



HAL
open science

Technique expérimentale pour l'imagerie spectrale distribuée le long de composants photoniques en fonctionnement nominal

Yosri Haddad

► **To cite this version:**

Yosri Haddad. Technique expérimentale pour l'imagerie spectrale distribuée le long de composants photoniques en fonctionnement nominal. Optique / photonique. Université Bourgogne Franche-Comté, 2023. Français. NNT : 2023UBFCD016 . tel-04414009

HAL Id: tel-04414009

<https://theses.hal.science/tel-04414009v1>

Submitted on 24 Jan 2024

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

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



THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉTABLISSEMENT UNIVERSITÉ BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ

PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

École doctorale n° 37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Optique et Photonique

par

YOSRI HADDAD

**Technique expérimentale pour l'imagerie spectrale distribuée le long de
composants photoniques en fonctionnement nominal**

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 30 mai 2023

Composition du Jury :

LEBRUN SYLVIE	Maîtresse de conférences HDR, Institut d'Optique, Université Paris-Saclay, Palaiseau, France	Rapporteuse
WUILPART MARC	Professeur, Unité Électromagnétisme et Télécommunications, Université de Mons, Mons, Belgique	Rapporteur
MONTEMEZZANI GERMANO	Professeur, laboratoire LMOPS, Université de Lorraine, Metz, France	Examineur
MAILLOTTE HERVÉ	Directeur de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST, Besançon, France	Président
MARGUERON SAMUEL	Maître de conférences HDR, ENSMM, Institut FEMTO-ST, Besançon, France	Co-directeur de thèse
FANJOUX GIL	Professeur, Université de Franche-Comté, Institut FEMTO-ST, Besançon, France	Directeur de thèse

Titre : Technique expérimentale pour l'imagerie spectrale distribuée le long de composants photoniques en fonctionnement nominal

Mots-clés : Guide d'onde, nanofibre optique, diffusion Rayleigh, mesures spectrales distribuées, spectrométrie, supercontinuum optique, diffusion Raman stimulée

Résumé :

Cette thèse de doctorat présente une méthode novatrice de métrologie optique pour réaliser des mesures spectrales distribuées le long de composants photoniques en fonctionnement nominal de manière non destructive et non invasive et avec une résolution spatiale et spectrale élevée. La technique repose sur la détection de la diffusion Rayleigh de la lumière se propageant dans le composant photonique. Nous avons testé cette méthode avec succès sur des fibres optiques effilées de diamètres submicrométriques et de longueurs centimétriques en régime linéaire et non linéaire. En régime linéaire, nous avons pu caractériser l'évolution spatiale de la lumière guidée le long d'une fibre effilée, les pertes et la localisation des défauts, ainsi que les changements de guidage des modes et des battements intermodaux. En régime

non linéaire, nous avons observé le processus d'une cascade Raman le long de la nanofibre et la génération d'un supercontinuum optique le long d'une fibre optique incluant une fibre effilée. Nous avons ainsi mesuré le gain Raman pour les différents ordres Stokes et anti-Stokes générés par le processus de cascade Raman. Par ailleurs, nous avons étudié la contribution de chacune des zones constituant la fibre effilée sur la génération du supercontinuum, en comparant les résultats expérimentaux avec les prédictions numériques basées sur l'équation de Schrödinger non linéaire. Cette méthode innovante peut être étendue à l'étude de différents types de composants photoniques avec des géométries complexes et dans des conditions nominales de fonctionnement.

Title: Experimental technique for distributed spectral imaging along photonic components in nominal operation

Keywords: Waveguide, optical nanofiber, Rayleigh scattering, distributed spectral measurements, spectrometry, supercontinuum, stimulated Raman scattering

Abstract:

This doctoral thesis presents an innovative optical metrology method for performing distributed spectral measurements along photonics components under nominal operating conditions, with high spatial and spectral resolution and without any destructive or invasive effects. The technique relies on detecting Rayleigh scattering of light propagating within the photonics component. We successfully tested this method on submicrometer-diameter tapered optical fibers with centimeter lengths in both linear and nonlinear regimes. In the linear regime, we characterized the spatial evolution of guided light along a tapered fiber, as well as losses, defect localization, mode guidance changes and mode

beatings. In the nonlinear regime, we observed the process of Raman cascading along the nanofiber and the generation of an optical supercontinuum throughout the entire fiber. We measured the Raman gain for different Stokes and anti-Stokes orders generated by the Raman cascade process. Additionally, we studied the contribution of each zone constituting the tapered fiber to supercontinuum generation by comparing experimental results with numerical predictions based on the nonlinear Schrödinger equation. This innovative method can be extended to the study of various types of photonics components with complex geometry and under nominal operating conditions.

REMERCIEMENT

Je suis reconnaissant d'avoir pu réaliser mon doctorat au sein du département Optique de l'Institut de recherche FEMTO-ST à Besançon. Je tiens à exprimer ma gratitude envers tous ceux qui ont contribué à la réussite de ce doctorat.

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse, Gil Fanjoux, et mon co-directeur de thèse, Samuel Margueron, pour leur confiance, leur soutien et leurs conseils tout au long de cette aventure. Leurs compétences, leur expertise et leur passion pour la recherche ont été des sources d'inspiration pour moi. Leur dévouement et leur soutien inébranlable ont été essentiels à la réussite de ce projet de recherche passionnant qui nous a permis la mise en place d'une technique innovante qui permettra d'ouvrir de nouvelles voies de recherche dans le domaine de la métrologie optique non linéaire.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude envers les membres du jury, en particulier les rapporteurs Sylvie Lebrun et Marc Wuilpart, l'examineur Germano Montemezzani ainsi que le président de jury Hervé Maillotte, pour avoir aimablement accepté d'évaluer les travaux de recherche de cette thèse avec engagement et disponibilité.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance envers l'équipe ONL, au sein de laquelle j'ai grandement apprécié l'atmosphère et l'environnement de travail. Tout d'abord, je voudrais remercier Jean-Charles Beugnot pour ses conseils et son aide précieuse, en particulier pour la partie fabrication des nanofibres. Ses connaissances approfondies ont été d'une grande aide pour moi tout au long de ma thèse.

Je suis également reconnaissant envers Thibaut Sylvestre pour nos échanges sur le supercontinuum et ses précieux conseils et aussi Mathieu Chauvet avec qui, j'ai collaboré durant cette thèse sur l'étude des guides PPNL. Je voudrais également exprimer ma gratitude envers John Dudley pour les échanges enrichissants que nous avons eus sur le sujet du supercontinuum. Je remercie aussi les doctorants que j'ai rencontrés durant cette thèse à FEMTO-ST en particulier mon ami Soro, Adrien, Moise, Solveig, Maxime, Adria.

Je tiens également à remercier chaleureusement Emmanuel pour son aide précieuse dans la fabrication des boîtes à fibres optiques nécessaires à mes expériences. De plus, je souhaite exprimer ma gratitude envers Valérie, Sandrine, Aline et Sarah pour toutes les tâches de gestions administratives tout au long de mon doctorat.

Pour finir, je tiens à exprimer mes sincères remerciements envers mes parents, Aida et Moez. Leur soutien et leur amour indéfectibles ont été la force motrice qui m'a permis d'arriver là où je suis aujourd'hui. Leur confiance en moi, leur dévouement et leur encouragement ont été des éléments clés de ma réussite tout au long de mon parcours académique. Je suis infiniment reconnaissant de leur présence constante à mes côtés, de leur amour inconditionnel et de leurs sacrifices pour m'aider à réaliser mes rêves.

“...always be guided by the light of the knowledge and wisdom to shape your future, the future of your country, and the future of the world.”
Dr. Ahmed Zewail, Nobel Prize in Chemistry, 1999.

INTRODUCTION

INTRODUCTION GÉNÉRALE ET MOTIVATION SCIENTIFIQUE

Les techniques actuelles de caractérisation de guides d'ondes en fonctionnement sont généralement limitées à des mesures en sortie de guides : mesures de puissances, de polarisation, de spectres. Cependant, mesurer l'évolution longitudinale du champ se propageant dans le guide devient crucial pour fournir des informations primordiales à la rétro-ingénierie afin d'améliorer la fabrication de ces composants, ainsi que de permettre des comparaisons plus fines avec les prédictions théoriques du fonctionnement des guides.

Cette thèse s'inscrit dans cet objectif d'amélioration des techniques d'imagerie en proposant une méthode novatrice pour l'imagerie spectrale distribuée de la lumière propagée dans les composants photoniques de taille submicrométrique et de longueur centimétrique ou millimétrique, en particulier les nanofibres optiques. En effet, ces composants jouent actuellement un rôle crucial dans de nombreuses applications technologiques en raison de leurs propriétés spécifiques, à savoir la forte intensité du champ confiné et le champ évanescent important en interaction avec le milieu extérieur [1].

Dans la littérature, plusieurs techniques sont déjà utilisées pour la caractérisation longitudinale d'un guide d'onde optique. Cependant, la plupart de ces techniques sont soit non spectralement résolues, soit spectralement résolues mais destructives, ou bien, ne sont pas adaptés pour des guides de longueurs centimétriques ou micrométriques. En effet, la technique du cut-back est utilisée pour caractériser l'évolution spectrale de la lumière propagée dans une fibre optique en fonctionnement nominal [2]. Cependant, cette méthode est destructive et ne peut pas être utilisée pour caractériser des nanofibres optiques. D'autre part, différentes techniques de réflectométrie de Rayleigh ou de Brillouin et des techniques dérivées (réflectométrie optique dans le domaine temporel OTDR, réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel OFDR [3], réflectométrie optique dans le domaine temporel Brillouin BOTDR [4]) sont également utilisées pour les longs guides d'ondes tels que les fibres optiques standard, avec différentes résolutions spatiales. Parmi ces techniques, le réflectomètre optique à rétrodiffusion (OBR) permet une résolution micrométrique le long des guides d'ondes [3, 5]. Cependant, pour ces systèmes, le guide d'onde à caractériser n'est pas en fonctionnement nominal et ils sont limités à des longueurs d'onde infrarouges des télécommunications. De plus, ils sont non spectralement résolus et ne peuvent pas donc caractériser spectralement un guide d'onde en régime non linéaire.

Afin de dépasser cette limitation, une méthode expérimentale alternative, non destructive et non invasive, a été développée dans la thèse de Hontinfinde [6]. Cette technique est basée sur l'utilisation d'un système de réflectométrie optique temporelle (OTDR) commerciale adaptée pour la mesure de l'évolution longitudinale du supercontinuum le long d'une fibre optique. Néanmoins, cette technique est limitée à la

gamme de longueurs d'onde des télécommunications et d'une résolution spatiale limitée de 6,6 mètres. Cette résolution a été toutefois améliorée avec l'utilisation d'un système OTDR à comptage de photons qui a permis d'atteindre une résolution de quelques centimètres. Cependant, elle est plus adaptée pour caractériser des fibres de longueurs de quelques mètres et ne peut pas être utilisée pour caractériser des fibres de longueurs centimétriques ou millimétriques comme les nanofibres optiques. Par ailleurs, une technique de champ proche a été utilisée permettant une résolution spatiale nanométrique. La technique est basée sur la microscopie optique à balayage en champ proche SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy) pour les mesures distribuées de génération de supercontinuum [7]. La pointe du microscope a été alors utilisée comme capteur de sonde en champ proche du champ propagé le long d'un guide. Cependant, cette technique est invasive car les modes détectés sont influencés par la présence de la pointe, et elle est plus adaptée aux guides d'ondes micrométriques [8]. De plus, cette technique ne peut pas être utilisée pour des fibres optiques effilées ou le diamètre de la fibre évolue avec la distance de propagation. Une autre technique a été utilisée pour mesurer le champ évanescent et sonder les modes propagés dans une nanofibre optique en régime linéaire. Cette technique utilise une autre nanofibre (en contact avec la nanofibre étudiée) comme sonde de champ proche [9]. Toutefois, elle est difficile à utiliser et n'a pas été testée en régime non linéaire. Par ailleurs, Hoffman et al. ont développé une technique non destructive qui fonctionne avec les longueurs d'onde visibles pour caractériser les modes propagés dans une nanofibre optique. Cette technique est basée sur l'imagerie du champ lointain de la diffusion de Rayleigh (à angle droit) avec un EMCCD [10, 11]. Toutefois, cette technique est non résolue spectralement.

Par conséquent, nous pouvons dire qu'à l'heure actuelle, il n'existe dans la littérature aucune technique de caractérisation permettant une mesure distribuée du champ propagé en régime non linéaire à une longueur d'onde visible et adaptée à des guides centimétriques ou millimétriques et de largeur submicrométrique. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux de cette thèse. Plus précisément, nous proposons dans ce travail une technique de caractérisation originale, non destructive et non invasive, et à haute résolution spectrale et spatiale, basée sur l'utilisation d'un micro-spectromètre Raman confocal pour l'analyse de la lumière diffusée à l'extérieur d'un composant photonique par diffusion Rayleigh. Bien que ce système d'imagerie soit utilisable pour différents types de guide, nous allons étudier des fibres effilées, étirées jusqu'à des diamètres submicrométriques et fabriquées à partir de fibres optiques standards à base de silice, qui présentent des longueurs centimétriques (ou millimétriques). Des mesures préliminaires sur un guide ruban (ridge waveguide en anglais) seront aussi présentées en annexe afin de prouver la faisabilité de notre technique et son potentiel pour caractériser différents types de guides d'ondes.

PLAN DE LA THÈSE

Chapitre 1 : Dans la première section de ce chapitre, nous établirons les notions fondamentales nécessaires à la compréhension des travaux effectués dans les chapitres ultérieurs. Nous commencerons par définir les caractéristiques géométriques et de guidage optique des fibres standards et des fibres effilées. Ensuite, la méthode de fabrication ainsi que le banc optique employé pour l'étirage de nos fibres effilées seront également présentés et détaillés. Dans la deuxième section, nous aborderons les effets

linéaires et non linéaires inhérents à la propagation de la lumière dans une fibre optique.

Chapitre 2 : Dans ce chapitre nous présenterons la technique d'imagerie développée dans ce travail de thèse pour les mesures spectrales distribuées le long de composantes photoniques. Nous présenterons ainsi le montage expérimental utilisé en régime linéaire et non linéaire. Nous détaillerons également la méthode pour la détermination de la trajectoire d'un guide d'onde pour les mesures distribuées. Dans la suite de ce chapitre, nous examinerons les résolutions spatiale et spectrale de la technique, puis dans la dernière partie, nous présenterons une méthode expérimentale pour convertir les coups mesurés par le détecteur de notre système en puissance optique basée sur le rayonnement du corps noir.

Chapitre 3 : Dans ce chapitre, nous allons évaluer la faisabilité de notre technique d'imagerie dans le régime linéaire de propagation en comparant les résultats obtenus avec ce système avec ceux obtenus avec le système de l'état de l'art ainsi qu'avec les prédictions numériques. Nous étudierons en premier lieu l'évolution des modes optiques guidés le long de deux fibres effilées, une fibre monomode visible et une fibre monomode télécom, en examinant leurs indices effectifs en fonction du diamètre de la fibre, leurs diamètres de changement de guidage, ainsi que les battements des modes optiques supportés par la fibre multimode. Dans la deuxième partie, nous présenterons le fonctionnement du système OBR et nous comparerons le résultat obtenu avec ce système avec ceux obtenus pour les deux fibres effilées étudiées avec notre système. Enfin, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à tester la reproductibilité des mesures de notre système d'imagerie.

Chapitre 4 : Ce chapitre portera sur l'adaptation de notre système d'imagerie pour les mesures distribuées en régime non linéaire. Pour cela, nous étudierons dans la première section de ce chapitre l'évolution longitudinale d'une cascade Raman le long d'une nanofibre optique dans le régime impulsionnel sub-nanoseconde. Les résultats seront ensuite présentés, interprétés et comparés avec les prédictions théoriques.

Dans la deuxième section, nous étudierons la génération du supercontinuum optique le long d'une fibre effilée monomode visible dans le régime impulsionnel picoseconde. Plus précisément, nous étudierons la contribution de chacune des zones constituant la fibre effilée au spectre final et les résultats seront comparés avec les prédictions numériques de l'équation de Schrödinger non linéaire.

Dans la conclusion générale de cette thèse, nous résumerons les résultats marquants obtenus en régime linéaire et non linéaire ainsi qu'une perspective visant à améliorer la technique d'imagerie proposée dans ce travail.

PUBLICATIONS DE L'AUTEUR

PUBLICATIONS IN PEER REVIEWED JOURNALS

- 1 - Haddad, Y., Chrétien, J., Beugnot, J. C., Godet, A., Phan-Huy, K., Margueron, S., & Fanjoux, G. (2021). Microscopic imaging along tapered optical fibers by right-angle Rayleigh light scattering in linear and nonlinear regime. *Optics Express*,

29(24), 39159-39172.

CONFÉRENCES INTERNATIONALES ET NATIONALES

- 1 - Haddad, Y., Beugnot, J. C., Margueron, S., & Fanjoux, G. (2022, July). Distributed spectral measurement of supercontinuum generation along an optical nanofiber. In Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim-2022 / Sapporo, Japan. Oral
- 2 - Haddad, Y., Beugnot, J. C., Margueron, S., & Fanjoux, G. (2022, July). Mesures spectrales distribuées le long d'une nanofibre optique en régime non linéaire. In Congrès général Optique de la Société Française d'Optique. / Nice, France. Oral
- 3 - Haddad, Y., Beugnot, J. C., Margueron, S., & Fanjoux, G. (2022, April). Distributed spectral measurement of nonlinear Raman cascade process along an optical nanofiber. In SPIE Photonics Europe / Strasbourg, France. Oral
- 4 - Haddad, Y., Chrétien, J., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G. (2021, November). Rayleigh imaging along an optical fiber in operation. In Journal of Physics : Conference Series (Vol. 2015, No. 1, p. 012055). IOP Publishing / Tbilisi, Georgia. Oral
- 5 - Haddad, Y., Chretien, J., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G. (2021, July). Imagerie Rayleigh du champ optique le long d'une nanofibre en fonctionnement. In Congrès général Optique de la Société Française d'Optique / Dijon, France. Oral
- 6 - Haddad, Y., Chrétien, J., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G. (2021, June). Scattering field imaging along an optical waveguide in operando. In The European Conference on Lasers and Electro-Optics (p. ch.7.4). Optica Publishing Group / Munich, Germany. Oral
- 7 - Haddad, Y., Chrétien, J., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G. (2020, June). Optical scattering field imaging along a nanofiber in operando. In Optical Fiber Sensors (pp. Th3B-2). Optica Publishing Group / Porto, Portugal. Oral
- 8 - Haddad, Y., Chrétien, J., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G. (2020, September). Optical scattering field imaging along a nanofiber in operando. In European Physical Journal Web of Conferences (Vol. 238, p. 08007) / Washington, United States. Oral

PRIX ET DISTINCTIONS

- 1 - "Breakthrough in Science" Award, concours doctorants : FEMTO-ST Ambassador 2020, "Distributed imaging along optical nanofiber in operation".

