice

Pour terminer ce chapitre, nous allons présenter les derniers résultats obtenus, cette fois par l'utilisation dans la source supercontinuum d'une FOM pleine en silice. Cette fibre est un prototype fourni par l'équipe de R. Buczynski, qui a récemment publié des travaux sur la génération de supercontinuum dans des fibres de même type [22]–[24]. Nous allons tout d'abord détailler dans le tableau suivant quelques caractéristiques de la fibre testée. La figure 5-5 montre une coupe au MEB de fibre en silice de même type que celle testée par la suite.

Longueur	2 m
\varnothing cœur	$\sim 2 \mu\text{m}$
Aire effective	$3 \mu\text{m}^2$
Dispersion (à 1550 nm)	$- 8 \text{ ps/nm.km}^{-1}$

Pertes moyennes	3 dB/m
-----------------	--------

Tableau 5. Caractéristiques de la fibre optique microstructurée pleine, prototype en silice utilisé pour la source supercontinuum.

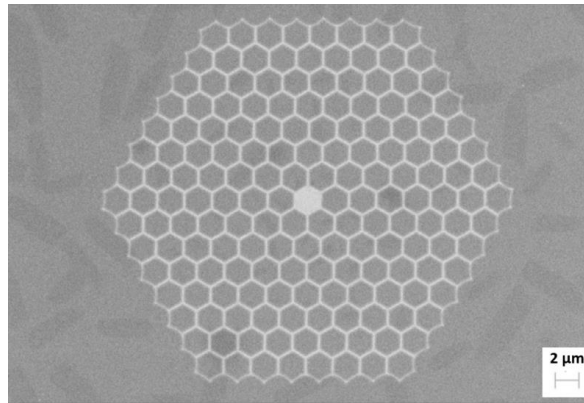


Figure 5-5. Image MEB d'une coupe de fibre pleine microstructurée en silice du même type que celle testée pour la source supercontinuum [22].

La fibre a été fabriquée par méthode du « stack and draw ». Les capillaires sont en silice et présentent tandis que le reste de la fibre est fabriqué à partir d'un verre de borosilicate à faible indice de réfraction [22].

En sortie de cellule, nous avons obtenu l'élargissement spectral présenté sur la figure 5-6.

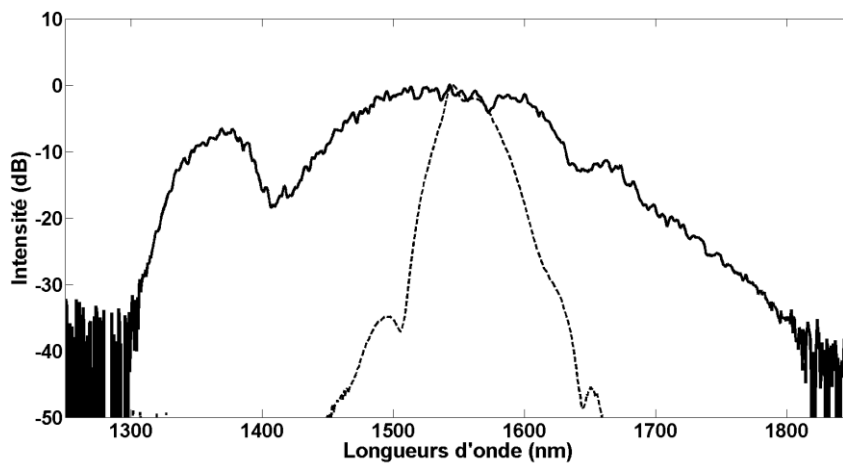


Figure 5-6. Spectre supercontinuum généré dans la fibre microstructurée pleine en silice en trait plein, à partir de la source laser femtoseconde dont le spectre est représenté en pointillés.

Comme pour la fibre optique à profil en W présentée précédemment, cet élargissement nous permet d'observer une partie du pic d'absorption du méthane entre 1600 nm et 1900 nm. La série de mesure

d'absorption comparée à la base de données HITRAN est présentée sur la figure 5-7. Elle concerne la plage de longueurs d'onde 1700-1800 nm.