RENCONTRES THÉMATIQUES

- 1 - Haddad, Y., Chrétien, J., Beugnot, J. C., Godet, A., Phan-Huy, K., Margueron, S., & Fanjoux, G., "Distributed imaging along optical nanofiber in operation," FEMTO-ST Ambassador 2020, juillet 2021 / Besançon, France. Oral et poster
- 2 - Haddad, Y., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G., "Distributed measurement of nonlinear Raman cascade process along an optical nanofiber," GDR ELIOS, octobre 2021 / Lille, France. Poster
- 3 - Haddad, Y., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G., "Distributed imaging along optical nanofiber in operation," Highlights in Microtechnology EPFL, juin 2021 / Lausanne, Suisse. Oral
- 4 - Haddad, Y., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G., "Distributed measurement of nonlinear Raman cascade process along an optical nanofiber," Photonics Day EPFL, décembre 2021 / Lausanne, Suisse. Oral
- 5 - Haddad, Y., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G., "Distributed spectral characterization of nonlinear Raman cascade process along an optical nanofiber," École de physique des Houches : From Basics to Applications of Optical Fiber Links and Frequency Combs, avril 2022 / Les Houches, France. Poster
- 6 - Haddad, Y., Margueron, S., Beugnot, J. C., & Fanjoux, G., "Imagerie spectrale distribuée le long de composants photoniques non linéaires," École de physique INNOV-FIBRE 2021, juin 2021 / Oléron, France. Oral et Poster
- 7 - Haddad, Y., Chrétien, J., Beugnot, J. C., Godet, A., Phan-Huy, K., Margueron, S., & Fanjoux, G., "New characterization technique for distributed measurements spectrally resolved along an optical waveguide in nominal operation," Scientific meeting of EIPHI Graduate School, UFC université, janvier 2022 / Besançon, France. Oral

SOMMAIRE

Introduction	1
1 Introduction à la fibre optique et aux effets linéaires et non linéaires	1
1.1 Fibres optiques	2
1.1.1 Fibres optiques conventionnelles	2
1.1.1.1 Caractéristiques géométriques	2
1.1.1.2 Équation d'onde et notion de mode	3
1.1.2 Fibres optiques effilées	5
1.1.2.1 Caractéristiques géométriques	5
1.1.2.2 Propagation des modes optiques	6
1.1.2.3 Champ évanescent et confinement de la lumière	10
1.1.2.4 Adiabaticité des transitions	11
1.1.2.5 Fabrication des fibres effilées	13
1.1.2.6 Applications des nanofibres optiques	17
1.2 Effets linéaires mis en jeu dans les fibres optiques	18
1.2.1 Diffusion Rayleigh et Atténuation linéique	18
1.2.1.1 Origine de la diffusion Rayleigh	19
1.2.1.2 La non-homogénéité du milieu et la diffusion latérale	19
1.2.1.3 Atténuation linéique dans une fibre optique	21
1.2.2 Dispersion	23
1.3 Effets non linéaires dans les fibres optiques	27
1.3.1 Polarisation linéaire et non-linéaire	28
1.3.2 Effets Non-linéaires quasi-instantanés : Effet Kerr optique	30
1.3.2.1 Automodulation de phase	31
1.3.2.2 Modulation de phase croisée	32
1.3.2.3 Instabilité de modulation	32
1.3.2.4 Mélange à quatre ondes (FWM)	35
1.3.3 Non-linéarité retardée : Diffusions stimulées inélastiques	36
1.3.3.1 Diffusion Raman Stimulée	37

1.3.4	Équation de Schrödinger non-linéaire Généralisée	39
1.3.5	Le supercontinuum optique	41
1.3.5.1	mécanisme de génération	42
2	Dispositif expérimental	47
2.1	Présentation du système d'acquisition	47
2.2	Configuration expérimentale en régimes linéaire et non linéaire de la propagation dans d'un guide d'onde optique	50
2.2.1	Correction du signal mesuré	51
2.3	Mesure des Résolutions spatiale et spectrale du système d'imagerie	52
2.3.1	Résolution spectrale	53
2.3.2	Résolution spatiale	54
2.4	Évaluation de l'intensité détectée	56
3	Mesures distribuées en régime linéaire de propagation	59
3.1	Étude numérique de la propagation de la lumière guidée	59
3.1.1	résultats numériques pour la fibre SM450-NF	60
3.1.2	résultats numériques pour la fibre SMFG652D-NF	61
3.1.2.1	Battement des modes de la fibre SMFG652D-NF	63
3.2	Résultats obtenus avec le système de l'état de l'art	64
3.2.1	Principe de fonctionnement du système OBR	64
3.2.2	Mesure expérimentale avec le système de l'état de l'art (OBR)	69
3.3	Comparaison OBR / DR pour le guide monomode visible (SM450-NF)	71
3.4	Comparaison OBR / DR pour le guide monomode télécom (SMFG652D-NF)	76
3.4.1	Comparaison des traces OBR / DR-1D -X	76
3.5	Reproductibilité des mesures du système d'imagerie	81
4	Mesure distribuée en régime non linéaire de la propagation	83
4.1	Mesures distribuées de la génération d'une cascade Raman le long d'une nanofibre	83
4.1.1	Dispositif expérimental de l'imagerie spectrale d'une cascade Raman	83
4.1.2	Résultats expérimentaux	85
4.1.2.1	Stabilité de la cascade Raman en sortie de la fibre SMFG652D-NF	85
4.1.2.2	Mesures distribuées le long de la nanofibre	86
4.2	Mesures distribuées de la génération d'un supercontinuum le long d'une nanofibre	89

4.2.1	Évolution du supercontinuum en sortie de la fibre SM450-NF en fonction de la puissance	89
4.2.2	Mesures distribuées de la génération de supercontinuum le long de la fibre SM450-NF	91
4.2.2.1	Système optique étudié pour la génération de Supercontinuum	92
4.2.2.2	Stabilité du supercontinuum en sortie du guide	93
4.2.2.3	Étude avant la transition 1	95
4.2.2.4	Étude de la transition 1	98
4.2.2.5	Étude de la région submicrométrique de la nanofibre	101
4.2.2.6	Étude de la transition 2	105
4.2.2.7	Étude de l'évolution longitudinale de l'onde dispersive	107
	Conclusion et perspectives	109
	Bibliography	115
A	Annexes A : Conversion nombre de coups du CCD/puissance spectrale détectée	135
A.1	Modèle théorique	135
A.1.1	Expression du flux radian (puissance rayonnée)	135
A.1.2	Fraction de la puissance capturée par le détecteur du spectromètre	136
A.1.3	Cas d'un corps noir	137
A.1.4	Coefficient de conversion coups/photons	138
A.2	Résultats expérimentaux	139
B	Annexe B : Étude de la dégradation du supercontinuum	143
B.1	Dégradation du supercontinuum	143
B.1.1	Cas des nanofibres longues	143
B.1.2	Cas des nanofibres courtes SM450-NF	146
B.1.2.1	Effet du taux de répétition du laser	146
B.1.2.2	Hyperboloïdes d'éjection des modes à fuite	148
B.1.2.3	Étude après la dégradation de la fibre SM450-NF-D : nouveau régime de stabilité	149
B.1.3	trace 1D-X après dégradation irréversible de la nanofibre	151
B.2	Conclusion	153
C	Annexes C : Étude d'un guide de type PPNL (Periodically Poled Lithium Niobate)	155

C.1 Régime linéaire de la propagation	155
C.1.1 États de la surface du guide	156
C.1.2 Pertes linéiques	157
C.2 Régime non linéaire de la propagation	158
C.2.1 Prédictions numériques	158
C.2.2 Mesures expérimentales	159
C.3 Conclusion	160

INTRODUCTION À LA FIBRE OPTIQUE ET AUX EFFETS LINÉAIRES ET NON LINÉAIRES

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction générale, bien que la technique d'imagerie développée dans ce travail de thèse soit utilisable pour différents types de composants photoniques, nous nous intéressons dans ce manuscrit au cas des fibres optiques effilées fabriquées par étirage à chaud de fibres optiques conventionnelles [12]. Une autre partie de ce travail (voir l'annexe C) sera consacrée à l'étude d'un guide PPLN ridge (Periodically Poled Lithium Niobate).

Dans la première section de ce chapitre, nous définirons les caractéristiques géométriques et de guidage optique d'une fibre standard. Ensuite, nous aborderons le cas d'une fibre optique effilée et nous présenterons ses différentes caractéristiques en termes de guidage, d'adiabaticité des transitions (appelées tapers), de champ évanescent et de confinement du champ. Nous présenterons ensuite le principe d'étirage d'une fibre optique effilée à partir d'une fibre optique standard, basé sur la méthode de balayage à flamme fixe et présenterons le banc expérimental d'étirage utilisé pour la fabrication de nos fibres effilées. En fin de cette section, nous exposerons les principales applications qui exploitent les propriétés optiques particulières d'une nanofibre optique, telles que le fort confinement du champ dans la nanofibre et une partie évanescence du champ qui peut être intense à l'extérieur de la nanofibre.

Dans la deuxième section, nous présenterons succinctement les phénomènes optiques résultant des interactions de la lumière avec la matière lors de la propagation d'une onde électromagnétique dans une fibre optique. Nous allons considérer dans cette étude l'approximation de guidage monomode pour des raisons de simplification. Nous étudierons tout d'abord les effets linéaires ayant lieu dans un régime d'intensité faible. Ces effets correspondent à la dispersion (chromatique, modale et de polarisation) ainsi que la diffusion Rayleigh (atténuation). Une attention particulière est accordée à cette dernière puisqu'elle représente le mécanisme principal sur lequel est basé le système d'imagerie que nous avons développé dans ce travail de thèse. Nous présentons par la suite les effets non-linéaires ayant lieu dans un régime d'intensité forte résultant de la dépendance de l'indice de réfraction de la fibre à l'intensité de l'onde optique et de la diffusion inélastique stimulée. Ces effets non linéaires se manifestent principalement par les effets élastiques quasi-instantanés tels que l'auto-modulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (XPM), le mélange à quatre ondes (FWM), ainsi que

les effets de diffusion inélastique de la lumière tels que la diffusion Raman stimulée et la diffusion Brillouin stimulée. Nous présenterons par la suite l'équation de Schrödinger non linéaire (ESNL) généralisée qui prend en compte l'ensemble de ces effets linéaires et non linéaires pour décrire la propagation de la lumière dans une fibre optique. La dernière partie de cette section est consacrée à l'étude de la génération de supercontinuum de lumière dans les fibres optiques. Comme la génération de supercontinuum nécessite l'interaction complexe entre les différents effets linéaires et non linéaires, ces effets représentent ainsi les prérequis pour la suite de notre étude numérique et expérimentale dans ce travail de thèse.

1.1/ FIBRES OPTIQUES

1.1.1/ FIBRES OPTIQUES CONVENTIONNELLES

1.1.1.1/ CARACTÉRISTIQUES GÉOMÉTRIQUES

Une fibre optique conventionnelle est représentée par un cylindre de diamètre uniforme selon la direction longitudinale permettant de guider la lumière. Dans notre étude, nous allons nous intéresser aux fibres conventionnelles à saut d'indice et fabriquées à base de silice (SiO_2). Ce type de fibre est constitué principalement de trois couches : le cœur avec un indice de réfraction $n_{\text{cœur}}$ et un diamètre $d_{\text{cœur}}$ entouré de la gaine avec un indice de réfraction n_{gaine} et un diamètre $d_{\text{gaine}} > d_{\text{cœur}}$. La gaine est entourée par un revêtement en plastique de rayon r_{rev} et d'indice de réfraction n_{rev} permettant de protéger la fibre du milieu extérieur d'indice de réfraction n_{ext} dans lequel la fibre est placée. Dans notre cas, toutes les fibres ont été étudiées dans l'air avec $n_{\text{ext}} = 1$.

Le guidage de la lumière dans une fibre à saut d'indice se fait par réflexion totale interne des rayons lumineux au niveau de l'interface cœur-gaine qui nécessite un indice de réfraction du cœur supérieur par rapport à celui de la gaine. Généralement, dans les fibres standards, le cœur (en silice) est dopé, le plus souvent en germanium (GeO_2), ce qui augmente légèrement son indice de réfraction $n_{\text{cœur}}$ de quelques millièmes par rapport à l'indice de réfraction de la silice pure de la gaine [13]. D'autres dopants peuvent être utilisés selon les applications désirées. Par exemple, le cœur de la fibre peut être dopé avec des ions de terres rares comme le ErCl_3 et le Nd_2O_3 pour l'amplification du signal pour la fabrication des lasers à fibre ou des amplificateurs [14]. La figure 1.1 montre un schéma simplifié de la fibre ainsi que son profil d'indice.

Deux paramètres principaux caractérisant une fibre conventionnelle à saut d'indice sont la différence relative d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine (noté Δ) donnée par :

$$\Delta = (n_{\text{cœur}} - n_{\text{gaine}})/n_{\text{cœur}} \quad (1.1)$$

et la fréquence normalisée notée V définie par :

$$V = (2\pi r_{\text{cœur}}/\lambda)(n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2)^{1/2} \quad (1.2)$$

La fréquence normalisée V permet de définir le nombre des modes optiques supportés par une fibre. Pour des valeurs de V inférieures à 2,405, un seul mode est guidé

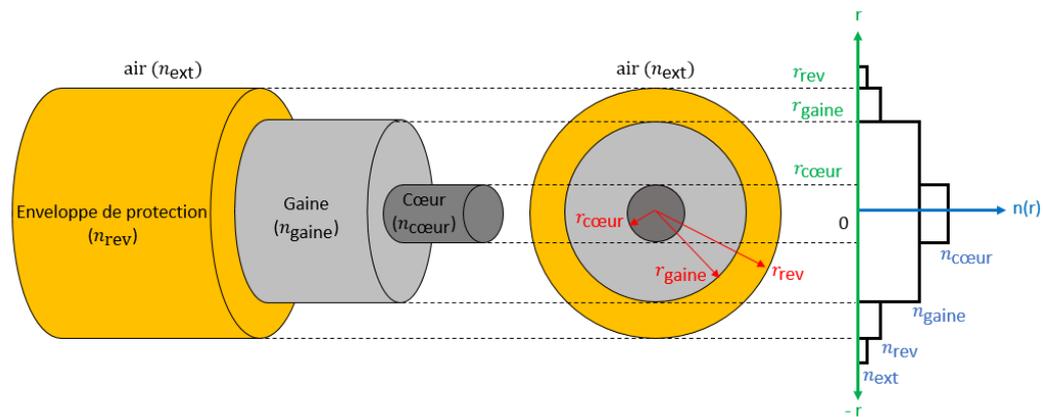


FIGURE 1.1 – (a) Schéma d'une fibre optique cylindrique à saut d'indice avec son profil d'indice de réfraction en fonction du rayon de la fibre.

(mode fondamental) et la fibre est alors monomode.

Les fibres optiques standards sont essentiellement utilisées dans le domaine des télécommunications pour la transmission de l'information à très grande distance [15] grâce aux faibles pertes qu'elles présentent dans la gamme infrarouge des longueurs d'onde, comme nous allons montrer par la suite. D'autres applications technologiques exploitent les performances des fibres optiques, telles que leur insensibilité aux perturbations électromagnétiques, leur grande résistance mécanique, leur flexibilité, etc., pour la fabrication des lasers à fibres [16], des capteurs distribués (de pression [17], de température [18], de contraintes mécaniques [19], etc.), ou des multiplexeurs [20], etc. Dans notre étude, deux catégories de fibres conventionnelles seront utilisées : les fibres standards monomodes dans la gamme des longueurs d'onde visible de type SM450 [21] et les fibres standards monomodes dans la gamme des longueurs d'onde télécom de type SMF-G.652D [22]

1.1.1.2/ ÉQUATION D'ONDE ET NOTION DE MODE

L'étude de la propagation de la lumière dans une fibre optique se fait par la résolution de l'équation d'onde vectorielle modale obtenue à partir des équations de Maxwell. Les fibres optiques à base de silice sont des milieux diélectriques sans charges ni courants libres. Pour une onde électromagnétique se propageant dans une fibre optique cylindrique de diamètre invariant selon la direction longitudinale z , les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} peuvent s'exprimer dans le système de coordonnées cartésiennes $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ comme suit [23] :

$$\begin{cases} \mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{e}(x, y) \exp(i\beta z) \\ \mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{h}(x, y) \exp(i\beta z) \end{cases} \quad (1.3)$$

où $e(x, y)$ et $h(x, y)$ représentent respectivement les composantes transverses des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} et β représente la constante de propagation longitudinale de l'onde électromagnétique.

Dans ce cas, les équations d'onde vectorielles modales gouvernant l'évolution des

4 INTRODUCTION À LA FIBRE OPTIQUE ET AUX EFFETS LINÉAIRES ET NON LINÉAIRES

champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} de l'onde le long de la fibre sont données par [23] :

$$\begin{cases} (\nabla_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{e} = -(\nabla_t + i\beta \hat{z})(\mathbf{e}_t \cdot \nabla_t \ln n) \\ (\nabla_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{h} = \{(\nabla_t + i\beta \hat{z}) \wedge \mathbf{h}\} \wedge \nabla_t \ln n^2 \end{cases} \quad (1.4)$$

avec ∇_t l'opérateur gradient transverse.

Pour le cas d'une fibre à saut d'indice, les indices de réfraction sont constants dans le cœur et dans la gaine de la fibre et le terme $\nabla_t \ln n^2$ vaut donc 0. Dans ce cas, les équations d'onde des composantes \mathbf{e}_z et \mathbf{h}_z deviennent identiques. Les solutions de cette équation d'onde permettent de calculer les constantes de propagation β et les expressions des champs \mathbf{e} et \mathbf{h} qui correspondent aux modes de propagation de la lumière dans la fibre. Chaque mode optique est caractérisé par son profil du champ et par sa constante de propagation β . Pour un mode optique donné, la constante de propagation β associé est donnée par $\beta = n_{eff} k_0$ où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé et $k_0 = 2\pi/\lambda$ représente le nombre d'onde du vide. Les modes optiques obtenus à partir de l'équation d'onde vectorielle modale peuvent se classer en deux grandes familles selon les valeurs de la constante de propagation β [23] :

- Les modes guidés sont associés aux valeurs réelles et discrètes de β . Ces modes se propagent le long de la fibre avec un profil d'intensité transverse qui reste invariant le long de la propagation. Pour les fibres standards à saut d'indice, les champs des modes de propagation présentent une partie évanescente et négligeable loin du cœur dans le plan transverse de la fibre. Ces modes sont classés en trois familles : les modes Hybrides, notés HE_{vq} ou EH_{vq} , dont les composantes des champs électriques et magnétiques sont non nuls, les modes transverses électriques TE_{vq} pour lesquels le champ électrique est nul dans la direction de propagation, et les modes transverses magnétiques TM_{vq} pour lesquels le champ magnétique est nul dans la direction de propagation. À noter que les indices v et q dans les notations des modes sont associés respectivement aux composantes radiale et azimutale du système de coordonnées cylindriques. Le mode fondamental de la fibre est un mode Hybride noté HE_{11} .

- Les modes de radiations correspondent aux autres solutions de l'équation d'onde avec des valeurs de β qui ne sont pas réelles. Ce type de modes contribue généralement aux pertes totales de la fibre optique. Ils se décomposent en trois types de modes selon la nature de β , tels que les modes avec un β complexe et discrets, les modes associés à un continuum de valeurs réelles de β , et les modes associés à un continuum de valeurs imaginaires de β .

Pour qu'un mode optique soit guidé à l'intérieur du cœur de la fibre, son indice effectif n_{eff} doit vérifier la condition suivante :

$$n_{gaine} < n_{eff} < n_{cœur} \quad (1.5)$$

Les fibres optiques à saut d'indice peuvent également guider des modes de gaine qui se propagent dans la gaine par réflexion interne totale des rayons lumineux à l'interface gaine-air et dont les indices effectifs associés vérifient la relation suivante :

$$1 < n_{eff} < n_{gaine} \quad (1.6)$$

Dans la plupart des cas, les fibres optiques standards utilisées dans le domaine des télécommunications présentent une très faible différence entre les indices de

réfraction du cœur $n_{\text{cœur}}$ et de la gaine n_{gaine} ($\Delta \ll 1$). Dans ce cas, l'approximation du guidage faible est valable. Cette approximation consiste à négliger les composantes du champ électromagnétique selon la direction longitudinale z par rapport aux composantes transversales. En effet, les constantes de propagation de certains modes vectoriels deviennent très proches et donc dégénérés. L'équation d'onde se réduit ainsi à une équation scalaire unique qui s'applique aux composantes transverses du champ. Dans ces conditions, les modes optiques deviennent scalaires et linéairement polarisés notés LP_{lm} (communément appelés Linearly Polarized Modes en anglais, ou modes LP) avec " l " et " m " deux nombres entiers [23]. Il faut préciser que les modes LP_{lm} sont les solutions de l'équation de l'onde scalaire et ne représentent pas de vrais modes optiques [23]. En outre, chaque mode optique LP_{lm} représente une combinaison linéaire de modes vectoriels comme suit :

- Les modes LP_{0m} : le mode HE_{lm} .
- Les modes LP_{lm} avec $l \leq m$: une combinaison des modes $HE_{l+1,m}$, $TE_{l-1,m}$ et $TM_{l-1,m}$.
- Les modes LP_{lm} avec $l > m$: une combinaison des modes $HE_{l+1,m}$ et $EH_{l-1,m}$.

1.1.2/ FIBRES OPTIQUES EFFILÉES

Dans cette partie, nous allons définir une fibre optique effilée et présenter ses différentes caractéristiques optiques et géométriques. Nous commencerons par présenter la géométrie d'une fibre effilée et définir les trois zones principales qui la constituent (fibres standards, les deux transitions et la nanofibre). Ensuite, nous présenterons ses propriétés optiques telles que l'évolution des modes optiques propagatifs le long de la fibre, les propriétés du champ évanescence et le confinement de la lumière dans la zone submicrométrique (nanofibre). Ensuite, le critère d'adiabaticité des transitions sera discuté. Dans le paragraphe suivant, nous présenterons le banc d'étirage utilisé pour la fabrication de nos nanofibres et nous présentons ensuite les caractéristiques géométriques des fibres effilées que nous avons fabriquées pour nos mesures expérimentales. Le dernier paragraphe sera consacré aux principales applications exploitant les propriétés optiques des fibres effilées.

1.1.2.1/ CARACTÉRISTIQUES GÉOMÉTRIQUES

Une fibre optique effilée représente un guide d'onde optique obtenu par étirage à chaud d'une fibre optique standard (fibre à base de silice). La figure 1.2 (a) montre un schéma simplifié d'une fibre effilée.