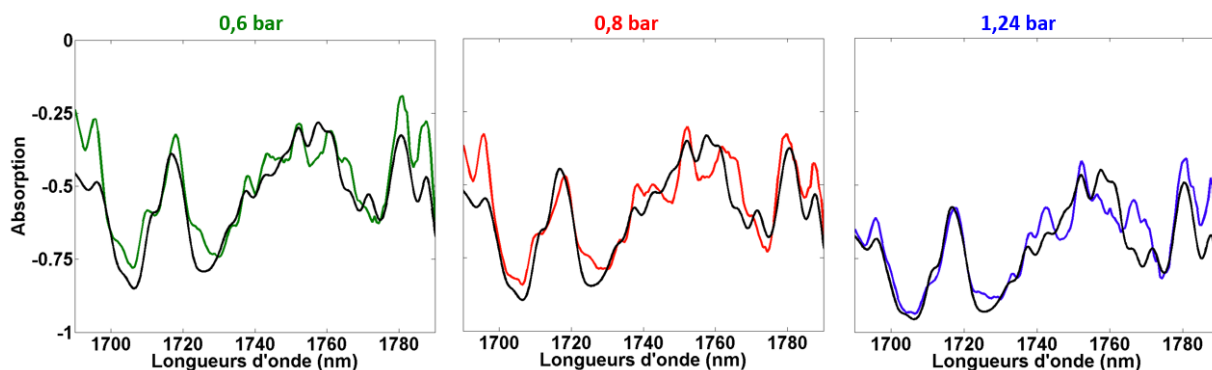


Figure 5-7. Absorption mesurée du méthane et courbes obtenues à partir de la base de données HITRAN (en noir) à différentes pressions de méthane dans la cellule, entre 1700 et 1800 nm.

La figure 5-7 nous permet de constater que l'accord entre la théorie et l'expérience n'est pas totalement satisfaisant pour une source SC en régime de dispersion normale. Le fait que le couplage se fasse ici en air libre par fibre micro-lentillée est sans doute la principale cause d'instabilité du supercontinuum. Cependant, notons que ce type de FOM tout solide peut-être soudé aux fibres standards plus aisément que les FOMs en tellurites avec des trous d'air. C'est l'une des raisons expliquant pourquoi notre équipe se penche dorénavant sur des structures tellurite à saut d'indice, ou profil en W, comme celle que nous avons présenté en 5.1. Ce type de fibre, après optimisation pour la génération de supercontinuum, pourrait permettre de réaliser des systèmes entièrement fibrés qui permettraient d'améliorer le couplage et de passer outre les problèmes d'absorption des OH à 3 μm , avec un pompage à 2 μm par un laser à fibre dopée thulium.

6 Conclusion et discussion

Dans ce chapitre final, nous avons dans un premier temps mis en place une expérience de détection de gaz en utilisant un supercontinuum généré à partir d'une fibre silice fortement non-linéaire. Cette étape, qui constitue une démonstration de principe, nous a permis de valider notre système expérimental en montrant qu'il était possible de détecter les absorptions du méthane. Il a été mis en avant que le principal intérêt des sources supercontinuum en spectroscopie est de pouvoir détecter de multiples raies d'absorption de gaz dans l'infrarouge, au-delà de 2 μm , gamme spectrale où les absorptions sont beaucoup plus intenses. C'est pour cela que, dans un second temps, nous avons pour objectif d'étendre le spectre de notre source SC dans l'infrarouge moyen et ceci a pu être réalisé en utilisant une de nos fibres microstructurée effilées à base d'oxydes de tellure et optimisée pour la source laser utilisée. Le spectre SC ainsi généré s'étend jusqu'à 2.55 μm , nous permettant alors d'observer les raies d'absorption du méthane sur cette gamme spectrale. Cependant, le principal inconvénient mis en avant par ces expériences est que ces fibres, pompées

en régime de dispersion anormale, ne permettent pas la détection de gaz à basse pression avec une bonne précision à cause des instabilités en amplitude de la source SC. C'est pourquoi, dans une dernière partie, l'accent a été mis sur la génération de supercontinuum dans de nouvelles fibres (pas encore optimisées), à base de tellurites mais aussi en silice, pompées en régime de dispersion normale. Nous avons ainsi obtenu des supercontinua générés non plus sur une dynamique solitonique, mais principalement par SPM, ce qui permet d'obtenir des propriétés de cohérence optimales. La détection de méthane a pu être réalisée en utilisant ces fibres, uniquement pour les raies d'absorption inférieures à 2 μm pour le moment.

Ces résultats obtenus en régime de dispersion normale sont encourageants. Une des perspectives envisageables serait de passer à la technique ultra rapide de spectroscopie (nécessitant une source SC stable et cohérente, comme celles introduites dans la partie 5) qui nécessite une étape d'étirement temporelle puis de détection par photodiode rapide, mode de fonctionnement que nous avons expliqué en introduction de chapitre. D'autres perspectives pourraient être la détection de mélange de gaz. Il faut pour cela une source stable permettant la détection de trace de gaz à faible pression, ou encore la détection de gaz d'oxydes d'azote (NOx) particulièrement intéressants de par leur dangerosité. Cependant, la principale limite que nous pouvons d'ores et déjà mettre en avant est la disponibilité encore limitée des photodiodes rapides au-delà de 2 μm .

Bibliographie

- [1] C. N. Banwell, *Fundamentals of molecular spectroscopy*, McGraw-Hil. 1966.
- [2] B. Stuart, "Infrared Spectroscopy," *Kirk-Othmer Encycl. Chem. Technol.*, no. 1, pp. 1–20, 2000.
- [3] S. Svanberg, *Atomic and Molecular Spectroscopy: Basic Aspects and Practical Applications*, Springer. 2004.
- [4] S. W. Sharpe, T. J. Johnson, R. L. Sams, P. M. Chu, G. C. Rhoderick, and P. a. Johnson, "Gas-phase databases for quantitative infrared spectroscopy," *Appl. Spectrosc.*, vol. 58, no. 12, pp. 1452–1461, 2004.
- [5] C. F. Kaminski, R. S. Watt, a. D. Elder, J. H. Frank, and J. Hult, "Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 92, no. 3 SPECIAL ISSUE, pp. 367–378, 2008.
- [6] H. Kano and H. Hamaguchi, "Ultrabroadband ($>2500\text{ cm}^{-1}$) multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering microspectroscopy using a supercontinuum generated from a photonic crystal fiber," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 12, pp. 1–3, 2005.
- [7] J. M. Langridge, T. Laurila, R. S. Watt, R. L. Jones, C. F. Kaminski, and J. Hult, "Cavity enhanced absorption spectroscopy of multiple trace gas species using a supercontinuum radiation source.," *Opt. Express*, vol. 16, no. 14, pp. 10178–88, Jul. 2008.
- [8] R. S. Watt, C. F. Kaminski, and J. Hult, "Generation of supercontinuum radiation in conventional single-mode fibre and its application to broadband absorption spectroscopy," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 90, no. 1, pp. 47–53, 2008.
- [9] L. S. Rothman, I. E. Gordon, Y. Babikov, a. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L. R. Brown, a. Campargue, K. Chance, E. a. Cohen, L. H. Coudert, V. M. Devi, B. J. Drouin, a. Fayt, J. M. Flaud, R. R. Gamache, J. J. Harrison, J. M. Hartmann, C. Hill, J. T. Hodges, D. Jacquemart, a. Jolly, J. Lamouroux, R. J. Le Roy, G. Li, D. a. Long, O. M. Lyulin, C. J. Mackie, S. T. Massie, S. Mikhailenko, H. S. P. Müller, O. V. Naumenko, a. V. Nikitin, J. Orphal, V. Perevalov, a. Perrin, E. R. Polovtseva, C. Richard, M. a H. Smith, E. Starikova, K. Sung, S. Tashkun, J. Tennyson, G. C. Toon, V. G. Tyuterev, and G. Wagner, "The HITRAN2012 molecular spectroscopic database," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 130, pp. 4–50, 2013.
- [10] P. Kelkar, F. Coppinger, A. Bhushan, and B. Jalali, "Time-domain optical sensing," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. September, pp. 1661–1662, 1999.
- [11] J. Hult, R. S. Watt, and C. F. Kaminski, "Dispersion measurement in optical fibers using supercontinuum pulses," *J. Light. Technol.*, vol. 25, no. 3, pp. 820–824, 2007.