Sur le schéma de la figure 1.2 (a), on distingue trois zones principales. La zone (1) correspond à la zone non étirée de la fibre avec un diamètre de gaine de $125 \mu\text{m}$ pour une fibre conventionnelle et un diamètre de cœur d'environ $2,64 \mu\text{m}$ ($8,3 \mu\text{m}$) pour une fibre standard monomode visible (monomode télécom). La zone (2) correspond aux transitions (ou tapers) qui relient la fibre standard à la nanofibre avec un diamètre qui décroît progressivement depuis l'extrémité de la fibre standard jusqu'à la nanofibre. La transition 1 (à gauche) permet de coupler dans la nanofibre la lumière provenant de la fibre standard. Le phénomène inverse se produit au niveau de la transition 2 qui assure le transfert de la lumière sortant de la nanofibre vers l'autre extrémité de la fibre standard. La zone (3) cen-

trale présente un diamètre homogène très réduit par rapport à la fibre standard et proche ou inférieur à la longueur d'onde λ de la lumière guidée. Généralement, le diamètre de

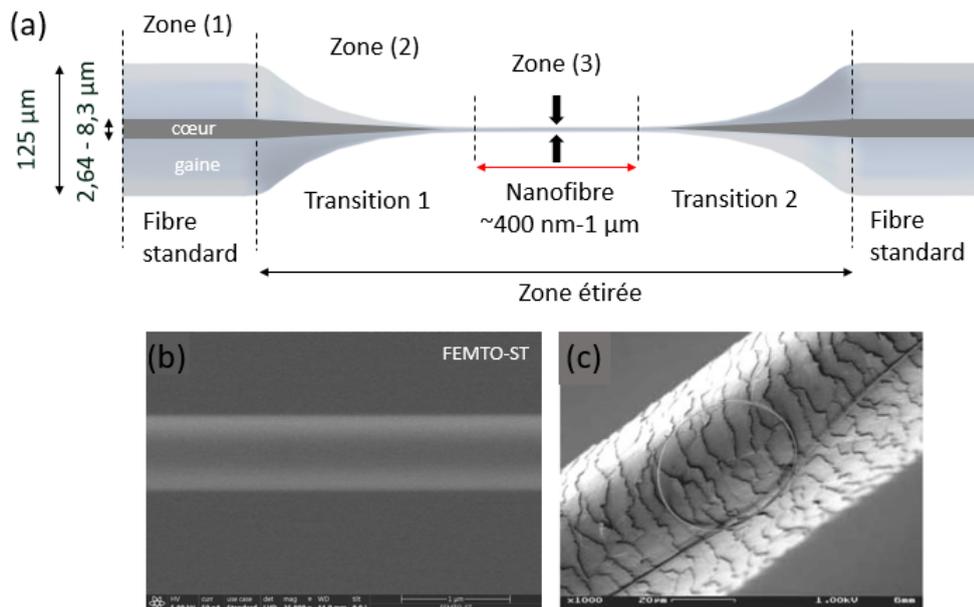


FIGURE 1.2 – (a) Schéma simplifié d'une fibre optique effilée obtenue par étirage à chaud à partir d'une fibre standard : les diamètres du cœur et de la gaine diminuent avec le même rapport de réduction dans la transition 1 et augmentent avec ce même rapport dans la transition 2. (b) Image MEB d'une nanofibre de silice de 690 nm de diamètre fabriquée avec notre banc d'étirage. (c) Image MEB d'une nanofibre de silice de 500 nm de diamètre nouée et placée sur un cheveu humain [24].

cette zone est de l'ordre d'une centaine de nanomètres jusqu'à quelques micromètres et uniforme sur une longueur de quelques millimètres à quelques centimètres. Dans la suite du manuscrit, cette zone sera appelée *nanofibre*. La réduction progressive du diamètre de la fibre entraîne que le diamètre du cœur devient trop faible pour guider la lumière. Par conséquent, la lumière est guidée dans la nanofibre par la réflexion totale interne au niveau de l'interface gaine-milieu extérieur [24].

La figure 1.2 (b) montre une image prise avec un microscope électronique à balayage (MEB) d'une nanofibre optique de silice de diamètre de 690 nm que nous avons fabriqué avec notre banc d'étirage à l'institut FEMTO-ST (nanofibre étudiée dans la suite du rapport). Cette image a été prise à la centrale de technologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST et ensuite reconstitué avec MATLAB. Elle montre la haute qualité des fibres fabriquées avec notre banc d'étirage. La figure. 1.2 (c), montre une image obtenue avec le MEB d'une nanofibre optique de silice de 500 nm de diamètre nouée et placée sur un cheveu humain [24]. Cette image montre la grande flexibilité et résistance mécanique d'une nanofibre optique.

1.1.2.2/ PROPAGATION DES MODES OPTIQUES

Lorsqu'un faisceau lumineux est injecté dans une fibre effilée, il se propage tout d'abord dans la zone (1) (Fig. 1.2 (a)) non étirée de la fibre standard avec un guidage

dans le cœur de la fibre par réflexion totale interne à l'interface cœur-gaine. Ensuite, le champ optique atteint la transition 1 de la fibre (zone (2) de la Fig. 1.2 (a)) avec un diamètre qui décroît progressivement avec la distance de propagation. Dans cette zone le diamètre du cœur de la fibre diminue également avec la même proportion que celui de la gaine avec un rapport de réduction constant et égal à $d_{\text{cœur}}/d_{\text{gaine}}$. Il résulte alors une évolution du comportement du champ optique le long de la transition qui se traduit pour chacun des modes optiques guidés par la fibre par la variation de son indice effectif, de son aire effective, et des fractions de puissance optique présentées dans le cœur et dans la gaine de la fibre.

Évolution des indices effectifs des modes optiques guidés

La figure 1.3 montre l'évolution des indices effectifs des modes supportés par une fibre effilée fabriquée à partir d'une fibre standard monomode télécom (SMF-G.652D) en fonction du diamètre de la fibre D normalisé à la longueur d'onde D/λ . Plus précisément, la figure 1.3 (a) et 1.3 (b) montrent respectivement l'évolution des indices effectifs des modes guidés dans le cœur de la fibre standard ($D/\lambda : 30-190$) par l'interface cœur-gaine et dans la nanofibre par l'interface silice-air ($D/\lambda : 0, 15-1, 5$).

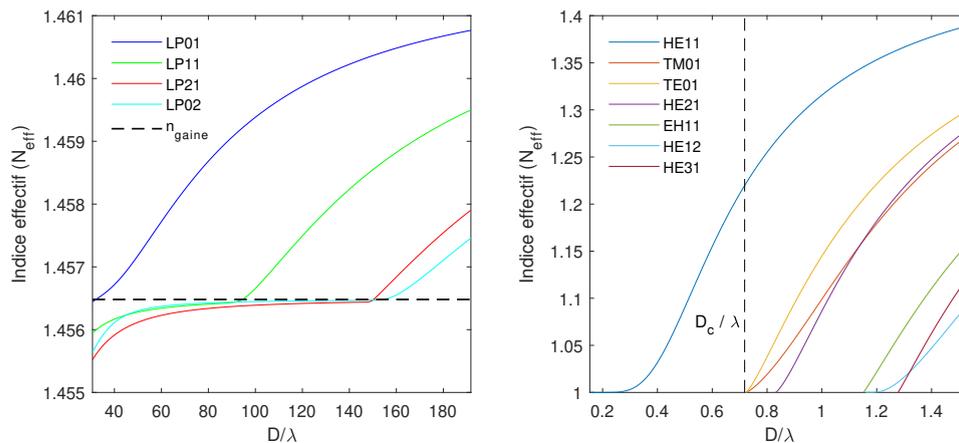


FIGURE 1.3 – Évolution des indices effectifs des modes guidés dans une fibre effilée fabriquée à partir d'une fibre standard télécom (SMF-G.652D) en fonction du diamètre D normalisé à la longueur d'onde D/λ . (a) Les modes supportés par le cœur de la fibre standard et (b) les modes supportés par la nanofibre pour des diamètres de gaine normalisés D/λ variant respectivement de 30 à 190 et de 0, 15 à 1, 5. Le trait noir horizontal en pointillé de la figure (a) représente l'indice de la gaine n_{gaine} et le trait noir vertical pointillé sur la figure (b) montre le rapport critique D/λ pour le guidage monomode de la nanofibre.

Nous pouvons remarquer que les indices effectifs des modes décroissent avec la réduction progressive du diamètre de la fibre. Les indices effectifs des modes du cœur de la fibre standard (Fig 1.3 (a)) s'approchent progressivement de l'indice de réfraction de la gaine (en trait noir pointillé) et celle de la nanofibre s'approchent respectivement de l'indice de réfraction de l'air ($n_{\text{air}} = 1$). Concernant le mode fondamental du cœur de la fibre standard LP01 et les trois premiers modes LP d'ordres élevés supportés par le cœur (LP11, LP21, LP02), lorsque l'indice effectif d'un mode donné est égal à l'indice effectif de la gaine de la fibre ($n_{\text{eff}} = n_{\text{gaine}}$), le mode change de guidage progressivement, d'un

guidage cœur-gaine vers un guidage silice-air (Fig 1.3 (a)), et le mode devient totalement confiné dans la gaine par l'interface gaine-air de la fibre. Ce changement de guidage est obtenu pour les modes du cœur à un diamètre d'environ 32λ pour le mode fondamental LP01, 95λ pour le mode LP11, 150λ pour le mode LP21 et 153λ pour le mode LP02. Dans la suite du rapport, ce diamètre sera appelé le diamètre de changement de guidage.

Concernant la nanofibre (Fig 1.3 (b)), le cœur de la fibre ne guide plus et comme la différence d'indice de réfraction entre l'air et la silice est élevée, l'approximation de guidage faible n'est plus valable. Le champ optique dans la nanofibre est décrit par conséquent par les modes vectoriels solutions de l'équation d'onde 1.4. Les sept premiers modes qui peuvent être supportés sont les modes vectoriels HE11 (fondamental), TM01, TE01, HE21, EH11, HE12 et HE31. D'après la figure 1.3 (b), nous pouvons remarquer que la nanofibre ne supporte que le mode fondamental HE11 pour un rapport D/λ inférieur ou égal à environ 0,7 représenté par un trait vertical pointillé. Le diamètre associé à ce rapport est appelé le diamètre de coupure pour le guidage monomode de la nanofibre. Les modes d'ordres élevés de la nanofibre possèdent chacun un diamètre de coupure plus grand que D_c à partir duquel ils ne sont plus guidés par la nanofibre et sont rayonnés dans le milieu extérieur. À noter que le mode TM01 possède le diamètre de coupure le plus petit et égal à environ 72% de la longueur d'onde λ .

Évolution de l'aire effective et de la puissance optique des modes

Concernant la distribution spatiale du champ guidé, la figure 1.4 (a) montre l'évolution de l'aire effective A_{eff} du mode fondamental HE11 en fonction du diamètre de la gaine pour une fibre standard SMF-G.652D à $\lambda = 652$ nm. À noter que la fibre est multimode à cette longueur d'onde.

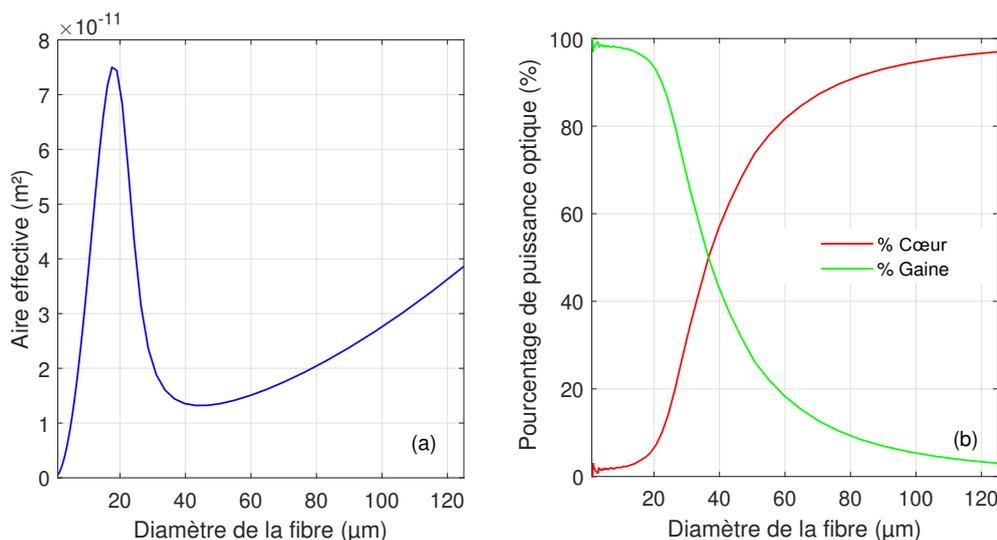


FIGURE 1.4 – Évolution du mode fondamental dans la transition à $\lambda = 652$ nm : (a) Aire effective, et (b) pourcentage de la puissance optique dans le cœur (courbe rouge) et dans la gaine (courbe verte).

Lorsque le diamètre de la gaine diminue, au début de la transition d'entrée de la fibre (transition 1), le diamètre du cœur de la fibre diminue également avec la distance

de propagation et l'aire effective diminue également, ce qui montre que le mode fondamental est de plus en plus confiné, jusqu'à atteindre une valeur minimale d'environ $1,32 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ à un diamètre d'environ $43 \mu\text{m}$. Au-delà de ce diamètre, nous remarquons que l'aire effective croît fortement avec la réduction continue du cœur de la fibre. Cela indique que le mode optique ne peut plus être supporté par le cœur de la fibre et fuit progressivement dans la gaine. À un diamètre d'environ $20 \mu\text{m}$, l'aire effective s'approche de sa valeur maximale, et c'est là où le changement de guidage du mode fondamental se fait progressivement, d'un guidage cœur-gaine à un guidage gaine-air (voir Fig. 3.2 (a)). Au-delà de ce diamètre, lorsque le diamètre de la fibre diminue fortement jusqu'à atteindre la nanofibre, l'aire effective du mode décroît fortement jusqu'à une valeur comparable à celle de la gaine, indiquant que le confinement de la lumière croît fortement dans cette région de la fibre.

D'autre part, sur la figure 1.4 (b), nous montrons l'évolution des pourcentages de la puissance optique du mode fondamental HE₁₁ dans le cœur (courbe rouge) et dans la gaine (courbe verte) en fonction du diamètre de la fibre. En effet, en entrée de la fibre, lorsque le mode est confiné dans le cœur, 97% de la puissance optique se propage dans le cœur et le reste (3%) est propagé dans la gaine sous forme de champ évanescent. Lorsque le diamètre de la fibre diminue le long de la transition, la fraction de la puissance optique se propageant dans le cœur diminue avec une fraction de puissance augmentant graduellement dans la gaine jusqu'à un diamètre de $36,6 \mu\text{m}$ où les deux fractions sont égales. Avec la réduction continue du diamètre de la fibre, l'énergie optique augmente progressivement dans la gaine et domine celle dans le cœur. Lorsque l'aire effective atteint son maximum (proche de $D = 20 \mu\text{m}$, Fig 1.4 (a)), le changement de guidage est réalisé progressivement par le mode induisant ainsi une propagation graduelle de l'énergie optique à travers la gaine comme le montre la figure 1.4 (b).

Il convient de noter que lorsque le champ optique change de guidage vers la gaine, le guide devient multimode puisque son diamètre devient plus grand que celui de la longueur d'onde du champ propagé et le saut d'indice silice-air est nettement supérieur au saut d'indice cœur-gaine ($V \gg 2,405$). Dans ce cas, si la transition est non adiabatique, l'énergie du mode fondamental se couplera avec d'autres modes d'ordres élevés. Ces modes d'ordres élevés peuvent être rayonnés par la suite à l'extérieur du guide s'ils ne sont plus guidés lorsqu'ils atteignent leurs diamètres de coupure ($n_{eff} = 1$). Néanmoins, si la transition est adiabatique, seul le mode fondamental est supporté le long de la transition et aucun mode d'ordre élevé n'est excité. De la même manière, lorsque le cœur de la fibre est initialement multimode, si la transition est non adiabatique pour un mode donné, un couplage avec un ou plusieurs modes d'ordre supérieur de même géométrie est possible. Toutefois, les modes sont conservés le long de la transition si elle est adiabatique pour chacun de ces modes et aucune perte d'énergie n'est possible dans ce cas.

D'autre part, le long d'une transition non adiabatique, lorsque un ou plusieurs modes d'ordres élevés traverse l'interface gaine-air pour rayonner à l'extérieur de la fibre, une forte augmentation du niveau du signal diffusé par la rugosité de la surface devrait être observée le long de la transition. Ce signal peut être détecté avec notre système d'imagerie comme nous le montrerons par la suite.

Battements de modes optiques

Si plusieurs modes optiques sont présents initialement à l'entrée de la fibre, ces modes se

propagent avec des constantes de propagation différentes, conduisant par conséquent à des battements intermodaux entre eux le long de la fibre. La longueur de battement local, à un rayon r de la fibre, entre deux modes optiques différents dont les indices effectifs (les constantes de propagation) sont égaux à n_i et n_j (β_i et β_j) peut être calculée à partir de l'expression suivante [23] :

$$L_{b,ij}(r) = \frac{2\pi}{\beta_i(r) - \beta_j(r)} = \frac{\lambda}{|n_i(r) - n_j(r)|} \quad (1.7)$$

où $L_{b,ij}$ est la période des battements et r le rayon local de la transition.

À partir de cette expression, nous pouvons définir la fréquence de battement $f_{b,ij}$ entre les deux modes, qui est donné par :

$$f_{b,ij}(r) = \frac{1}{L_{b,ij}(r)} = \frac{|n_i(r) - n_j(r)|}{\lambda} \quad (1.8)$$

Nous remarquons que L_b varie en fonction du rayon de la fibre. Comme le diamètre de la fibre évolue progressivement avec la distance de propagation le long de la transition 1 de la fibre effilée, la différence entre les indices effectifs des modes varie donc également. Cela conduit à l'évolution progressive de la fréquence de battement entre les différents modes le long de la transition 1 (également le long de la transition 2). D'autre part, ces battements de modes entraînent une oscillation de la lumière diffusée par la diffusion Rayleigh dans la fibre provenant de ces modes. L'analyse expérimentale avec notre système d'imagerie de la lumière diffusée par ces modes optiques à l'extérieur du guide permet ainsi une observation directe de ces battements de mode et donc l'identification des modes présents dans la fibre. Cette caractéristique de la diffusion sera étudiée dans la partie 3.4.1 du chapitre 3.

1.1.2.3/ CHAMP ÉVANESCENT ET CONFINEMENT DE LA LUMIÈRE

La densité de flux d'énergie de l'onde lumineuse se propageant au niveau de la nanofibre est décrite par le vecteur de Poynting \vec{S} .

Pour une nanofibre parfaitement cylindrique et de rayon égale à r , l'énergie se propage le long du guide uniquement suivant la direction longitudinale z tel que $\vec{S} = \vec{S}_z$. Le flux du vecteur de Poynting à travers une surface normale à l'axe optique de la fibre représente la puissance véhiculée par le champ optique le long de la nanofibre. Soient \vec{S}_{1z} et \vec{S}_{2z} les composantes du vecteur de Poynting à l'intérieur (défini à travers le disque de rayon r) et à l'extérieur du guide, tel que :

$$\vec{S} = \begin{cases} \vec{S}_{1z}, & \text{si } 0 < r < a \\ \vec{S}_{2z}, & \text{si } a < r < \infty \end{cases} \quad (1.9)$$

À noter que les expressions analytiques de \vec{S}_{1z} et \vec{S}_{2z} peuvent être obtenues par la résolution de l'équation d'onde au niveau de la nanofibre et les expressions des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} de l'onde optique.

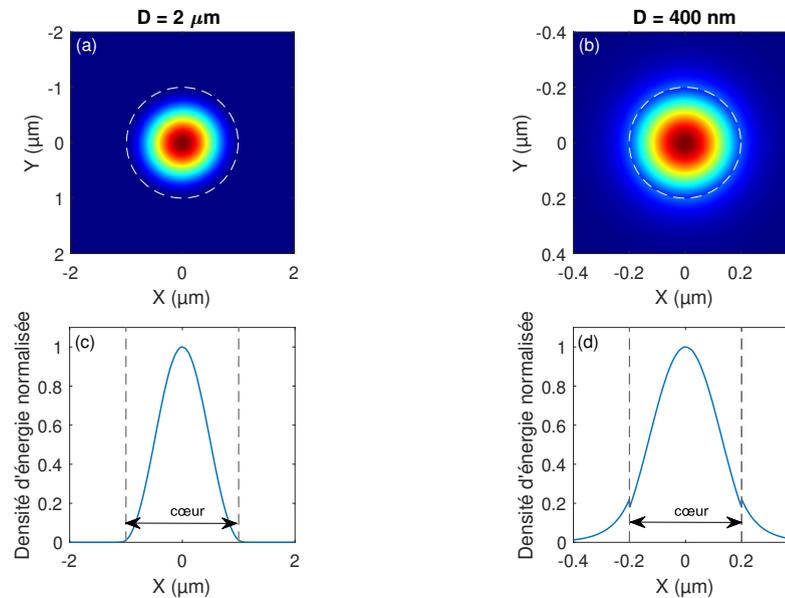


FIGURE 1.5 – Champ évanescent \vec{S} . (a) et (b) (resp. (c) et (d)) illustrent des représentations 2D (resp. 1D) du vecteur de Poynting \vec{S} pour deux nanofibres optiques ayant des diamètres de $2 \mu\text{m}$ et de 400 nm respectivement. Les figures (c) et (d) sont obtenus avec des coupes le long de l'axe X ($Y = 0$) des figures (a) et (b), respectivement.