- [12] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 1135–1184, Oct. 2006.
- [13] S. Dupont, Z. Qu, S.-S. Kiwanuka, L. E. Hooper, J. C. Knight, S. R. Keiding, and C. F. Kaminski, "Ultra-high repetition rate absorption spectroscopy with low noise supercontinuum radiation generated in an all-normal dispersion fibre," *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, no. 7, p. 075601, 2014.
- [14] K. Krzempek, M. Jahjah, R. Lewicki, P. Stefański, S. So, D. Thomazy, and F. K. Tittel, "CW DFB RT diode laser-based sensor for trace-gas detection of ethane using a novel compact multipass gas absorption cell," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 112, no. 4, pp. 461–465, 2013.
- [15] A. Biaggi-Labiosa, F. Solá, M. Lebrón-Colón, L. J. Evans, J. C. Xu, G. Hunter, G. M. Berger, and J. M. González, "Nanorods: Room Temperature To High Temperature Detection," *Nanotechnology*, vol. 23, no. 45, p. 455501, 2012.
- [16] W. Braker and A. Mossman, *Matheson gas data book*, 6th ed. Lyndhurst: Matheson, 1980.
- [17] L. R. Brown, K. Sung, D. C. Benner, V. M. Devi, V. Boudon, T. Gabard, C. Wenger, a. Campargue, O. Leshchishina, S. Kassı, D. Mondelain, L. Wang, L. Daumont, L. Régalia, M. Rey, X. Thomas, V. G. Tyuterev, O. M. Lyulin, a. V. Nikitin, H. M. Niederer, S. Albert, S. Bauerecker, M. Quack, J. J. O'Brien, I. E. Gordon, L. S. Rothman, H. Sasada, a. Coustenis, M. a H. Smith, T. Carrington, X. G. Wang, a. W. Mantz, and P. T. Spickler, "Methane line parameters in the HITRAN2012 database," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 130, pp. 201–219, 2013.
- [18] "HITRAN database." [Online]. Available: <https://www.cfa.harvard.edu/hitran/>.
- [19] C. Finot, B. Kibler, L. Provost, and S. Wabnitz, "Beneficial impact of wave-breaking for coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 11, p. 1938, 2008.
- [20] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, "Optical rogue waves.," *Nature*, vol. 450, no. 7172, pp. 1054–1057, 2007.
- [21] B. Kibler, C. Finot, and J. M. Dudley, "Soliton and rogue wave statistics in supercontinuum generation in photonic crystal fibre with two zero dispersion wavelengths," *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 173, no. 1, pp. 289–295, 2009.
- [22] B. Siwicki, M. Klimczak, R. Stępień, and R. Buczyński, "Supercontinuum generation enhancement in all-solid all-normal dispersion soft glass photonic crystal fiber pumped at 1550nm," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 25, pp. 64–71, 2015.
- [23] M. Klimczak, B. Siwicki, P. Skibiński, D. Pysz, R. Stępień, A. Heidt, C. Radzewicz, and R. Buczyński, "Coherent supercontinuum generation up to 2.3 μm in all-solid soft-glass photonic crystal fibers with flat all-normal dispersion," *Opt. Express*, vol. 22, no. 15, p. 18824, 2014.

- [24] G. Stepniewski, M. Klimczak, H. Bookey, B. Siwicki, D. Pysz, R. Stepień, a K. Kar, a J. Waddie, M. R. Taghizadeh, and R. Buczyński, "Broadband supercontinuum generation in normal dispersion all-solid photonic crystal fiber pumped near 1300 nm," *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, no. 5, p. 055103, 2014.

Table des figures

Figure 1-1. Spectres d'absorption pour cinq différents gaz dans l'infrarouge moyen (à 100% vol.), provenant de la base de données PNNL [4].	125
Figure 2-1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les expériences de détection du méthane par la génération d'un supercontinuum dans différents types de fibres optiques.	127
Figure 2-2. Spectre de l'impulsion en sortie de laser (a), en sortie de fibre micro-lentillée (b).	128
Figure 2-3. (a) schéma de la cellule multi-passage de Sentinel Photonics avec dimensions en mm, (b) photo de la cellule et, insérée, photo du principe de fonctionnement par réflexions sur miroirs sphériques, au total 107 réflexions sont effectuées par le faisceau.	129
Figure 3-1. Spectre d'absorption du méthane entre 1200 nm et 2000 nm, tracé à partir des données de la base HITRAN.	130
Figure 3-2. Spectre supercontinuum généré par la source SC utilisant la fibre HNLF (trait plein) et comparé au spectre du laser femtoseconde de pompe en sortie de fibre micro-lentillée.	132
Figure 3-3. Comparaison des courbes d'absorption du méthane entre 1 μm et 2 μm à différentes pressions (0.16 bar en vert, 0.53 bar en rouge et 1.3 bar en bleu) à partir du supercontinuum généré dans la HNLF présentée en 3.2.	132
Figure 3-4. Comparaison des courbes d'absorption expérimentales avec les courbes correspondantes obtenues à partir de la base de données HITRAN pour 3 pressions différentes, entre 1700 et 1800 nm.	133
Figure 3-5. Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles obtenues à partir de la base de données HITRAN, entre 1.2 et 1.9 μm , pour différentes pressions de méthane dans la cellule.	134
Figure 3-6. Spectre d'absorption du méthane tracé à partir des données de la base HITRAN [9], entre 1300 nm et 3000 nm. Comparaison des raies d'absorption de part et d'autre de 2 μm .	135
Figure 4-1. Images MEB de la fibre optique microstructurée à cœur suspendu 3 trous à base d'oxydes de tellure. (a) vue d'ensemble, (b) zoom sur le cœur de la FOM.	136
Figure 4-2. Spectre supercontinuum généré dans la fibre optique microstructurée à cœur suspendu à base d'oxydes de tellure (trait plein) à partir d'une source laser émettant des impulsions de 70-fs à 1560 nm cadencées à 80 MHz. Le spectre en sortie de fibre micro-lentillée est représenté en pointillés.	137
Figure 4-3. Comparaison des courbes d'absorption du méthane entre 1 μm et 2.3 μm à différentes pressions (0.81 bar en vert, 1.45 bar en rouge et 3 bars en magenta) à partir du supercontinuum généré dans la FOM présentée ci-dessus. Les flèches noires correspondent aux nouvelles raies observables par rapport à la HNLF.	137
Figure 4-4. Comparaison des courbes d'absorption expérimentales avec les courbes obtenues à partir de la base de données HITRAN pour 3 pressions différentes, entre 1120 et 1200 nm.	138
Figure 4-5. Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles (en noir) obtenues à partir de la base de données HITRAN entre 1 et 2.3 μm pour différentes pressions de méthane dans la cellule.	139

- Figure 4-6.** Images MEB de coupes transversales de la FOM effilée à cœur suspendu 3 trous à base d'oxydes de tellure testée à différentes positions le long de la fibre. (a) section uniforme de FOM, inséré : image MEB du cœur, (b) section de la première transition de la FOM effilée, (c) section de la FOM effilée au niveau du waist, insérée : image MEB du cœur. _____ 141
- Figure 4-7.** Spectre de la source supercontinuum utilisant la fibre optiques microstructurée effilée à cœur suspendu à base d'oxydes de tellure (trait plein) collecté en sortie de cellule ; en pointillés le spectre de la source de pompe en sortie de fibre micro-lentillée. _____ 141
- Figure 4-8.** Comparaison et mise en évidence du gain spectral dans l'infrarouge moyen entre la source SC utilisant la FOM uniforme (en haut) et celle utilisant la FOM effilée (en bas). _____ 142
- Figure 4-9.** Spectres supercontinuum générés dans la FOM effilée, pour différentes pressions de gaz dans la cuve (indiquées en légende). On peut distinguer la naissance et l'augmentation du pic d'absorption du méthane au-delà de $2.2 \mu\text{m}$. _____ 142
- Figure 4-10.** Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles obtenues à partir de la base de données HITRAN pour différentes pressions de méthane dans la cuve. _____ 143
- Figure 5-1.** Structure en W de la fibre à saut d'indice à base de tellurites utilisée pour l'expérience. 144
- Figure 5-2.** Image au microscope optique d'une coupe transversale de la fibre à saut d'indice à base d'oxydes de tellure testée pour la génération de supercontinuum. _____ 145
- Figure 5-3.** Spectre supercontinuum généré par la source développée à partir de la fibre à profil en W à base d'oxydes de tellure (trait plein), le spectre de la source fs de pompe est représenté en pointillés. _____ 145
- Figure 5-4.** Comparaison de l'absorption du méthane entre les courbes obtenues expérimentalement et celles obtenues à partir de la base de données HITRAN à différentes pressions entre 1600 et 1720 nm. _____ 146
- Figure 5-5.** Image MEB d'une coupe de fibre pleine microstructurée en silice du même type que celle testée pour la source supercontinuum [22]. _____ 147
- Figure 5-6.** Spectre supercontinuum généré dans la fibre microstructurée pleine en silice en trait plein, à partir de la source laser femtoseconde dont le spectre est représenté en pointillés. _____ 147
- Figure 5-7.** Absorption mesurée du méthane et courbes obtenues à partir de la base de données HITRAN (en noir) à différentes pressions de méthane dans la cellule, entre 1700 et 1800 nm. _____ 148