La figure 1.5 montre des représentations en deux dimensions (2D) et en une dimension (1D) du vecteur de Poynting calculé pour deux nanofibres immergées dans l'air de diamètres respectifs de $2 \mu\text{m}$ (Fig. 1.5 (a) et (c)) et de 400 nm (Fig. 1.5 (b) et (d)). Les figures 1.5 (c) et (d) représentent respectivement des coupes (1D) obtenues le long de l'axe des X ($Y = 0$) des représentations en (2D) montrés dans les figures 1.5 (a) et (b) respectivement. Pour les deux nanofibres, le vecteur de Poynting \vec{S} est calculé pour le mode fondamental HE₁₁ à une longueur d'onde de 652 nm . Notez que l'interface silice-air est délimitée sur chacune des figures 1.5 (a) et (b) par un cercle blanc et dans les figures 1.5 (c) et (d) par des traits noirs en pointillés. Nous pouvons remarquer que l'énergie du champ est très confinée à l'intérieur de la nanofibre de diamètre de $2 \mu\text{m}$ avec une fraction d'énergie très négligeable situé dans le champ évanescent dans l'air. À l'inverse, pour la nanofibre de diamètre de 400 nm , il est clair qu'une fraction importante de l'énergie du champ guidé se propageant à l'extérieur sous forme de champ évanescent. Cette propriété a été largement exploitée dans la littérature pour différentes applications fondamentales et technologiques que nous allons citer par la suite.

1.1.2.4/ ADIABATICITÉ DES TRANSITIONS

L'adiabaticité d'une fibre étirée est un critère qui consiste à transférer le maximum d'énergie du mode fondamental de la fibre standard (le mode LP₀₁ de la Fig 1.3 (a)) au mode fondamental de la nanofibre (le mode HE₁₁ de la Fig 1.3 (b)) à travers la transition 1 avec le minimum de perte possible dans la transition [23, 24]. De la même manière, le transfert inverse (du mode HE₁₁ vers le mode LP₀₁) doit être réalisé à travers la transition 2 en sortie de fibre. En effet, l'évolution du diamètre dans la transition 1 (ou 2) représente

une perturbation pour le mode fondamental de la fibre standard (de la nanofibre) qui se traduit par un couplage avec un ou plusieurs modes d'ordres élevés qui représentent des modes de pertes s'ils ne sont plus supportés par la transition 1 (transition 2). Lorsque ce critère est non respecté, la transition est appelée non adiabatique.

Le paramètre clé permettant de contrôler l'adiabaticité d'une transition est l'angle local de la transition (noté Ω_{taper}) par rapport à l'axe longitudinal (X) de la fibre comme le montre la figure 1.6.

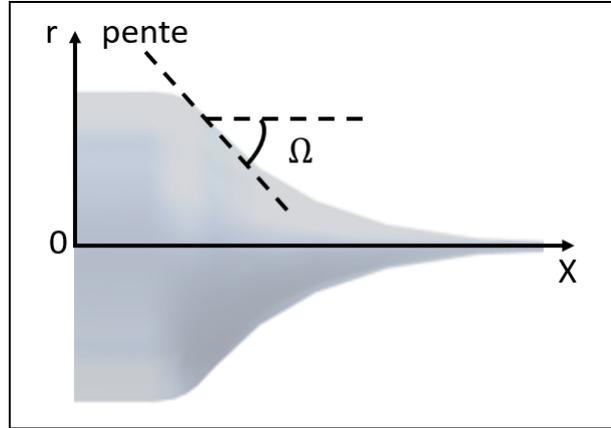


FIGURE 1.6 – Définition de l'angle local Ω_{taper} de la transition d'une fibre effilée.

Mathématiquement, l'angle Ω_{taper} est défini en fonction du rayon local $r(X)$ de la fibre comme suit [23] :

$$\Omega_{taper} = \frac{dr(X)}{dX} \quad (1.10)$$

Lorsque Ω_{taper} est suffisamment faible, la perturbation vue par le LP01 est faible et le couplage du mode fondamental avec les modes d'ordres élevés est négligeable. Cependant, la fibre étirée sera très longue dans ce cas. Dans le cas contraire, lorsque Ω_{taper} est très grand, la transition est courte, mais le couplage du mode fondamental LP01 avec les modes d'ordres élevés est important et la transition n'est pas adiabatique. Un compromis est donc nécessaire pour obtenir une transition adiabatique et en même temps suffisamment courte. Dans le cas général, pour un mode optique donné de constante de propagation β_i , la condition d'adiabaticité est calculée mathématiquement par la relation suivante [23] :

$$\Omega_{taper} \leq \frac{r}{L_{b,ij}} \quad (1.11)$$

avec $L_{b,ij}$ la longueur de battement locale entre le mode à β_i et le mode d'ordre élevé le plus proche et de constante de propagation β_j dont l'expression est donnée par la relation 1.7.

À partir de l'expression 1.11, l'angle d'adiabaticité limite $\Omega_{taper,limite}$ est donné par la relation suivante :

$$\Omega_{taper}^{limite} = \frac{r}{L_{b,ij}} = \frac{r|\beta_i - \beta_j|}{2\pi} \quad (1.12)$$

À noter que lorsque l'angle local vérifie la condition $\Omega_{taper}^{limite} > \frac{r}{Z_{ij}}$, la transition est non adiabatique et le mode fondamental LP01 transfère une partie de son énergie à un ou plusieurs modes d'ordres élevés de la transition.

1.1.2.5/ FABRICATION DES FIBRES EFFILÉES

Dans cette partie, nous allons décrire le système d'étirage utilisé pour la fabrication de nos nanofibres. Ce système a été développé au département d'optique de l'institut FEMTO-ST pendant la thèse d'Adrien Godet (2015-2017) [25]. Il a été mis en place en collaboration avec l'équipe MANOLIA de l'Institut d'Optique (IOGS) à Palaiseau (Paris) et a été amélioré par la suite par l'équipe ONL (Optique Non Linéaire) de l'institut FEMTO-ST. Cette partie représente donc un résumé de la description détaillée de ce système présentée dans sa thèse.

Principe de l'étirage des fibres optiques

Le principe de l'étirage utilisé pour la fabrication de nos guides est schématisé sur la figure 1.7. Sur cette figure, nous illustrons la fibre standard à base de silice à étirer (SM450 ou SMFG-6.52D) par un barreau de rayon r_0 .

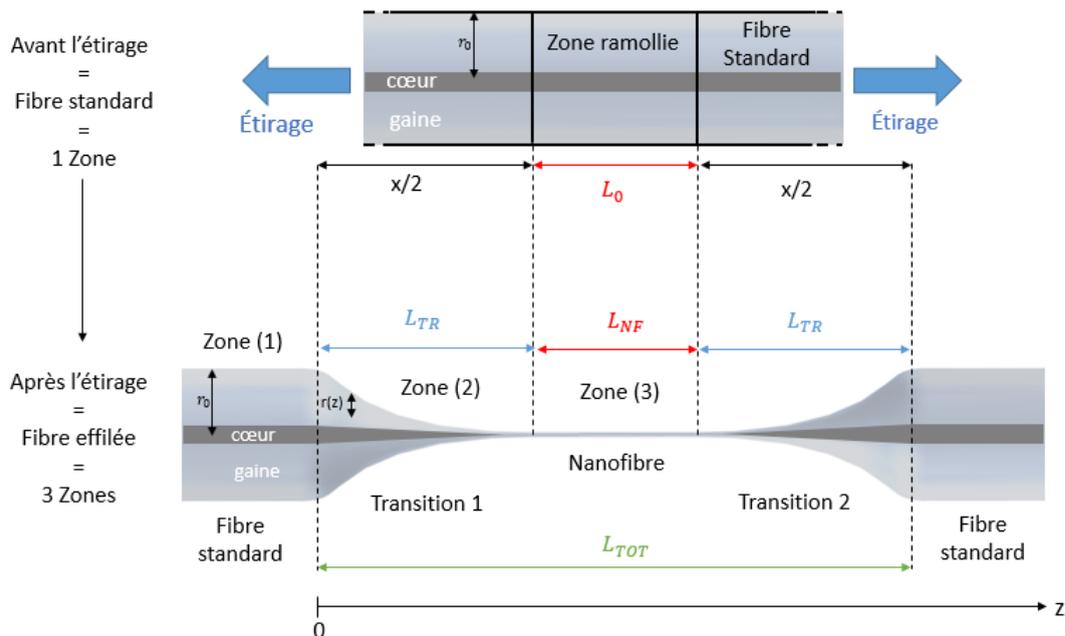


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de l'étirage à chaud d'une fibre optique standard SMF-G.652D ou SM450. r_z le rayon local de la transition. r_0 le rayon initial de la fibre standard. L_0 la largeur initiale de la zone ramollie de la fibre standard. x représente l'élongation appliquée. L_{TR} et L_{NF} les longueurs des transitions (1 et 2) et de la nanofibre respectivement.

L'étirage est basé sur le balayage de la fibre au-dessus d'une source de chaleur fixe permettant d'amincir considérablement son diamètre. Plus précisément, ce processus consiste à balayer une portion de longueur L_0 bien définie de la fibre standard initiale sur son axe au-dessus d'une flamme fixe. L'échauffement de la portion L_0 permet de la

ramollir et donc de la déformer facilement. Il est possible alors de contrôler sa largeur et sa longueur au cours du processus d'étirage pour obtenir le profil souhaité de la fibre effilée. Dans le cas d'une fibre à base de silice, la température de la flamme doit être au voisinage de 1100 °C [26]. D'autre part, le balayage de la fibre au-dessus de la flamme se fait à l'aide de platines de translation uniaxiales sur lesquelles la fibre est installée et fixée aux deux extrémités non étirées. Les platines sont pilotées et automatisées à l'aide d'un contrôleur permettant de contrôler très précisément leur trajectoire au cours de l'étirage.

L'échauffement continu de la zone ramollie permettant d'obtenir une augmentation progressive de sa longueur de quelques millimètres jusqu'à quelques centimètres et une évolution progressive de son diamètre de 125 μm jusqu'à des diamètres aux alentours du micron. En effet, la zone ramollie est allongée d'une longueur égale à $x/2$ aux deux extrémités à partir de sa longueur initiale L_0 . La longueur totale de la fibre étirée après étirage est donnée par l'expression suivante :

$$L_{TOT} = L_0 + x \quad (1.13)$$

avec x l'élongation totale appliquée à la zone ramollie de longueur initiale L_0 comme on peut le voir sur la figure 1.7.

Après l'étirage, la nanofibre présente un rayon noté r_{NF} et uniforme sur une longueur égale à L_{NF} . Il est à noter que la longueur de la nanofibre dans ce processus est conditionnée par la longueur de la zone ramollie telle que :

$$L_{NF} = L_0 \quad (1.14)$$

Les transitions possèdent chacune une longueur L_{TR} avec un profil $r(z)$ qui varie le long de l'axe longitudinal z de la fibre (Fig. 1.7). Pour obtenir le profil souhaité de la fibre effilée, le processus de l'étirage est régi par deux équations fondamentales. La première équation est appelée la *loi de conservation de la distance*. Elle exprime la relation entre l'allongement x de la zone ramollie et la longueur des transitions L_{TR} . En effet, à partir de l'expression 1.13 de la longueur totale L_{TOT} de la fibre étirée et l'hypothèse 1.14 sur la longueur L_{NF} de la nanofibre, nous pouvons écrire la relation suivante entre les différents paramètres géométriques de la fibre :

$$L_{TOT} = L_0 + x = L_{NF} + 2L_{TR} \quad (1.15)$$

La seconde équation fondamentale qui régit l'étirage est appelée la *loi de conservation du volume*. Elle exprime la relation entre le rayon de la nanofibre r_{NF} , l'allongement total x et la longueur de chauffe L_0 . Cette loi est donnée par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dr_{NF}}{dx} = -\frac{r_{NF}}{2L_0} \quad (1.16)$$

Il est possible donc à partir des deux équations 1.15 et 1.16 et du critère d'adiabaticité 1.12 de fabriquer une fibre effilée adiabatique avec un profil défini avec une bonne reproductibilité et une grande précision. À noter que cela nécessite de contrôler les trajectoires des platines de translation qui sont ajustées au préalable (voir la thèse de Godet [25]).

Banc d'étirage des nanofibres optiques

La figure 1.8 (a) montre une photo du banc d'étirage et la figure 1.8 (b) montre un schéma du banc d'étirage utilisé pour la fabrication des nanofibres optiques avec ses différentes composantes [25].

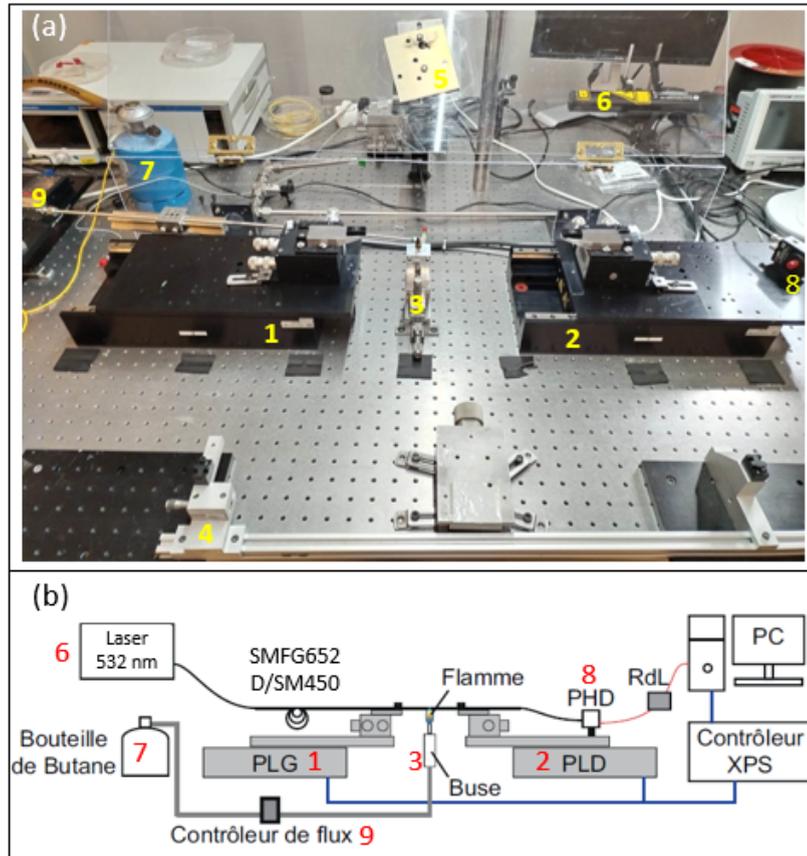


FIGURE 1.8 – Banc d'étirage des fibres effilées. (a) Photographie du banc et (b) schéma simplifié issu de la thèse de Godet [25] et modifié selon les paramètres utilisés dans ce travail (source laser, fibres utilisées). Les éléments numérotés en (a) sont montrés avec les mêmes numéros en (b) (sauf les éléments numéro 4 et 5 qui représentent respectivement le support de la mise en boîte et le capot du banc), PHD : Photodiode, RdL : labjack Redlab, PC : Ordinateur.

Il est constitué de deux platines de translation uniaxiales de type XML210 pilotées automatisées par un contrôleur de type XPS-Q8 à l'aide d'un code développé sur MATLAB. Les platines possédant chacune une longueur maximale de translation de 210 mm. Sur chacune des platines, une petite platine à trois axes linéaires de type Thorlabs Nanomax a été montée permettant d'ajuster très précisément l'alignement de la fibre avec l'axe d'étirage avec une grande précision de l'ordre du micron. D'autre part, pour obtenir une bonne uniformité et symétrie de la fibre effilée pendant l'étirage, la fibre doit être maintenue fixe et droite sur les deux platines. Pour cela, un V-groove a été installé sur chacune des platines avec un aimant pour appuyer sur les deux extrémités non étirées de la fibre standard sur le support des V-grooves.

Le système est également équipé d'une flamme fixe centrée entre les deux platines de translation et alimentée par une bouteille de gaz de butane de type Butagaz. Trois

autres paramètres importants liés à la flamme doivent être maîtrisés lors de l'étirage de la fibre : sa hauteur, sa taille et le débit du gaz. Pour cela, un contrôleur de flux de gaz a été installé à la sortie de la buse de la flamme pour maintenir un flux constant d'environ 6,5 SCCM (SCCM en anglais : Standard Cubic Centimeters per Minute) et une flamme stable de hauteur 5 mm et de largeur d'environ 3 mm. Il est important de noter qu'au cours de nos étirages, la distance entre la zone ramollie de la fibre et le sommet de la flamme est généralement de l'ordre de quelques millimètres. Il est nécessaire de maintenir cette distance constante pendant l'étirage pour éviter la non-uniformité au niveau du profil de la fibre effilée. D'autre part, ce système est équipé d'un laser continu (C.W) délivrant une longueur d'onde de 532 nm et une photodiode amplifiée et connectée à l'ordinateur à l'aide d'un LabJack comme le montre la figure 1.8. Il est possible alors de mesurer la transmission et les pertes totales de la fibre pendant l'étirage en temps réel et vérifier ainsi la qualité de l'étirage. La transmission enregistrée au cours de l'étirage peut ensuite être utilisée pour calculer l'histogramme de battements [25] des modes de la fibre et de vérifier le critère d'adiabaticité 1.12.

Il convient de noter que la limitation majeure de ce type de banc d'étirage est l'instabilité de la flamme qui peut être provoquée par des turbulences de l'air ambiant dans la salle de fabrication. Cela provoque l'instabilité du gradient de température de la flamme et conduit à la non-homogénéité du ramollissement de la zone L_0 . Cela pourrait augmenter les pertes de transmission et dégrader la qualité de surface de la nanofibre. Pour limiter cet effet, l'ensemble du système d'étirage est placé dans un endroit isolé du reste de la salle et l'ensemble des platines de translation et la flamme a été protégé par un coffrage de protection en plexiglas comme nous pouvons le voir sur la figure 1.8. En outre, le système est également protégé par une hotte soufflant pour piéger les micro-poussières (dispersées dans l'air) au sol afin d'empêcher leurs dépôts sur la surface de la nanofibre qui entraîne leur endommagement ou après l'étirage [27].

Protocole de l'étirage d'une nanofibre optique

L'étirage d'une fibre comporte deux étapes principales :

- La première représente l'installation de la fibre optique à étirer sur les platines de translations. Pour ce faire, la zone à ramollir L_0 de la fibre standard doit être dénudée de sa gaine polymère de protection et nettoyée soigneusement avec de l'acétone sur une longueur d'environ 3 mm. Ensuite, chacune des extrémités de la fibre doit être fixée sur la platine de translation à l'aide de l'aimant et le V-groove tout en maintenant la fibre tendue et droite. Enfin, il faut connecter la fibre avec le laser et la photodiode afin de contrôler sa transmission au cours de l'étirage.
- La deuxième étape consiste à la mise en boîte de la nanofibre étirée. En effet, des boîtes transparentes en plexiglas fermées par des vis ont été fabriquées au service commun de mécanique de l'institut FEMTO-ST pour placer les nanofibres après l'étirage afin de les protéger des dépôts des poussières après l'étirage. Les boîtes doivent être bien nettoyées pour éviter la pollution de la nanofibre par les dépôts des micro-poussières.

Les fibres effilées fabriquées pour notre étude

La figure 1.9 montre en échelle logarithmique une comparaison entre deux profils de deux fibres effilées fabriquées à partir d'une fibre standard SMF-G.652D avec les mêmes paramètres d'étirage par le banc de fabrication présenté précédemment.