Conclusion générale et perspectives

L'objectif initialement fixé pour cette thèse, l'étude et la réalisation d'une source supercontinuum compacte dans l'infrarouge moyen en utilisant des fibres optiques à base de tellurites pour une application de détection de gaz, a été atteint. Le principal problème lié à ces verres, pointé par de précédents travaux, est la présence d'absorptions OH qui viennent limiter l'élargissement spectral dans l'infrarouge moyen. C'est pourquoi nos travaux se sont dans un premier temps orientés vers la génération de supercontinuum induit par filamentation dans des verres massifs par utilisation de sources laser de fortes puissances (chapitre III). Ces travaux sont les premiers présentant une caractérisation complète du SC généré, à la fois angulairement, temporellement et spectralement. Nous avons pu mettre en avant la génération d'un supercontinuum s'étendant du visible à l'infrarouge moyen (0.9-4 μm) mettant en œuvre une source de pompe émettant à 2.4 μm des impulsions de 300 μJ , dans des verres massifs présentant un coefficient non-linéaire important et en présence d'absorptions OH. Malgré des spectres générés très satisfaisants en termes d'étendue spectrale, les possibilités d'applications restent limitées avec ce type de source de pompe, encombrant et onéreux.

Nos recherches se sont donc par la suite orientées vers la réalisation d'une source supercontinuum plus compacte utilisant des guides d'onde permettant l'augmentation de l'efficacité nonlinéaire (via les effets de confinement de la lumière), de façon à permettre la génération d'un spectre au-delà de 3 μm . Les résultats ont été présentés dans le chapitre IV. Comme cela a été étudié et présenté, nous avons fait le choix d'utiliser des FOMs effilées qui sont reconnues pour les possibilités qu'elles offrent en termes d'optimisation des effets nonlinéaires impliqués lors de la génération de SC par manipulation de leurs propriétés de dispersion chromatique. Dans ce chapitre, nous avons mis en avant des résultats de génération d'un supercontinuum de 0.65 à 3.3 μm à l'aide d'une source délivrant à 1730 nm des impulsions de 5.6 nJ dans une fibre optique microstructurée effilée à cœur suspendu 3 trous à base de tellurites. Les résultats de génération de supercontinuum ont été présentés et confrontés aux simulations numériques. Les FOMs effilées nous ont permis de générer un spectre au-delà de l'absorption OH présente à 3 μm . Cependant, nous avons montré que cette absorption, déjà problématique dans les fibres uniformes, devient beaucoup plus importante dans les structures effilées. Cette absorption permet d'expliquer pourquoi le supercontinuum généré n'a pas pu s'étendre au-delà de 3.3 μm comme cela aurait dû être possible sans présence d'OH.

Après avoir montré l'intérêt de générer un supercontinuum dans des FOMs effilées, nous avons décidé de comparer plusieurs types de fibres optiques, FOMs uniformes et effilées à base d'oxydes de tellure et fibres pleines à saut d'indice, en vue de réaliser une source supercontinuum compacte émettant dans l'infrarouge moyen. Nous avons tiré de cette étude un certain nombre de conclusions. En particulier, la génération de supercontinuum en régime de dispersion anormale produite dans les FOMs uniformes et effilées à base de tellurites n'est pas réellement adaptée à la spectroscopie de gaz. En effet, nous avons vu que la dynamique solitonique de génération de supercontinuum impliquée dans ce cas ne permet pas la détection efficace du méthane. Nous nous sommes donc penchés sur d'autres types de fibres, abandonnant les structures à cœur suspendu au profit de configurations de type « saut d'indice ». Les expériences réalisées nous ont montré que la génération de supercontinuum en régime de dispersion normale avec des fibres à saut d'indice permettait d'avoir une meilleure sensibilité de détection grâce à de meilleures propriétés de cohérence et d'envisager la réalisation d'une expérience de détection de gaz ultra-rapide.

En ce qui concerne les perspectives à moyen terme, il va être dans un premier temps question de réaliser une étude sur le vieillissement des fibres à saut d'indice et microstructurées à base de tellurites. Même si un processus de vieillissement de ces verres n'est pas avéré dans ce type de structure, de récents travaux en ont montré l'existence au sein de fibres microstructurées à cœur suspendu en chalcogénures. Une augmentation des absorptions liées aux OH par exposition de la fibre à l'air libre a été démontrée. Il apparaît donc nécessaire de s'assurer que ces effets ne se produisent pas dans les fibres microstructurées et à saut d'indice à base d'oxydes de tellure. Parallèlement à cela, les recherches devraient s'orienter sur l'optimisation du design de fibre à saut d'indice afin d'obtenir des guides à dispersion normale sur la gamme de longueurs d'onde qui nous intéresse. Nous disposons d'une source laser émettant des impulsions de 600 fs à 2.06 μm qui, combinée à une fibre à saut d'indice en tellurite, pourrait permettre la génération de supercontinuum en régime de dispersion normale, s'étendant de 1 à 3 μm voire plus loin dans l'infrarouge moyen. Par ailleurs, une étude pourrait être menée sur les avantages à tirer de structures effilées pour la génération de supercontinuum, toujours dans les fibres à saut d'indice.

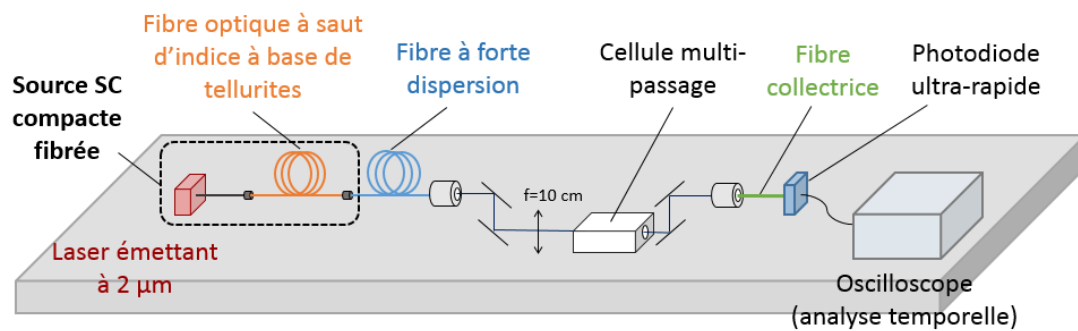
Ces premiers travaux réalisés, la suite logique pourrait être le développement d'une source SC fibrée et compacte utilisant les fibres à saut d'indice en tellurite dont le design aura été optimisé. Ces travaux pourraient suivre les étapes suivantes :

- Etude et caractérisation de fibres optiques à saut d'indice à base de tellurites.
- Optimisation du design de ces fibres pour la source laser à 2.06 μm (en termes de dispersion).
- Réalisation de la connectivisation ou du collage de la sortie fibrée du laser avec notre fibre nonlinéaire pour optimiser le couplage et obtenir un système entièrement fibré, étape importante pour obtenir une source stable. La connectivisation d'une fibre à saut d'indice en tellurites a d'ailleurs déjà été réalisée par la société NP photonics.
- Mise en œuvre de la source SC pour la spectroscopie de phase gazeuse.

A terme, nous pourrions développer une source supercontinuum compacte fibrée générant un spectre dans l'infrarouge moyen à des fins de détection par une méthode ultrarapide d'un ou plusieurs gaz. En effet, d'après la base de données HITRAN, de nombreux gaz possèdent des absorptions entre 1

et 3 μm , notamment CH_4 , H_2O , CO_2 , N_2O , CO , HCl et HF . L'idée serait d'injecter le supercontinuum généré par la source dans une fibre à forte dispersion de vitesse de groupe, permettant la discrimination en temps réel de chaque longueur d'onde composant le spectre. Après passage dans la cellule remplie de gaz, le spectre serait ensuite analysé temporellement par une photodiode rapide adaptée aux caractéristiques spectrales et temporelles de la source laser.

Ce système expérimental nous permettrait de générer un balayage spectral haute résolution et ultra-rapide par l'utilisation de la source compacte mise au point. Le schéma expérimental de cette source pourrait être le suivant :



A plus long terme, on pourrait imaginer de remplacer la cellule multi-passage par une fibre à cœur creux remplie de gaz permettant d'obtenir un montage plus compacte. De nombreux travaux, notamment ceux de Petrovich *et al.* (*Sensors, 2014 IEEE* (pp. 891-894)) ont montré l'intérêt d'utiliser ce type de fibres pour la détection d'espèces chimiques.

Résumé

Titre : Etude de sources supercontinuum à fibres optiques en verre de tellurite pour la spectroscopie d'absorption moyen infrarouge appliquées à la détection de gaz.