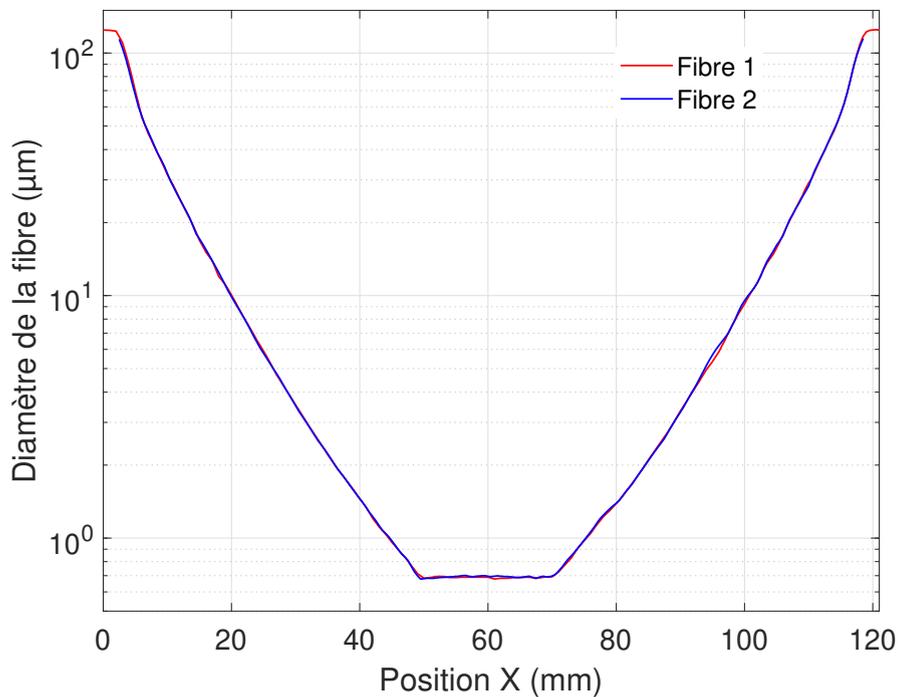


FIGURE 1.9 – Profil des fibres fabriquées pour nos mesures (échelle logarithmique).

L'évolution du diamètre pour chacune des fibres a été mesurée par imagerie au microscope électronique à balayage (MEB). Ce MEB est de type *FEI Quanta 450W* et situé dans la centrale de technologie MIMENTO de l'Institut FEMTO-ST. Les deux fibres doivent être métallisées pour être détectables par le MEB, mais il est également possible de les caractériser dans des conditions environnementales, bien que la résolution de mesure soit inférieure à 3 nm [25].

Comme le montre la figure 1.9, pour chacune des fibres, le diamètre de la zone submicrométrique de la nanofibre est égale à environ 690 ± 24 nm, soit une précision d'environ 3%. Les longueurs des deux nanofibres sont égales à $20 \pm 0,5$ mm avec des transitions de longueurs d'environ 48 mm. La différence relative des diamètres le long des fibres est inférieure à 3%, ce qui indique que les profils des deux fibres sont très similaires et montre également la grande reproductibilité du banc d'étirage. Il convient de noter que durant cette thèse, nous avons étiré une soixantaine de fibres effilées (le temps d'étirage pour une fibre est d'environ 30 min). Au cours du processus de fabrication, certaines fibres ont été cassées, tandis que d'autres ont été étudiées. Cependant, les fibres les plus importantes ont été caractérisées et analysées à l'aide de notre système d'imagerie, et leurs résultats ont été présentés dans ce manuscrit.

1.1.2.6/ APPLICATIONS DES NANOFIBRES OPTIQUES

Grâce à leurs propriétés optiques originales, les fibres effilées ont été largement utilisées depuis leurs apparitions dans différentes applications scientifiques et technologiques. Parmi ces propriétés, on peut citer notamment le confinement intense du champ optique et le champ évanescent important à l'extérieur de la nanofibre. Ces propriétés

particulières sont une conséquence directe de la taille réduite de la nanofibre qui est comparable à la longueur d'onde contrairement à une fibre optique conventionnelle. De plus, ces fibres sont caractérisées par de faibles pertes, une grande flexibilité et résistance mécanique et elles sont faciles à utiliser et à manipuler ce qui les rend exploitables et intégrables dans des dispositifs compacts [28] ou connectés à un réseau de fibres pour fournir des applications en science de l'information quantique [29].

Selon le diamètre de la nanofibre, il résulte un fort confinement de la lumière guidée ou un large champ évanescent caractérisé par une fraction importante de la puissance lumineuse se propageant à l'extérieur de la nanofibre et donc en interaction directe avec le milieu extérieur. Selon l'application désirée, un diamètre optimal doit être alors convenablement choisi comme expliqué par la suite. En effet, le confinement intense de la lumière a été principalement exploité pour augmenter la non-linéarité et permettre ainsi de générer des effets non-linéaires à de très faibles puissances crêtes et sur des distances très courtes contrairement au cas d'une fibre optique standard. Nous pouvons citer comme exemple la génération du supercontinuum optique [30–33] D'autres applications exploitent cette propriété pour la génération des paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes [34] et pour la génération d'harmoniques [35–38].

Parmi les applications qui exploitent le champ évanescent à l'extérieur de la nanofibre, on peut citer par exemple la diffusion Raman évanescente [39] et l'effet Kerr évanescent [40]. On trouve aussi le piégeage et la manipulation des atomes froids. En effet, des nanofibres avec des diamètres sub-longueur d'onde montrent une grande potentialité en réalisant des interactions efficaces avec les atomes. Dans ces applications, les atomes piégés sont couplés à un mode qui est en résonance avec une transition atomique, permettant un couplage très fort et efficace entre les atomes et la nanofibre [41–47]. D'autres applications exploitent le champ évanescent pour la spectroscopie d'absorption à ondes évanescentes comme la détection de la lumière fluorescente des atomes [48], ou des QD-unique (single Quantum Dote (QD) en anglais) [49]. Les propriétés du champ évanescent ont été également largement exploitées pour le développement et la conception des capteurs. On trouve comme exemple les capteurs chimiques ou biologiques [50] et les capteurs sensibles à l'indice de réfraction du milieu externe tels que les capteurs de fluides et d'humidité [51–56]. On trouve aussi les applications exploitant le champ évanescent pour coupler efficacement la lumière dans des micro-cavités à un facteur de qualité élevé [57, 58]. D'autre part, la grande flexibilité et la résistance mécanique des nanofibres ont permis la fabrication de micro-nano résonateur optique en forme de bobine, nœud, ou boucle [26, 59].

Les transitions des fibres effilées ont été aussi exploitées dans différentes applications. En effet, selon leurs géométries, les transitions ont permis de contrôler ou de filtrer des modes d'ordres supérieurs dans les fibres optiques multimodes ou bien pour réaliser des interconnexions avec les fibres optiques macroscopiques standard [1].

1.2/ EFFETS LINÉAIRES MIS EN JEU DANS LES FIBRES OPTIQUES

1.2.1/ DIFFUSION RAYLEIGH ET ATTÉNUATION LINÉIQUE

La diffusion Rayleigh est un processus physique qui résulte de l'interaction élastique de la lumière avec une particule de la matière (atome, molécule, etc.) [60]. On parle

de diffusion élastique puisque cette interaction se fait sans changement de fréquence de l'onde diffusée. Les particules impliquées dans cette interaction ont des tailles très faibles par rapport à la longueur d'onde λ de l'onde incidente (de l'ordre de $\frac{\lambda}{10}$). Dans le cas contraire, lorsque la taille des particules est grande par rapport à λ , on parle alors de la diffusion de Mie qui est traitée dans le cadre de la théorie de Mie. La diffusion Rayleigh représente ainsi un cas limite de la théorie de Mie. À noter que la diffusion Rayleigh est un processus spontané, car les propriétés optiques du matériau ne sont pas modifiées par la présence du champ optique. Lorsque l'interaction entre le champ optique et la matière s'accompagne d'un changement des propriétés optiques du matériau et la fréquence de l'onde diffusée, on parle dans ce cas de la diffusion inélastique, qui sera étudiée par la suite.

1.2.1.1/ ORIGINE DE LA DIFFUSION RAYLEIGH

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu matériel, le champ électrique de l'onde interagit avec le nuage électronique des atomes et des molécules constituant le milieu en le déformant comme le montre le schéma simplifié de la figure 1.10.

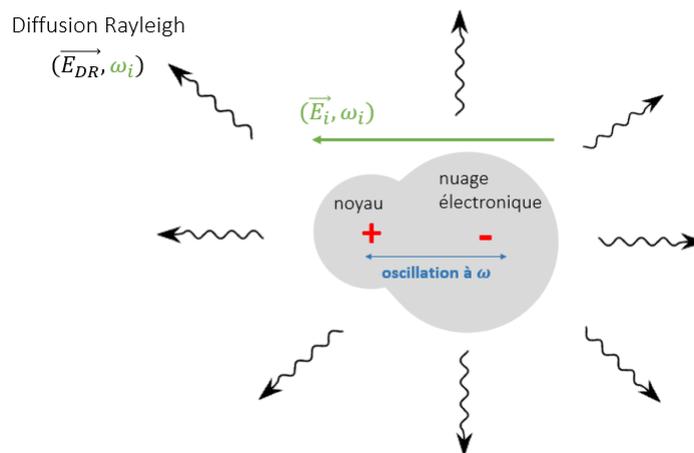


FIGURE 1.10 – Schéma simplifié de la diffusion Rayleigh par une particule chargée (atome ou molécule). \vec{E}_i et ω_i représentent le champ électrique et la pulsation de l'onde incidente, et \vec{E}_{DR} le champ électrique de l'onde diffusée.

Il résulte par conséquent l'apparition de dipôles électriques dans le milieu induits par le champ électrique de l'onde qui s'y propage. Les dipôles induits oscillent avec la même pulsation ω_i que l'onde incidente et génèrent chacun une onde électromagnétique oscillante (\vec{E}_{DR}) avec la même fréquence. Les ondes rayonnées par l'ensemble des dipôles électriques induits dans le matériau sont à l'origine de la lumière diffusée par ce dernier, via la diffusion Rayleigh.

1.2.1.2/ LA NON-HOMOGENÉITÉ DU MILIEU ET LA DIFFUSION LATÉRALE

Lorsqu'un faisceau laser éclaire un milieu matériel dense et totalement homogène ou le nombre de centres de diffusion (atomes, molécules, etc.) par unité de volume est constant

dans tout le matériau, la lumière ne peut être diffusée par la diffusion Rayleigh que vers l'avant dans le sens de propagation de l'onde incidente [60]. Ce résultat est démontré sur le schéma de la figure 1.11.

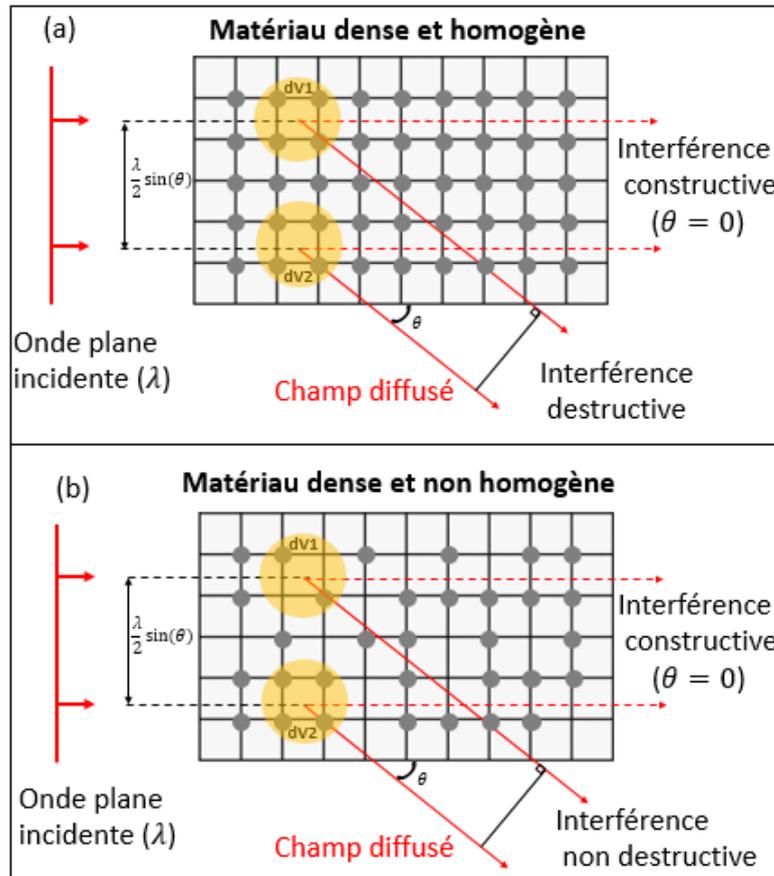


FIGURE 1.11 – Diffusion Rayleigh latérale dans un milieu (a) dense et homogène et (b) dense et non-homogène. dV_1 et dV_2 représentent deux volumes élémentaires et θ représente l'angle de la diffusion. Les flèches rouges représentent le champ diffusé par le matériau.

La figure 1.11 (a) montre un milieu homogène éclairé par une onde plane. Soit un élément de volume infinitésimal dV_1 qui diffuse la lumière dans une direction définie par l'angle θ (sauf $\theta = 0$), et soit dV_2 un autre élément de volume infinitésimal qui diffuse la lumière vers la même direction. Comme le matériau est homogène, les volumes dV_1 et dV_2 contiennent le même nombre de diffuseurs. Les deux champs diffusés par la diffusion Rayleigh de ces volumes dans une direction θ interfèrent ainsi de manière destructive. Comme le même raisonnement peut être appliqué partout dans le milieu matériel, nous pouvons conclure que la diffusion latérale ne peut pas exister dans un milieu homogène excepté vers l'avant (dans la direction définie par $\theta = 0$ [61]). En effet, la diffusion cohérente dans cette direction est à l'origine de l'indice de réfraction [60, 62].

Lorsque le milieu matériel est dense et non totalement homogène, c'est-à-dire que la densité des diffuseurs par unité de volume n'est pas constante dans le milieu comme le montre la figure 1.11 (b), le champ résultant dans une direction θ est non nul [60]. En effet, les deux volumes infinitésimaux dV_1 et dV_2 ne contiennent pas le même nombre de diffuseurs, et l'interférence des deux champs résultent des deux volumes dans la direction

définie par l'angle θ n'est donc pas complètement destructive. À noter qu'aucun matériau n'est parfaitement homogène, il y a donc toujours de la diffusion latérale de la lumière. En plus, pour un matériau donné, la diffusion de surfaces à l'interface matériau-air est toujours non nulle en raison de la discontinuité de l'indice de réfraction à l'interface qui brise la symétrie de la structure (réflexion de Fresnel).

Dans le cas général, la diffusion Rayleigh latérale résulte des fluctuations des propriétés optiques d'un milieu matériel tel que : les fluctuations locales de la susceptibilité électrique du matériau, une concentration non-uniforme de dopants. Ou bien, elle résulte de la présence de défauts, d'imperfections mécaniques ou géométriques dans la structure du matériau qui résultent du procédé de la fabrication ce qui est le cas, par exemple, des fibres optiques à base de silice. En effet, dans ce type de fibres, la diffusion Rayleigh est un mécanisme de perte intrinsèque résultant principalement de la distribution aléatoire des molécules de la silice fondue [60]. Ces inhomogénéités entraînent des fluctuations microscopiques locales et aléatoires de la densité de l'indice de réfraction de la silice sur des distances inférieures à la longueur d'onde du champ propagé. Ces variations justifient donc le modèle décrit par John William Strutt, troisième baron Rayleigh (lauréat du prix Nobel de physique en 1904). Il en résulte ainsi la diffusion d'une fraction la lumière du champ propagé dans toutes les directions comme décrit par la loi de Rayleigh. Comme les fluctuations de densité de l'indice de réfraction restent gelées dans la silice fondue dans le cœur et la gaine de la fibre après le processus de fibrage, le profil de diffusion (ou la distribution spatiale du champ diffusé) pour une fibre optique donnée représente une caractéristique de cette fibre. Pour une température et une pression constante, ce profil de diffusion reste reproductible pour la fibre.

1.2.1.3/ ATTÉNUATION LINÉIQUE DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Pour une fibre optique, la puissance de l'onde lumineuse qui se propage décroît exponentiellement avec la distance qu'elle parcourt à cause des pertes induites par la diffusion Rayleigh et par l'absorption intrinsèque (bande absorption IR) ou extrinsèque du matériau (par les dopants ou impuretés). Il convient de noter que l'atténuation de la puissance peut être également causée par la présence des défauts de la silice (bulles, microcraquelures, etc.) [63] et du guide (non-informité de l'interface cœur-gaine [64], etc.) qui est peu dépendante de la longueur d'onde dans ce cas-là, par couplage de l'énergie optique dans des modes de pertes non guidés par la fibre [63].

Soit $P(x)$ la puissance de l'onde à une position x de la fibre, la décroissance de la puissance suit la loi de Beer-Lambert, telle que :

$$\frac{dP(x)}{dx} = -\alpha P(x) \quad (1.17)$$

Dans cette expression 1.17, le coefficient α (unité m^{-1}), nommé coefficient d'atténuation linéique, représente une mesure des pertes totales de la fibre par unité de longueur. Il dépend du matériau utilisé pour la fabrication de la fibre optique et dépend de la longueur d'onde λ de l'onde que s'y propage. Le coefficient s'écrit comme suite :

$$\alpha = \alpha_{DR} + \alpha_A + \alpha_{Df} \quad (1.18)$$

où α_{DR} et α_A représentent les coefficients d'atténuation de la diffusion Rayleigh, de l'absorption totale du matériau respectivement et α_{Df} le coefficient d'atténuation lié aux défauts (du matériau et du guide). Pour une fibre de longueur L , il est possible à partir de l'expression précédente 1.17 d'exprimer la puissance transmise P_L (en $z = L$ m) du signal propagé en fonction de la puissance incidente P_0 en entrée de la fibre (en $x = 0$ m) comme suit [14] :

$$P_L = P_0 \exp\{-\alpha L\} \quad (1.19)$$

L'atténuation totale d'une fibre optique (notée A) s'exprime en décibel par kilomètre (dB/km) et elle est définie à partir de l'expression précédente 1.19 par la relation suivante [14] :

$$A = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_0}{P_L} \right) = 4,343 \alpha \quad (1.20)$$

avec L une distance en kilomètre.

La figure 1.12 représente un spectre typique du coefficient d'atténuation linéique α dans une fibre optique monomode en silice en fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée. Cette figure est issue de la référence suivante [65] (et traduit en français). La contribution de la diffusion Rayleigh (limite théorique) et de l'absorption infrarouge (IR) aux pertes totales sont montrées en pointillé avec une courbe bleue et avec une courbe rouge respectivement. Les pertes totales mesurées sont montrées avec la courbe en trait continu. Cette figure montre clairement que les pertes totales de la fibre varient considérablement en fonction de la longueur d'onde.

Nous pouvons remarquer que la contribution majeure aux pertes totales provient de la diffusion Rayleigh (courbe pointillée en bleu) pour les longueurs d'onde inférieures à environ $1,6 \mu\text{m}$, domaine dans lequel nous avons travaillé. Pour les grandes longueurs d'onde au-delà de $1,6 \mu\text{m}$, les pertes totales augmentent considérablement en raison de l'excitation des modes vibrationnels du réseau de la silice. Dans cette plage spectrale, l'absorption infrarouge domine la diffusion Rayleigh. Pour les fibres à base de silice, la bande de transparence de la fibre est limitée à une longueur d'onde d'environ $2 \mu\text{m}$, mais selon les applications visées, elle peut être étendue avec d'autres types de fibres (fibres à base de fluorure ou à base de chalcogénures, etc.) [65].

Le spectre montre la présence d'un pic intense d'atténuation supérieur à 10 dB/km et situé à environ $1,38 \mu\text{m}$ qui résulte de la présence d'une bande harmonique des modes de vibration de la liaison O-H des ions OH^- . Cette liaison est responsable également de l'apparition de deux autres pics secondaires à environ $0,95 \mu\text{m}$ et $1,24 \mu\text{m}$ où les pertes totales de la fibre sont inférieures à 2 dB/km . Noter que même une quantité relativement faible (de l'ordre de millionième) des ions OH^- (ou autres) peut entraîner une absorption significative dans cette fenêtre spectrale. Les processus de fabrication modernes des fibres optiques réduisent ces impuretés grâce à des traitements spécifiques (procédés de déshydratation) [63] afin de limiter la formation des groupes silanol (R_3SiOH) dans le

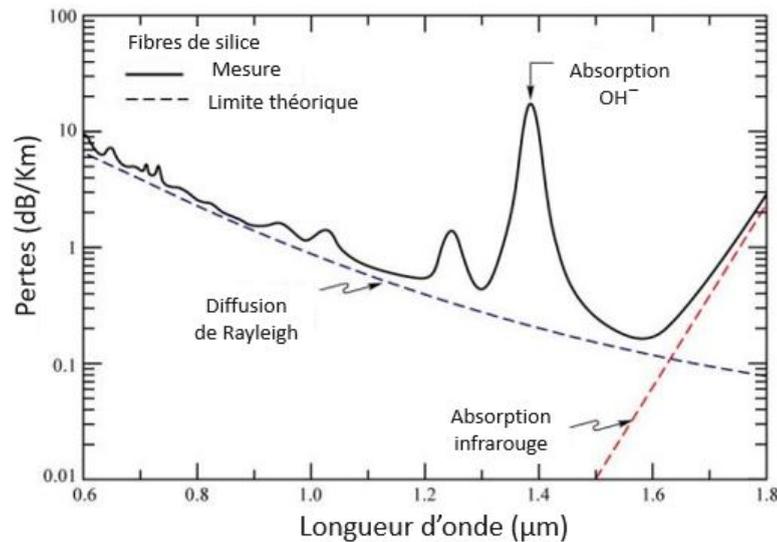


FIGURE 1.12 – Spectre des pertes totales mesurées dans une fibre optique monomode à base de silice en fonction de la longueur d'onde [65]. La limite théorique de la contribution de la diffusion Rayleigh et de l'absorption IR aux pertes totales sont montrées en pointillé avec une courbe bleue et avec une courbe rouge respectivement. Les pertes totales mesurées sont représentées par la courbe en trait continu.

cœur de la fibre jusqu'à des niveaux de concentration très bas pour réduire l'intensité de ces deux pics d'atténuation des ions OH^- . D'autres impuretés peuvent conduire aussi à une forte atténuation dans les fibres optiques comme la présence de métaux de transition (Fe, Cu, Co, Ni, Mn et Cr) [63].

1.2.2/ DISPERSIONS

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons liés d'un matériau, la réponse de celui-ci varie avec la fréquence optique de l'onde. Cette propriété est communément appelée la dispersion chromatique et se manifeste par la variation de l'indice de réfraction (n) du matériau en fonction de la fréquence de l'onde [14]. Dans le cas d'une fibre optique, la dispersion de la fibre dépend non seulement de la fréquence de l'onde et les propriétés intrinsèques du matériau, mais aussi des propriétés géométriques de la fibre et du mode de guidage considéré. Ces propriétés de dispersion inhérentes à la propagation d'une onde dans une fibre optique sont respectivement nommées la dispersion du guide et la dispersion intermodale. Ces propriétés introduisent une dispersion supplémentaire à la propagation de l'onde dans une fibre optique et la dispersion totale est donc la somme de toutes les contributions à la dispersion telle que les dispersions : chromatique (du matériau et du guide), modale, et de polarisation. Les effets dispersifs sont considérables en particulier dans le cas d'une impulsion ultracourte, car chaque composante spectrale de l'impulsion se propage à sa propre vitesse $v = c/n(\omega)$, introduisant un élargissement très important de l'enveloppe temporelle de l'impulsion lors de sa propagation. Cet effet représente ainsi un problème majeur dans le domaine des télécommunications à grandes distances et doit être convenablement maîtrisé selon le type de guide et les propriétés des impulsions utilisées [14]. Dans cette partie, nous étudierons succinctement ces propriétés dispersives dans le cas d'une fibre optique à

base de silice pour les guidages monomode et multimode.

Dispersion chromatique du matériau

La dispersion chromatique représente la contribution majeure aux effets dispersifs dans les fibres optiques. Son origine physique pour une fibre donnée est liée à un phénomène d'absorption partielle du rayonnement électromagnétique du champ propagé par des oscillations d'électrons liés du matériau constituant la fibre [66]. Cette absorption se fait à des fréquences de résonance caractéristiques et bien spécifiques du matériau. Il résulte donc une variation de l'indice de réfraction de la fibre selon la fréquence du champ optique propagé et les caractéristiques intrinsèques du matériau constituant la fibre. Loin des fréquences de résonance du milieu, une approximation appropriée de l'indice de réfraction (n) est donnée par l'équation de Sellmeier [14] :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{i=1}^m \left(\frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \right) \quad (1.21)$$

où ω_j représentent les fréquences de résonance et les coefficients B_j représentent les intensités correspondantes. Ces coefficients peuvent être obtenus en ajustant la courbe de dispersion expérimentale de la fibre avec l'équation de Sellmeier avec $m = 3$ [14]. Dans le tableau 1.1, nous présentons les longueurs d'onde de résonance et les coefficients B_j correspondants (pour $j = 1, 2$ et 3) pour le cas de la silice fondue et qui sont valables dans la plage de longueur d'onde 365 nm - 2,3 μm .

m=3	B_j	$\lambda_j[\mu\text{m}]$
j=1	0.6961663	0.0684043
j=2	0.4079426	0.1162414
j=3	0.8974794	9.896161

TABLE 1.1 – Longueurs d'onde de résonance λ_j de Sellmeier et les coefficients B_j correspondants (pour $j=1,2$ et 3) pour le cas de la silice fondue valable dans la plage de longueurs d'onde 365 nm - 2,3 μm [66].

Mathématiquement, les effets de la dispersion chromatique sont pris en compte par un développement en série de Taylor de la constante propagation $\beta = \frac{\omega}{c}n(\omega)$ autour de la fréquence centrale de l'impulsion ω_0 tel que [14] :

$$\beta(\omega) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} (\omega - \omega_0)^k = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.22)$$

Avec $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ et β_k représente la dérivée d'ordre k de la constante de propagation β par rapport à la pulsation ω au niveau de la pulsation centrale ω_0 tel que :

$$\beta_k = \left(\frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.23)$$

Dans cette expression 1.23, les paramètres β_1 et β_2 représentent respectivement l'inverse de la vitesse de groupe v_g à laquelle se propage l'enveloppe de l'impulsion et la dispersion de la vitesse de groupe (GVD - Group Velocity Dispersion) qui est responsable

de l'élargissement temporel de l'impulsion. Ces paramètres de la dispersion sont liés à l'indice de réfraction $n(\omega)$ et ses dérivées par les relations suivantes [14] :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (1.24)$$

et

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (1.25)$$

Pour une impulsion de durée temporelle T_0 , l'élargissement temporel induit par la dispersion est calculé à l'aide d'une longueur caractéristique de dispersion notée L_D et donnée par l'expression suivante [14] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.26)$$

Par exemple pour les fibres optiques conventionnelles, cette dispersion est égale à 16,5 ps/(nm.km) à la longueur d'onde télécom 1550 nm. Cette valeur représente l'élargissement temporel (ps) de l'impulsion optique de largeur spectrale donnée (nm) sur une distance de propagation donnée le long de la fibre (km). Souvent, les fabricants des fibres optiques expriment la dispersion de la fibre avec un paramètre D qui s'écrit en fonction du paramètre de la GVD (β_2) par la relation suivante [14] :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.27)$$

La figure 1.13 montre l'évolution de l'indice de réfraction n et l'indice de groupe n_g ainsi que le paramètre de dispersion de la vitesse de groupe β_2 et le paramètre de dispersion D pour le cas de la silice pure. Cette figure montre que ces différents paramètres varient non linéairement avec la longueur d'onde. La figure 1.13 (a) montre que l'indice de réfraction n décroît avec la longueur d'onde dans la gamme 800 nm-2000 nm avec une variation non linéaire de l'indice du groupe n_g . D'autre part, la figure 1.13 (b) montre que β_2 et D s'annulent à une longueur d'onde d'environ $\lambda_0 = 1,27 \mu\text{m}$ et changent de signe au-delà de cette longueur d'onde. Cette longueur d'onde est appelée la longueur d'onde de dispersion nulle (ou bien en anglais ZDW- Zero-Dispersion Wavelength). La longueur d'onde λ_0 nous permet de distinguer deux régimes de dispersion différents dépendant du signe de β_2 (ou D). Le régime de dispersion anormale lorsque $\beta_2 < 0$ ($D > 0$), et le régime de dispersion normale lorsque $\beta_2 > 0$ ($D < 0$). Pour le régime normal, les hautes fréquences du spectre de l'impulsion propagée se déplacent plus lentement que les basses fréquences et le phénomène physique inverse se produit dans le régime anormal.

Dans la figure 1.13, les résultats sont obtenus pour la silice pure. Cependant, dans le cas des fibres optiques standards utilisées dans les télécoms (comme le cas des fibres utilisées dans ce travail de thèse SM450 et SMF-G.652D), le saut d'indice entre le cœur et la gaine est obtenu avec le dopage du cœur avec des composantes chimiques tels que le Germanium GeO_2 ou le pentoxyde de phosphore P_2O_5 afin d'augmenter légèrement l'indice du cœur par rapport à celui de la gaine pour assurer le guidage de la lumière par l'interface gaine-air. Ce dopage peut modifier les caractéristiques de dispersion de la silice pure et doit être ainsi pris en compte pour obtenir les bons paramètres de dispersion

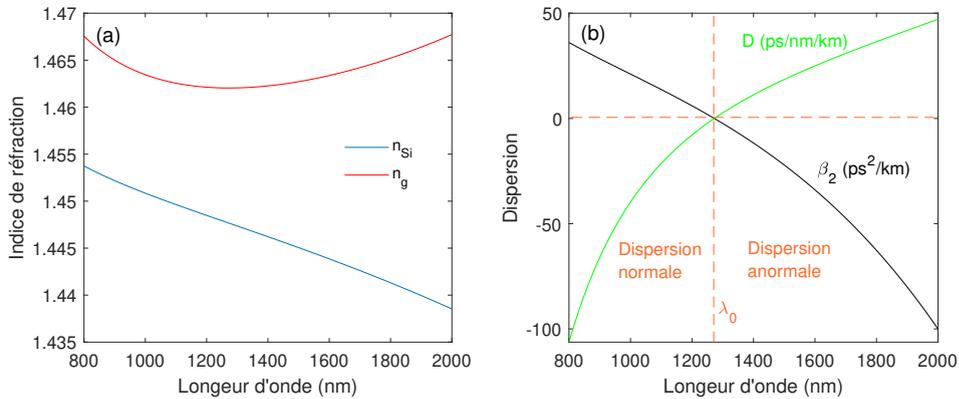


FIGURE 1.13 – (a) Courbe de variation d’indice optique de la silice pure n_{si} (ligne bleue) et d’indice de groupe n_g (trait rouge) de la silice. (b) Dispersion de la vitesse de groupe β_2 (ligne noire) et le paramètre de dispersion D correspondant (ligne verte). λ_0 est la longueur d’onde de dispersion nulle ZDW (pour lequel $\beta_2 = D = 0$).

de la fibre optique considérée. Dans ce cas, l’équation 1.21 de Sellmeier doit être utilisée avec des paramètres appropriés en fonction du type et de la quantité de dopage.

D’autre part, il faut préciser que les effets dispersifs ne disparaissent pas complètement lorsque $\lambda = \lambda_0$ (Fig 1.13 (b)). En effet, la propagation des impulsions optiques au voisinage de cette longueur d’onde nécessite la prise en compte du paramètre de dispersion du troisième ordre β_3 dans l’équation 1.22. L’effet notable de ce terme est la déformation des impulsions optiques tant dans le régime linéaire que dans le régime non linéaire de la propagation [14]. Lorsque les impulsions sont ultra-courtes ou que la longueur d’onde du champ propagé est proche de la ZDW, il est nécessaire d’inclure les ordres supérieurs de la dispersion (≥ 3) pour s’approcher des conditions physiques réelles de la propagation de l’impulsion. Dans notre étude numérique du supercontinuum optique dans le chapitre 4, nous allons prendre en compte tous les termes d’ordres supérieurs de dispersion de l’équation 1.22 comme nous expliquerons par la suite dans ce chapitre.

Dispersion du guide d’onde

Dans une fibre optique, en plus de la dépendance en fréquence du champ optique, les caractéristiques optiques d’un mode de guidage donné (tel que la taille du mode, etc.) dépendent aussi de la caractéristique géométrique du guide introduisant ainsi une dispersion supplémentaire. L’effet notable de cette dépendance est que l’indice de réfraction d’un mode donnée est légèrement inférieur à l’indice de réfraction du cœur de la fibre $n_{cœur}$. On parle alors de l’indice effectif $n_{eff}(\omega)$ et la constante de propagation d’un mode donné s’écrit alors comme suit [14] :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n_{eff}(\omega) \quad (1.28)$$

Généralement, la contribution du guide à la dispersion totale est largement inférieure à la dispersion chromatique dans le cas des fibres monomodes standards. Cependant, l’effet majeur de cette contribution est de décaler la longueur d’onde ZDW λ_D vers les grandes longueurs d’onde [14, 60]. Pour une fibre standard, λ_D est égale à $1.31 \mu\text{m}$ au lieu de $1.27 \mu\text{m}$ obtenu dans la Figure 1.13 (b). Étant donné que le terme de disper-

sion chromatique et le terme de dispersion du guide sont de signes opposés pour les longueurs d'onde supérieures à $1.3 \mu\text{m}$, il est possible alors selon les caractéristiques optogéométriques de la fibre (telles que le rayon r de la fibre et la différence d'indice de réfraction δ) de faire varier la dispersion du guide convenablement afin de compenser la dispersion chromatique du matériau. Il est possible alors de décaler λ_D au voisinage de $1,55\mu\text{m}$, où les pertes totales de la fibre sont minimales (voir la figure 1.12). Cette caractéristique peut être utilisée dans le cas des fibres à dispersion décalée (DSF - Dispersion Shifted Fiber), qui sont notamment utilisées pour la transmission de données. Par exemple, les fibres LEAF (Corning) ou TeraLight (Draka) qui sont disponibles commercialement [14].

Dispersion modale et de polarisation

Une autre contribution à la dispersion totale d'une fibre optique est obtenue grâce à la variation de l'indice effectif n_{eff} du champ propagé en fonction du mode optique considéré. Chaque mode optique de la fibre se propage ainsi avec sa propre vitesse de groupe v_g , introduisant ainsi une dispersion supplémentaire dans la propagation de l'impulsion optique le long du guide, appelée *dispersion intermodale* [14, 60]. Il est clair alors que cette dispersion des modes de guide ne concerne que les fibres multimodes, étant donné que les fibres monomodes ne supportent que le mode fondamental. Cependant, le mode fondamental possède deux modes de guidage orthogonaux et dégénérés caractérisés par des indices de réfraction effectifs identiques ($n_x \approx n_y$) selon les deux axes propres de polarisation communément appelés l'axe lent et l'axe rapide. En pratique, lorsque la forme du cœur de la fibre présente une déviation à la symétrie cylindrique ou à cause des contraintes anisotropes extérieures exercées le long de la fibre, le phénomène de biréfringence apparaît, induisant une levée de dégénérescence des deux modes ($n_x \neq n_y$). Il résulte ainsi une dispersion supplémentaire à la dispersion totale pour la fibre monomode appelée *dispersion de polarisation*. Généralement, lorsque la fibre présente un faible degré de biréfringence modale ($B_m = |n_x - n_y| \ll 1$), nous pouvons considérer que les deux modes de guidage orthogonaux restent dégénérés et que les effets dispersifs résultant de la polarisation peuvent être considérés comme négligeables dans ce cas.

1.3/ EFFETS NON LINÉAIRES DANS LES FIBRES OPTIQUES

Comme nous avons expliqué précédemment, une onde électromagnétique se propageant dans un milieu diélectrique interagit avec les particules qui forment le milieu (électrons liés et noyaux) via le champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et impose leur oscillation induisant une polarisation $\vec{P}(\vec{r}, t)$ dans le milieu (Fig 1.10). Noter que la polarisation du milieu se produit par le déplacement des électrons liés ainsi que par celui des noyaux constitutifs du milieu de propagation. En général, lorsque la puissance crête de l'onde est très faible, la polarisation induite dans le milieu est proportionnelle au champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et l'interaction entre la lumière et la matière est dite linéaire. Dans ce régime de puissance, les oscillations des électrons liés du milieu sont parfaitement harmoniques [60]. Cependant, lorsque la puissance crête de l'onde est suffisamment forte, la polarisation induite est une fonction non linéaire de l'excitation ($\vec{E}(\vec{r}, t)$) et l'interaction entre la lumière et la matière se traduit par l'apparition d'effets dits non linéaires qui modifient les propriétés optiques du milieu. L'origine physique de cette non-linéarité est reliée à un mouvement anharmoni-

nique des électrons liés dans ce régime de forte puissance [60]. Dans cette section, les différents effets non linéaires seront succinctement présentés.

1.3.1/ POLARISATIONS LINÉAIRE ET NON-LINÉAIRE

Dans un régime de forte puissance crête une expression physiquement rigoureuse de la polarisation induite dans un milieu diélectrique nécessite une approche quantique. Cependant, pour des fréquences optiques loin de la résonance du matériau et dans un régime dite "perturbatif" où l'intensité du champ incident est largement inférieure à l'intensité du champ atomique de Coulomb, soit 10^{13} W/cm^2 [67], la polarisation peut s'écrire mathématiquement comme une expansion en série de puissances k du champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ comme suit [60] :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \sum_{k=1}^{\infty} \chi^{(k)} \vec{E}(\vec{r}, t)^k = \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(3)}(\vec{r}, t) + \dots = \vec{P}^{(L)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(NL)}(\vec{r}, t) \quad (1.29)$$

avec ϵ_0 la constante de permittivité diélectrique du vide et $\chi^{(k)}$ le tenseur de rang k de la susceptibilité diélectrique du milieu diélectrique.

Dans cette expression 1.29 le champ électrique se propage le long de la direction z de la fibre et de polarisation selon l'axe \vec{x} . Dans ces conditions, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ s'écrit sous la forme d'une enveloppe-porteuse comme suit [66] :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{x} \{F(x, y) A(z, t) \exp(i(\beta_0 z - \omega_0 t) + c.c.)\} \quad (1.30)$$

avec $F(x, y)$ représente la distribution transverse du mode fondamental, $A(z, t)$ est l'enveloppe temporelle lentement variable normalisé du champ par rapport à la période optique (avec $|A(z, t)|^2$ représente la puissance instantanée de l'onde en Watt [66]), β_0 représente la constante de propagation à la fréquence de la porteuse ω_0 et $c.c$ désigne le complexe conjugué.

De la même manière, la polarisation du milieu peut être exprimé en fonction de $F(x, y)$ comme suit :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{x} \{F(x, y) P(z, t) \exp(i(\beta_0 z - \omega_0 t) + c.c.)\} \quad (1.31)$$

Dans l'expression 1.29, nous pouvons remarquer que la polarisation peut s'exprimer sous forme d'une somme de deux quantités $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$ et $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ qui représentent respectivement la polarisation linéaire (d'ordre 1) et la polarisation non-linéaire (d'ordre $k > 1$) du matériau, telles que [66] :

$$P_L(z, t) = \epsilon_0 \chi_{\chi\chi}^{(1)} A(z, t) \quad (1.32)$$

et

$$P_{NL}(z, t) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_{\chi\chi\chi}^{(3)} |A(z, t)|^2 A(z, t) \quad (1.33)$$

avec $\chi_{xx}^{(1)}$ et $\chi_{xxxx}^{(3)}$ représentant respectivement la susceptibilité du premier et du troisième ordre du matériau.

Physiquement, la polarisation linéaire \vec{P}_L est à l'origine de l'indice de réfraction $n_L(\omega)$ et décrit les pertes linéiques $\alpha_L(\omega)$ dans le matériau et tel que :

$$n_L(\omega) = n_{eff}(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}\{\chi_{xx}^{(1)}\} \quad (1.34)$$

et

$$\alpha_L(\omega) = 1 + \frac{\omega}{n_{LC}} \text{Im}[\chi_{xx}^{(1)}] \quad (1.35)$$

La polarisation non linéaire \vec{P}_{NL} est responsable de l'apparition des effets non linéaires dans le matériau et nous pouvons distinguer deux types d'effets non linéaires : les effets non linéaires élastiques (ou dits processus paramétriques) qui n'impliquent aucun échange d'énergie entre la lumière et la matière, tandis que les effets non linéaires inélastiques (ou dits processus non-paramétriques) impliquent un échange d'énergie entre le matériau et l'onde qui s'y propage. Ce type de processus (non-paramétriques) implique la modulation d'un paramètre du milieu, tel que l'indice de réfraction, et ne nécessite pas un accord de phase entre les ondes mises en jeu avant de pouvoir s'accumuler le long de la fibre. D'un point de vue quantique, pour les processus paramétriques, les états quantiques initial et final du système sont identiques et ces processus peuvent toujours être décrits par une susceptibilité réelle. En revanche, pour les processus non-paramétriques, les états quantiques initial et final des photons excités sont différents, et ces processus sont décrits par une susceptibilité imaginaire. Les processus paramétriques sont classés de second ou troisième ordre, etc., selon la susceptibilité qui intervient dans ce processus : de deuxième ordre ($\chi^{(2)}$) de troisième ordre ($\chi^{(3)}$), etc.