Ce manuscrit de thèse présente le développement et l'étude d'une source supercontinuum dans l'infrarouge moyen pour une application de détection de gaz par spectroscopie d'absorption. L'étude des sources supercontinuum est basée sur la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans un verre de tellurite de composition $80\text{TeO}_2\text{-}10\text{ZnO-}10\text{Na}_2\text{O}$ (% molaire) et utilisé sous trois formes différentes, à savoir un échantillon massif sous la forme d'une pastille, puis une fibre microstructurée à cœur suspendu fabriquée à partir de ce même verre, et enfin cette dernière fibre ultérieurement effilée (aussi appelée « *taper* »). Ces trois options d'utilisation s'adaptent à différents types de sources lasers disponibles commercialement et permettent d'optimiser la génération d'une source de lumière recouvrant une gamme très large de fréquences. Chaque observation expérimentale est accompagnée de simulations numériques correspondantes qui mettent en évidence les différents mécanismes physiques et dynamiques de la génération de supercontinuum. La première étude reporte la mise en œuvre d'une source supercontinuum induite par filamentation dans l'échantillon massif, à l'aide d'un laser femtoseconde de forte énergie (plusieurs micro-Joules), et associée à une caractérisation spectro-angulaire complète. Puis, l'accent a été mis sur la génération de supercontinuum dans les fibres optiques microstructurées à cœur suspendu (avec ou sans *taper*) à l'aide de sources lasers femtosecondes nano-Joules. Une étude complète de fabrication et d'optimisation des propriétés de ces fibres avec ou sans *taper* a été menée, notamment pour améliorer les contributions linéaires et non-linéaires du guidage sur la propagation et les conversions de fréquences associées. Une source supercontinuum s'étalant de 0.6 à 3.3 μm (équivalent à 400 THz de largeur spectrale) est obtenue avec une fibre d'une longueur de 10 cm. Enfin, une source s'étalant de 0.9 à 2.6 μm , à l'aide d'un laser à fibre plus compact, a été développée grâce aux fibres microstructurées effilées pour une application de détection de gaz. Le principal objectif étant d'explorer les raies d'absorption au-delà de 2 μm , qui sont reconnues comme étant bien plus intenses et donc plus faciles à détecter. Un dispositif expérimental de spectroscopie d'absorption par source supercontinuum dans une cellule multi-passage compacte a été mis en place avec succès pour la détection de méthane.

Mots-clés : Supercontinuum, optique non-linéaire, fibres optiques microstructurées, verre de tellurite, spectroscopie d'absorption.

Abstract

Title: Study of supercontinuum sources based on tellurite glass optical fibers for mid-infrared absorption spectroscopy applied to gas sensing.

This work focuses on the development of mid-infrared supercontinuum light sources and their application for gas detection through absorption spectroscopy. The study of supercontinuum sources is based on nonlinear ultrashort pulse propagation in tellurite glass ($80\text{TeO}_2\text{-}10\text{ZnO-}10\text{Na}_2\text{O}$) and used in three different forms, namely a thin bulk sample, a microstructured suspended-core fiber, and a tapered suspended-core fiber. These technical means adapt themselves to distinct laser sources commercially available, thus optimizing the implementation of ultrawide-band infrared light sources. Experimental observations are compared to corresponding numerical simulations, thus pointing out the different underlying physical mechanisms of supercontinuum generation. The first study reports the filamentation-induced supercontinuum source in the tellurite glass bulk sample by means of a high-energy femtosecond laser (several micro-Joules) and associated with a complete spectro-angular mapping of light distribution. Then, the main task is related to supercontinuum generation in microstructured suspended-core fibers (with or without tapering) using nano-Joule femtosecond laser sources. A complete analysis of the fiber design was performed, especially to enhance linear and nonlinear wave propagation for efficient frequency conversion processes. As a result, a supercontinuum source covering the 0.6-3.3 μm region (i.e., 400-THz spectral bandwidth) is obtained in a 10-cm tapered fiber segment. Finally, another supercontinuum source covering the 0.9-2.6 μm region, pumped by a very compact fiber laser, was developed, in particular for its application in a gas detector system. The main goal is to explore absorption lines beyond 2 μm , which are known to be more intense and then easier to detect. A complete experimental setup for supercontinuum absorption spectroscopy based on a compact multi-pass cell was successfully developed for methane detection.

Keywords: Supercontinuum, nonlinear optics, microstructured optical fiber, tellurite glass, absorption spectroscopy.