Comme exemple d'effets paramétriques, nous pouvons citer les effets non linéaires de second ordre induits par la susceptibilité d'ordre deux $\chi^{(2)}$ (comme la génération de second harmonique, etc.) et les effets non linéaires de troisième ordre qui sont induits par la susceptibilité d'ordre trois $\chi^{(3)}$. D'autre part, les effets non-paramétriques sont appelés diffusions stimulées inélastiques de la lumière et on distingue deux types tels que la diffusion Raman et la diffusion Brillouin. Il faut préciser que dans notre travail de thèse, nous n'utiliserons que des fibres optiques conventionnelles à base de silice. Ce matériau est de type centrosymétrique (c'est-à-dire qui présente une symétrie d'inversion) et donc seuls les effets non linéaires d'ordre impair, notamment l'effet d'ordre trois ($\chi^{(2)} = 0$), peuvent prendre naissance. Par conséquent, comme effets paramétriques, nous ne tiendrons en compte que de l'effet Kerr optique dans notre étude. Noter que les effets d'ordre supérieur à trois sont également induits dans le matériau, mais nous supposons qu'ils sont moins prononcés que l'effet Kerr, qui est l'effet d'ordre le plus bas à apparaître dans le matériau. D'autre part, les effets non linéaires d'ordres pairs peuvent apparaître dans les fibres à silice dans certains cas particuliers, par exemple par la présence des effets quadripolaires et magnétiques-dipolaires, mais avec une efficacité de conversion relativement faible [60].

À partir de l'expression 1.33 de la polarisation non linéaire \vec{P}_{NL} , nous pouvons définir un indice de réfraction non linéaire (note n_2) et un coefficient d'atténuation non linéaire du matériau (noté α_{NL}) en fonction de la susceptibilité d'ordre trois $\chi_{xxxx}^{(3)}$ comme suit [66] :

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \text{Re}[\chi_{xxxx}^{(3)}] \quad (1.36)$$

et

$$\alpha_{NL} = \frac{3\omega_0}{4n_{LC}} \text{Im}[\chi_{xxxx}^{(3)}] \quad (1.37)$$

où Re et Im représentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de $\chi_{xxxx}^{(3)}(\omega)$. Dans cette expression, le champ optique \vec{E} est supposé être polarisé linéairement de sorte que la susceptibilité $\chi^{(3)}(\omega)$ se réduit à une quantité scalaire ($\chi_{xxxx}^{(3)}(\omega)$). Cette supposition est valable par exemple dans le cas d'une fibre à maintien de polarisation et peut être généralisée pour une fibre conventionnelle [60].

L'indice non linéaire n_2 nous permet de définir un coefficient non linéaire de la fibre noté γ_{NL} . Ce coefficient permet de quantifier l'intensité des effets non linéaires dans une fibre. Plus γ_{NL} est grand, plus les effets non linéaires sont prononcés lors de la propagation de l'impulsion le long de la fibre. Mathématiquement, ce coefficient est lié à l'aire effective du mode de propagation de l'onde A_{eff} par l'expression suivante [66, 68] :

$$\gamma_{NL} = \gamma_{NL}(\omega_0) = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}(\omega_0)} \quad (1.38)$$

L'aire effective $A_{eff}(\omega_0)$ est définie à partir de la distribution transverse du mode de guidage dans le domaine fréquentiel $\tilde{F}(x, y, \omega)$ comme suit [66] :

$$A_{eff}(\omega) = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, \omega)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, \omega)|^4 dx dy} \quad (1.39)$$

L'aire effective varie généralement entre $1 \mu m^2$ et $100 \mu m^2$ [14] et dépend fortement de la conception de la fibre utilisée, la longueur d'onde λ de la lumière propagée et le mode de guidage de la lumière.

À partir du coefficient γ_{NL} il est commode de définir une longueur non linéaire de la fibre (noté L_{NL}) comme suit :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma_{NL} P_0} \quad (1.40)$$

Cette longueur caractéristique permet de prévoir l'impact des effets non-linéaires dans une fibre optique.

Dans la suite de cette partie, nous allons décrire dans un premier temps les différents effets non linéaires paramétriques d'ordre trois résultants de l'effet Kerr optique, puis nous traiterons le cas des diffusions non paramétriques. (Diffusions Raman et Brillouin).

1.3.2/ EFFETS NON-LINÉAIRES QUASI-INSTANTANÉS : EFFET KERR OPTIQUE

L'effet Kerr optique est une non-linéarité caractérisée par une réponse quasi-instantanée d'un milieu matériel (ou un gaz) à une excitation par un rayonnement électromagnétique caractérisé par une puissance crête intense. Cet effet se traduit par une variation linéaire de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité de l'onde que s'y propage. Mathématiquement, l'indice de réfraction du milieu peut s'exprimer comme suit [60] :

$$n_{TOT} = n_L + I n_2 \quad (1.41)$$

où I représente l'intensité optique du champ propagé et n_2 l'indice non linéaire du milieu (expression 1.36). Pour une fibre de silice, n_2 est compris entre $2,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W}$ et $3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W}$ [68]. Pour des valeurs caractéristiques de la silice, telles que le seuil de dommage de la fibre $I \sim 10^{17} \text{ W/m}^2$ [68] et l'indice de réfraction linéaire $n_L = 1,4626$ à $\lambda = 532 \text{ nm}$ (tableau 3.1 du chapitre 3), la contribution non linéaire $(n_2 I)/n_L$ est comprise entre 15×10^{-4} et 22×10^{-4} . La contribution de l'indice non-linéaire est donc très faible ($(n_2 I)/n_L \ll 1$) par rapport à l'indice linéaire du matériau n_L ce qui justifie la validité de l'approche perturbative dans le traitement de la polarisation non-linéaire

À noter que pour des impulsions optiques possédant une largeur temporelle supérieure à quelques dizaines de femtosecondes, la réponse non linéaire de l'effet Kerr peut être considérée comme instantanée contrairement aux cas des diffusions stimulées inélastiques qui sont caractérisées par une réponse non linéaire dite "retardée", comme nous allons expliquer dans la section suivante. La plupart des effets non linéaires dans les fibres optiques résultent principalement de cette dépendance en intensité de l'indice de réfraction du milieu, telle que : l'automodulation de phase (SPM - Self Phase Modulation), la modulation de phase croisée ou intermodulation de phase (XPM - Cross Phase Modulation) et le mélange à quatre ondes (FWM - Four-Wave Mixing), qui représentent les principaux effets non linéaires dans les fibres optiques.

1.3.2.1/ AUTOMODULATION DE PHASE

Une conséquence directe de la dépendance de l'indice de réfraction du matériau en intensité de l'onde qui s'y propage est l'auto-action de l'onde sur elle-même qui résulte d'un déphasage non linéaire auto-induit qui s'ajoute à la phase initiale (linéaire) de l'onde. Ce déphasage de l'onde sur elle-même est à l'origine de l'appellation *Automodulation de Phase* de l'effet qui en résulte. Mathématiquement, à partir de l'expression 1.41 de l'indice de réfraction du matériau, la phase résultante de l'onde peut donc s'exprimer comme la somme d'une phase linéaire $\phi(t)_L$ et d'une phase non linéaire $\phi(t)_{NL}$ résultant de l'effet Kerr [60] :

$$\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} L n(t) = \frac{2\pi}{\lambda} L (n_L + I(t) n_2(t)) = \phi(t)_L + \phi(t)_{NL} \quad (1.42)$$

avec L la longueur de propagation dans la fibre et $\phi(t)_L = \frac{2\pi}{\lambda} n_L(t) L$ et $\phi(t)_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2(t) L I(t)$.

Le déphasage non linéaire $\phi(t)_{NL}$ ne modifie pas le profil temporel de l'impulsion, mais la forme de son spectre. En effet, la variation temporelle de $\phi(t)_{NL}$ implique que la pulsation optique instantanée diffère à travers l'impulsion de sa valeur centrale ω_0 qui est définie par l'expression suivante [14] :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial t} \quad (1.43)$$

La dépendance temporelle de $\delta\omega$ est communément appelée en anglais *frequency chirping*. La phase non linéaire s'accumulant au cours de la propagation, de nouvelles composantes spectrales sont alors générées de façon continue dans

le spectre de l'impulsion. Cet effet crée un élargissement spectral de l'impulsion. Par ailleurs, des fréquences identiques se retrouvent à des temps différents de l'impulsion, des oscillations liées à des interférences de ces fréquences sont visibles sur le spectre.

Un effet notable de la SPM est qu'elle induit un décalage des composantes de basses fréquences vers le front de l'impulsion et les composantes de hautes fréquences vers la queue de l'impulsion, contrairement à ce qui est induit par l'effet de la dispersion de vitesse de groupe (GVD) en régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$) [60]. Dans ce régime de dispersion, l'effet réciproque de la SPM et de la GVD conduit à la formation de solitons optiques dans la fibre [14, 60, 68]. Les solitons sont caractérisés par un profil invariant le long de la propagation de l'onde jusqu'à de très grandes distances dans la fibre. Dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$), les effets combinés de la GVD et de la SPM peuvent être utilisés pour la compression des impulsions [14].

1.3.2.2/ MODULATION DE PHASE CROISÉE

La modulation de phase croisée, ou dite intermodulation de phase XPM se produit lorsque deux impulsions dont au moins une impulsion possède une puissance crête intense se propagent simultanément dans une fibre optique et s'influencent mutuellement à travers la dépendance en intensité de l'indice de réfraction [14, 60]. En effet, de manière analogue à la SPM, la XPM est une conséquence directe de l'effet Kerr optique qui résulte de la dépendance de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité lumineuse. Pour le cas de deux impulsions se propagent à deux fréquences différentes ω_1 et ω_2 , l'indice de réfraction vu par l'impulsion à ω_1 est modifié par le champ électrique de l'impulsion ω_2 , ce qui rajoute un déphasage supplémentaire non linéaire lors de sa propagation et vice-versa. Le déphasage non linéaire $\Delta\Phi_{XPM}^{(1)}(t)$ induit par XPM de l'impulsion à ω_2 et d'intensité optique I_2 sur l'impulsion à ω_1 d'intensité optique I_1 s'écrit comme suit :

$$\Delta\Phi_{XPM}^{(1)}(t) = n_2 k_0 L I_2(t) \quad (1.44)$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde et L la longueur de la fibre. L'expression du déphasage non linéaire de la XPM vu par l'onde à ω_2 s'écrit de la même manière en permettant les indices (1) par (2).

Il convient de noter que dans le cas d'une fibre optique monomode et biréfringente où seul le mode fondamental se propage, la XPM peut se produire par une interaction non linéaire entre les deux modes de polarisation orthogonaux.

1.3.2.3/ INSTABILITÉ DE MODULATION

Dans un régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), la propagation d'une onde électromagnétique continue ou quasi-continue dans une fibre optique est par nature instable. Cette instabilité communément appelée instabilité de modulation (MI- Modulation Instability) résulte d'une interaction entre les non-linéarités et les effets dispersifs menant à la rupture de l'onde initiale en un train d'impulsions ultracourtes. Cet effet est provoqué physiquement par l'amplification du bruit initial (ou des perturbations aléatoires) de l'onde. L'amplification du bruit est donc possible lorsque son spectre est situé dans la bande de gain de l'instabilité de modulation. L'instabilité de modulation peut se produire également dans un régime de dispersion normale de la fibre ($\beta_2 > 0$) [14].

Une étude de la stabilité linéaire de l'onde avec l'équation de Schrödinger non linéaire permet d'obtenir l'expression du gain de l'instabilité de modulation, les détails du calcul étant largement explicités et détaillés dans la littérature. Dans cette partie, nous ne définirons que les quantités physiques nécessaires pour comprendre cet effet et les calculs montrés ici résument les calculs présentés dans l'ouvrage d'Agrawal [14]. Noter que ces calculs sont obtenus pour un état stationnaire en présence de faibles perturbations. En effet, dans le cas où nous ne prenons en compte que la dispersion de second ordre (β_2), nous pouvons définir deux quantités K et Ω qui représentent respectivement le nombre d'onde et la fréquence de la perturbation, de sorte que la relation de dispersion est donnée par :

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2 \Omega_c^2)]^{1/2} \quad (1.45)$$

ou $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ dépendant du signe de β_2 et Ω_c est la fréquence critique donnée par :

$$\Omega_c = \frac{4\gamma_{NL}P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}} \quad (1.46)$$

avec P_0 la puissance crête de l'onde incidente.

L'instabilité de modulation dépend fortement de la fréquence de la perturbation subie par l'onde. En effet, selon le régime de dispersion (signe de β_2) et la fréquence de la perturbation Ω , deux solutions physiques sont possibles pour le comportement de l'onde durant sa propagation le long de la fibre :

- Dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$), le nombre d'onde K est réel quelle que soit la fréquence Ω et l'état stationnaire de l'onde au cours sa propagation dans la fibre optique est stable pour toutes les perturbations.
- Dans le régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), le nombre d'onde K est imaginaire pour $\Omega < |\Omega_c|$, et l'amplitude de la perturbation augmente exponentiellement avec la distance le long de la fibre. Dans ce cas l'état stationnaire de l'onde est instable.

Dans le régime de dispersion anormale, l'amplification du bruit initial de l'onde entraîne la génération de deux lobes latéraux d'instabilité dans le domaine fréquentiel situés spectralement autour de la fréquence centrale ω_0 de l'onde et de fréquences respectives :

$$\omega_{tot} = \omega_0 \pm \Omega \quad (1.47)$$

Les constantes de propagation associées sont données par :

$$\beta_{tot} = \beta_0 \pm K \quad (1.48)$$

Dans ces conditions, et pour des fréquences de perturbation $\Omega < |\Omega_c|$, les deux lobes d'instabilité sont générés avec un gain d'instabilité ($g(\Omega)$) donné par :

$$g(\Omega) = 2 \text{Im}\{K\} = |\beta_2 \Omega| [\Omega_c^2 - \Omega^2]^{1/2} \quad (1.49)$$

Les maximums du gain pour les deux lobes sont alors situés à :

$$\Omega_{max} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (1.50)$$

avec une amplitude maximale pour les deux pics égale à :

$$g(\Omega_{max}) = g_{max} = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0 = \frac{2}{L_{NL}} \quad (1.51)$$

L'amplitude est donc indépendante de la dispersion de la fibre et varie linéairement avec la puissance P_0 de l'onde propagée dans la fibre. Dans le domaine temporel, l'onde est convertie en un train d'impulsions périodiques avec une période $T_m = 2\pi/\Omega_{max}$.

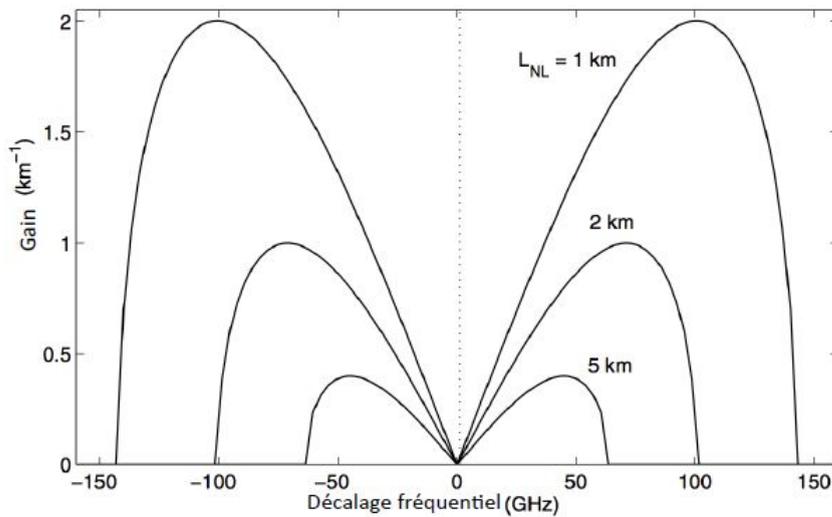


FIGURE 1.14 – Spectres de gain d'instabilité de modulation pour trois valeurs de la longueur non linéaire, $L_{NL} = 1, 2,$ et 5 km obtenus dans une fibre de dispersion égale à $\beta_2 = -5ps^2/km$ [14].

La figure 1.14 (issue de [14]) montre le spectre de gain d'instabilité de modulation obtenu dans une fibre de dispersion égale à $\beta_2 = -5ps^2/km$ et calculé pour trois valeurs différentes de la longueur non linéaire ($L_{NL} = 1$ km, 2 km, and 5 km). Sur ce spectre nous pouvons remarquer que les deux lobes latéraux sont situés symétriquement par rapport à la fréquence centrale de l'onde $f_0 = 0$ GHz (choisie comme référence sur la figure). D'autre part, l'amplitude maximale des lobes g_{max} augmente clairement avec la diminution de la longueur non linéaire L_{NL} de la fibre comme nous pouvons le voir avec l'expression 1.51, avec des fréquences des deux lobes qui s'écartent symétriquement par rapport à la fréquence centrale de l'onde. Il faut préciser que si nous prenons en compte les pertes linéiques de la fibre dans l'expression du gain 1.49, le gain sera atténué en raison de la diminution de la puissance de l'onde.

1.3.2.4/ MÉLANGE À QUATRE ONDES (FWM)

Les processus paramétriques de troisième ordre générés par la susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}(\omega)$) impliquent une interaction non linéaire entre quatre ondes optiques et conduisent à la génération de nouvelles fréquences dans le spectre transmis en sortie d'une fibre optique. Parmi ces processus, il y a la génération de troisième harmonique (THG- Third Harmonic Generation) et le mélange à quatre ondes. La génération de troisième harmonique ne sera pas abordée dans cette étude puisqu'elle nécessite un accord de phase entre les ondes mises en jeu dans le processus non linéaire, ce qui est difficile à obtenir avec une grande efficacité dans les fibres optiques [14, 60].

Pour le processus de FWM, nous distinguons deux cas possibles comme le montre la figure 1.15 : Le FWM non dégénéré (Fig. 1.15 (a)) pour lequel quatre ondes de fréquence différentes sont mises en interaction, et le FWM dégénéré (Fig. 1.15 (b)) pour lequel trois ondes de différentes fréquences sont mises en interaction. D'un point de vue quantique, les deux cas peuvent être interprétés comme l'annulation de photons de pompes et la création de nouveaux photons simultanément à d'autres fréquences. En effet, dans le FWM non dégénéré, deux photons pompe de différentes fréquences ($\omega_1 = \omega_{p1}$) et ($\omega_2 = \omega_{p2}$) sont annihilés et deux nouveaux photons de fréquences respectives ω_3 et ω_4 ($\omega_3 < \omega_4$.) sont créés, de sorte que [14, 60] :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.52)$$

Ce phénomène se produit lorsqu'un accord de phase $\Delta k = 0$ est satisfait entre les photons impliqués, tel que :

$$\Delta k = k_4 + k_3 - k_2 - k_1 = (n_{eff,4} \omega_4 + n_{eff,3} \omega_3 - n_{eff,2} \omega_2 - n_{eff,1} \omega_1)/c \quad (1.53)$$

avec $n_{eff,1}, n_{eff,2}, n_{eff,3}$ et $n_{eff,4}$ les indices effectifs des photons impliqués dans le processus et k_1, k_2, k_3 et k_4 les nombres d'ondes correspondants.

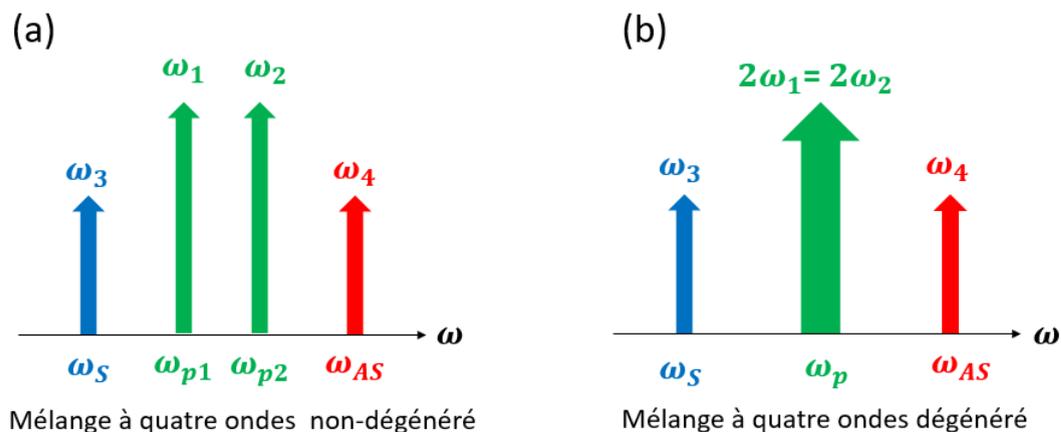


FIGURE 1.15 – Diagramme du processus du mélange à quatre ondes (FWM). (a) Cas du FWH non dégénéré, et (b) cas du FWH dégénéré.

Pour le FWM dégénéré (voir la figure. 1.15 (b)), deux photons de la même pompe (donc de même fréquence $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$) sont annihilés et deux nouveaux photons de fréquences respectives ω_3 et ω_4 ($\omega_3 < \omega_4$) sont créés, de sorte que [14, 60] :

$$2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.54)$$

La relation de l'accord de phase $\Delta k = 0$ dans ce cas s'écrit comme suit :

$$\Delta k = k_4 + k_3 - 2k_1 = n_{eff,4} \omega_4 + n_{eff,3} \omega_3 - 2n_{eff,1} \omega_1 \quad (1.55)$$

Dans les deux cas du FWM, dégénéré ou non dégénéré, les deux nouvelles fréquences ω_3 et ω_4 sont situées spectralement symétriquement par rapport à la moyenne des pulsations des deux photons annihilés comme nous pouvons le voir sur la figure 1.15. Plus précisément, les figures 1.15 (a) et 1.15 (b) schématisent respectivement la disposition des ondes du mélange à quatre ondes dans le cas non dégénéré et dans le cas dégénéré. Noter que le FWM dégénéré représente un effet intéressant dans le contexte des fibres optiques puisqu'il ne nécessite qu'un seul faisceau laser de forte puissance crête pour la création des deux nouvelles fréquences. Les deux bandes latérales situées à ω_3 et $\omega_4 > \omega_3$ sont généralement appelées les bandes Stokes (ou l'onde idler) et anti-Stokes. Cette appellation est également utilisée pour tout processus non linéaire.

1.3.3/ NON-LINÉARITÉ RETARDÉE : DIFFUSIONS STIMULÉES INÉLASTIQUES

Une onde électromagnétique de puissance crête suffisamment intense se propageant dans une fibre optique peut exciter les vibrations moléculaires du matériau constituant la fibre. Cette excitation peut entraîner une diffusion inélastique de la lumière qui se traduit par l'émission de photons décalés en fréquence par rapport à la fréquence de l'onde incidente contrairement au processus de diffusion Rayleigh. L'émission des photons est le résultat d'un échange d'énergie entre la lumière et la matière.

Dans les fibres optiques, il existe deux types de processus de diffusion inélastique de la lumière : la diffusion Raman stimulée (SRS - Stimulated Raman Scattering) et la diffusion Brillouin stimulée (SBS - Stimulated Brillouin Scattering). Les deux processus résultent des vibrations de la matière. La SRS est due aux vibrations moléculaires alors que la SBS résulte des vibrations du réseau [14, 60]. L'apparition des deux processus dans une fibre est conditionnée par une puissance seuil de l'onde pompe qui est plus importante dans le cas de la SRS (de l'ordre de quelques centaines de mW) que dans le cas de la SBS (inférieur à un 1 mW) [66]. D'un point de vue quantique, le processus de la SRS résulte de la formation de phonons optiques à haute fréquence (de l'ordre de 13 THz) alors que des phonons acoustiques à plus basse fréquence (de l'ordre de 11 GHz) sont impliqués dans le processus de la SBS [14, 60]. Dans les deux cas, deux ondes de différentes fréquences sont générées avec un écart en fréquences Ω par rapport à la fréquence de l'onde pompe ω_p qui correspond à la fréquence vibratoire des molécules du matériau. On parle alors de l'onde Stokes et de l'onde anti-Stokes de fréquences respectives $\omega_p - \Omega$ et $\omega_p + \Omega$. Noter que les deux processus de diffusion (SRS et SBS) sont toujours présents dans les fibres optiques puisqu'ils ne nécessitent pas de conditions d'accord de phase

contrairement aux cas des effets paramétriques. En effet, dans ces deux cas, le milieu matériel joue un rôle actif en échangeant de l'énergie avec le champ propagé.

Dans les mesures expérimentales présentées dans ce travail de thèse, nous allons travailler avec des impulsions optiques de largeurs temporelles de 36 ps et de 500 ps. Il est alors possible de négliger l'effet de la SBS dans notre étude numérique. Dans ce cas, la SRS représente l'unique processus non-paramétrique propre aux dynamiques de la propagation de la lumière dans nos nanofibres optiques.

1.3.3.1/ DIFFUSION RAMAN STIMULÉE

La diffusion Raman est un processus non linéaire et non paramétrique qui a été découvert en 1928 par le physicien indien Chandrashekhara Venkata Râman (Prix Nobel en 1930) et indépendamment par Grigory Landsberg et Leonid Mandelstam. Cet effet résulte d'une interaction non linéaire entre une onde lumineuse suffisamment intense et les phonons optiques d'un milieu matériel dans lequel elle se propage. Nous pouvons distinguer deux régimes de diffusion Raman : un régime spontané et un régime stimulé. Le régime spontané est toujours présent dans les fibres optiques contrairement au régime stimulé qui apparaît au-delà d'une certaine puissance seuil P_{seuil} donnée par la relation suivante [68] :

$$P_{seuil} = \frac{16A_{eff}}{g_r L_{eff}} \quad (1.56)$$

ou A_{eff} est l'aire effective du mode fondamental du champ optique, g_r est le gain Raman de la silice et égal à $1, 10^{-13}$ m/W pour une fibre de silice pure qui varie en fonction du dopage de la fibre [68]. L_{eff} représente la longueur effective de la fibre et égale à $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$ avec α et L représentent respectivement les pertes totales et la longueur de la fibre [14, 60].

La description quantique de ce mécanisme physique est illustrée schématiquement dans la figure 1.16. Cette figure montre le diagramme énergétique de la génération de l'onde Stokes (diagramme à gauche) et de l'onde anti-Stokes (diagramme à droite). Lorsqu'un photon de l'onde de pompe d'énergie $\hbar\omega_p$ est absorbée à partir de l'état fondamental E_i , le milieu passe vers un niveau virtuel d'énergie E_{vir} avant de retourner vers un état final vibrationnel (excité) E_{vib} . Cette transition donne lieu à la génération d'un phonon optique d'énergie $\hbar\Omega$ et un photon de basse fréquence (onde Stokes) et d'énergie $E_S = \hbar(\omega_p - \Omega)$ (Fig 1.16 (a)). À partir de l'état vibrationnel E_{vib} , le milieu excité par le phonon peut absorber un photon de la pompe et passe vers un autre état virtuel E'_{vir} . La désexcitation totale du milieu à partir de cet état vers l'état fondamental donne lieu à un photon d'énergie supérieur $E_{AS} = \hbar(\omega_p + \Omega)$ (Fig 1.16 (b)). Comme la durée de vie du phonon est trop courte pour que l'onde anti-Stokes se développe, sa génération est donc moins probable contrairement à l'onde Stokes [60].

La figure 1.17 montre une représentation du gain Raman de la silice en fonction de la fréquence. Plus précisément, la courbe en trait bleu représente la partie imaginaire de la susceptibilité Raman ($\text{Im}\{\chi\}$), qui est associée au gain Raman g_R . La courbe en trait rouge représente la partie réelle de la susceptibilité ($\text{Re}\{\chi\}$) qui est associée à la modification non linéaire de l'indice de réfraction de la silice. Nous pouvons remarquer que le gain Raman est anti-symétrique (courbe bleu). En effet, il existe un gain Raman à

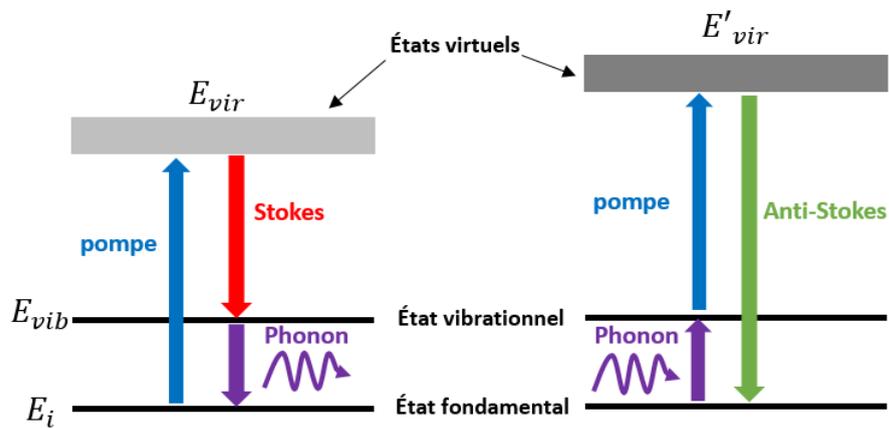


FIGURE 1.16 – Diagramme énergétique de la diffusion Raman stimulée SRS. Dans cette figure, E_i et E_{vib} représentent respectivement l'état d'énergie fondamentale et un état d'énergie vibrationnel excité du milieu matériel (silice), et E_{vir} et E'_{vir} représentent des états d'énergies virtuels.

haute fréquence, localisé à 13.2 THz, qui représente la fréquence propre de vibration des molécules de la silice et une absorption pour les basses fréquences localisée à -13.2 THz. Cette caractéristique montre que l'amplification Raman du côté anti-Stokes est interdite dans les fibres optiques (standard). Cependant, sous certaines conditions, le processus de mélange à quatre ondes (FWM) peut amplifier les composantes coté anti-Stokes du spectre Raman lorsque la condition d'accord de phase entre les ordres Stokes et anti-Stokes est satisfaite, comme nous allons montrer dans l'étude expérimentale dans le chapitre 4.

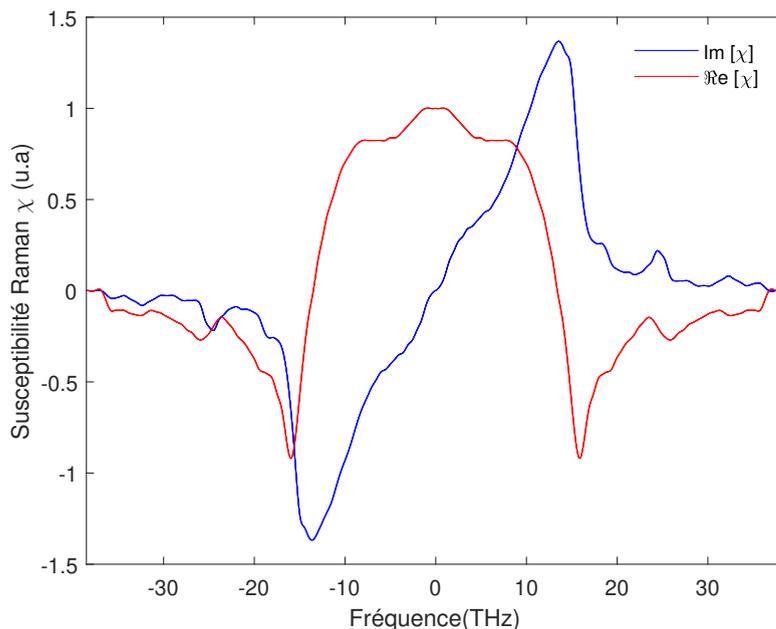


FIGURE 1.17 – (a) Partie réelle $\text{Re}\{\chi\}$ (rouge), et partie imaginaire $\text{Im}\{\chi\}$ (bleu) de la susceptibilité Raman (χ) de la silice.

À noter que la croissance de l'onde Stokes en fonction de la puissance de l'onde propagée est linéaire dans le régime spontané de la diffusion et exponentielle dans le régime stimulé [60]. Ceci montre l'intérêt du régime stimulé dans les fibres optiques pour la conversion de fréquence. D'autre part, la diffusion Raman existe dans les deux sens de propagation dans une fibre optique (co- et contra-propagative) contrairement à la diffusion Brillouin qui n'est autorisée que dans le sens contra-propagative de l'onde propagée. Il convient de noter aussi que pour des puissances crêtes très importantes de la pompe, la croissance de l'onde Stokes devient importante jusqu'à un certain seuil à partir duquel le premier ordre Raman agit à son tour comme une pompe secondaire générant ainsi une deuxième onde Stokes dans le spectre. Sous certaines conditions, ce processus peut se poursuivre avec la propagation de l'impulsion jusqu'à la formation de plusieurs ordres Raman coté Stokes nommée "Cascade Raman" [60]. Dans la première section du chapitre 4, nous allons étudier l'évolution longitudinale de ce processus en cascade dans une nanofibre optique à base de silice avec la technique d'imagerie développée dans ce travail de thèse.

1.3.4/ ÉQUATION DE SCHRÖDINGER NON-LINÉAIRE GÉNÉRALISÉE

L'étude de la propagation d'une impulsion lumineuse le long d'une fibre optique se fait par l'équation de Schrödinger Non Linéaire généralisée (ESNL généralisée). L'ESNL généralisée est une équation aux dérivées partielles qui est obtenue à partir de l'équation de l'onde 1.4 dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable du champ optique initial propagé dans la fibre. Elle décrit le comportement de l'impulsion le long de la fibre en tenant compte de tous les effets linéaires et non linéaires décrits précédemment dans ce chapitre et qui sont mis en jeu lors de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Nous allons présenter ici l'ESNL généralisée dans le domaine temporel communément utilisé dans la littérature. D'autre part, nous allons supposer que l'impulsion se propage le long de l'axe z de la fibre dans un référentiel mobile se déplaçant à la vitesse de groupe v_g de la fréquence de référence ω_0 de l'impulsion. Nous pouvons alors effectuer le changement de variable temporelle suivant :

$$T = t - \beta_1 z \quad (1.57)$$

avec t la variable temps dans un référentiel lié à la fibre.

Dans ces conditions, l'ENLS généralisée s'écrit alors comme suit [14, 69] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - \sum_{k>2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k}{\partial T^k} A = i\gamma_{NL} \left(1 + i\tau_{choc} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') \times |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (1.58)$$

Dans cette équation, le premier terme ($\frac{\partial A}{\partial z}$) décrit la propagation de l'impulsion et le terme ($\frac{\alpha}{2} A$) décrit l'atténuation de l'amplitude de l'impulsion due aux pertes. Le troisième terme qui comporte β_k est responsable de la dispersion totale de la fibre subie par l'impulsion au cours de sa propagation. Dans ce terme, β_k correspond à la dérivée d'ordre k de la constante de propagation β de la fibre par rapport à la pulsation ω de l'impulsion et est donné par l'expression 1.23. Dans notre simulation du chapitre 4, comme la longueur d'onde de pompe est proche de la longueur d'onde de dispersion nulle dans la région de

la nanofibre, nous allons considérer dans nos calculs tous les ordres de dispersion afin de nous approcher des spectres expérimentaux obtenus.

Dans la partie droite de l'équation 1.58, nous pouvons identifier également les effets non linéaires mis en jeu dans la propagation. En effet, nous retrouvons le coefficient non linéaire γ_{NL} défini dans l'expression 1.38. D'autre part, nous pouvons identifier le paramètre τ_{choc} qui représente *le terme de choc optique* décrivant la dispersion de la non-linéarité en fonction de la fréquence et défini par l'expression suivante [66] :

$$\tau_{choc} = \frac{1}{\omega_0} - \left\{ \frac{\partial[\ln A_{eff}(\omega)]}{\partial\omega} \right\}_{\omega=\omega_0} \quad (1.59)$$

Le premier terme de cette expression 1.59 est responsable de l'effet d'autoraidissement de l'impulsion et le second terme décrit la variation de l'aire effective en fonction de la fréquence. Dans nos mesures, comme nous travaillons avec des impulsions de longueur temporelle $T_0 > 5ps$, il est possible alors de négliger le terme de choc dans l'équation de Schrödinger 1.58.

Finalement, le dernier terme de l'ESNL généralisé 1.58 décrit la réponse non-linéaire instantanée par effet Kerr ainsi que la réponse Raman retardée, avec $R(T')$ représentant la réponse non-linéaire totale de la fibre [66]. $R(T')$ prend en compte les contributions électroniques et nucléaires du matériau de la fibre. Lorsque la contribution électronique est considérée comme quasi-instantanée, $R(t)$ peut s'exprimer comme suit [14, 66] :

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (1.60)$$

avec δ est la fonction de Dirac, $h_R(t)$ est la réponse Raman retardée et f_R la fraction de réponse Raman retardée à la polarisation non linéaire. Cette contribution est fixée dans nos simulations numériques à une valeur de $f_R = 0.18$ [14, 60]. Néanmoins, elle peut varier en fonction de la nature et de la quantité du dopage de la fibre [70].

À partir de l'expression de la réponse non-linéaire instantanée $R(t)$, le dernier terme qui apparaît dans l'ESNL (1.58) se simplifie sous la forme suivante [14, 66] :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R(T') \times |A(z, T - T')|^2 dT' = (1 - f_R) |A(z, T)|^2 + f_R \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(T') \times |A(z, T - T')|^2 dT' \quad (1.61)$$

Avec $h_R(T')$ est la réponse Raman temporelle définie par les vibrations des molécules de silice induites par le champ propagé. L'expression de $h(T')$ peut être obtenue expérimentalement [14].

Équation de Schrödinger Non Linéaire simplifiée

En prenant en compte les considérations présentées précédemment, l'équation simplifiée de Schrödinger que nous avons utilisée dans nos simulations numériques, est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - \sum_{k>2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k}{\partial T^k} A = i \gamma_{NL} \left(A(z, T) |A(z, T)|^2 (1 - f_R) + f_R(A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} h_R(T') \times |A(z, T - T')|^2 dT' \right) \quad (1.62)$$

Cette équation non linéaire aux dérivées partielles est difficile à résoudre analytiquement et une résolution numérique est donc nécessaire dans ce cas. Dans la littérature, il existe différentes méthodes numériques, mais la plus communément utilisée est celle de Fourier itérative (SSFM-Split Step Fourier Method) [14]. Nous avons adopté cette méthode pour nos simulations numériques.

1.3.5/ LE SUPERCONTINUUM OPTIQUE

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les principaux mécanismes responsables de la génération de supercontinuum dans les fibres optiques. Nous ne prévoyons pas de refaire une analyse complète sur les mécanismes d'élargissement spectral du supercontinuum qui ont déjà été largement étudiés et détaillés dans la littérature [69, 71–75].

Dans le cas général, il faut distinguer deux régimes de propagation différents selon le type de la dispersion β_2 de la fibre (normale $\beta_2 > 0$ ou anormale $\beta_2 < 0$) pour lesquelles les processus d'élargissement sont fondamentalement distincts. En effet, pour un pompage dans un régime de dispersion normale, la génération du supercontinuum est dominée par la SPM et la SRS avec la génération d'ordres Raman en cascade qui peut conduire à un élargissement important du spectre de la pompe. Dans ce processus, la XPM et le FWM montrent également un rôle important sur l'élargissement supplémentaire du spectre [66, 69]. Pour le pompage dans le régime de dispersion anormale, nous pouvons distinguer aussi deux sous-régimes d'élargissement qui sont liés essentiellement à la largeur de l'impulsion utilisée dans la formation du supercontinuum. Lorsque le pompage est réalisé avec des impulsions courtes (de quelques femtosecondes), l'élargissement spectral est dominé principalement par la dynamique de propagation des solitons. À l'inverse, la formation du supercontinuum est régi par le processus de l'instabilité de modulation avec un pompage réalisé avec des impulsions longues (nano/pico-secondes) ou avec des champs continus (C.W) et suffisamment intenses [66, 69].

Il convient de noter que le pompage a été réalisé dans ce travail dans un régime de dispersion anormale d'une nanofibre optique dans l'étude expérimentale présentée dans le chapitre 4. Nous ne traiterons donc que ce régime de pompage dans ce présent chapitre. Nous étudierons alors les dynamiques de génération du supercontinuum dans les différents régimes de propagation (femtoseconde et pico/nanoseconde ou C.W). Nous abordons tout d'abord le mécanisme de la formation du supercontinuum avec des impulsions femtosecondes et montrons le rôle essentiel des solitons et de l'effet Raman dans l'élargissement spectral d'une impulsion propagée dans une fibre optique. Ensuite, nous aborderons le cas des impulsions longues de quelques picosecondes/sub-nanosecondes (ou C.W) et montrerons le rôle essentiel de l'IM dans l'élargissement spectral et la formation du supercontinuum.

1.3.5.1/ MÉCANISME DE GÉNÉRATION

Génération du supercontinuum à partir d'impulsions courtes (femtosecondes)

Pour comprendre la dynamique d'élargissement du supercontinuum dans le régime d'impulsions courtes, nous allons étudier numériquement dans un premier temps la propagation d'une impulsion présentant un profil en $sech^2$ se propageant dans une fibre optique standard dans le régime de dispersion anormale. Nous allons considérer dans ce cas une propagation en absence des perturbations incluses dans l'ESNL généralisée telles que l'effet Raman ($f_R = 0$) et la dispersion d'ordres supérieurs ($\beta_n, n > 2$). Noter que le bruit quantique introduit dans le calcul numérique a été également négligé. Pour cela, nous avons analysé l'évolution spectrale et temporelle de l'impulsion à une longueur d'onde $\lambda_0 = 853$ nm, une durée de $T_0 = 50$ fs. Dans ces conditions, l'impulsion se comporte comme une solution d'ordre supérieur qui représente une solution exacte de l'ESNL standard [66]. Nous avons considéré ici le cas le plus simple d'un soliton d'ordre $N = 2$ avec $N^2 = L_D/L_{NL} = \frac{\gamma_{NL}P_0T_0}{|\beta_2|}$, ou $L_{NL} = 1/\gamma_{NL}P_0$ et la *longueur non-linéaire* de la fibre.

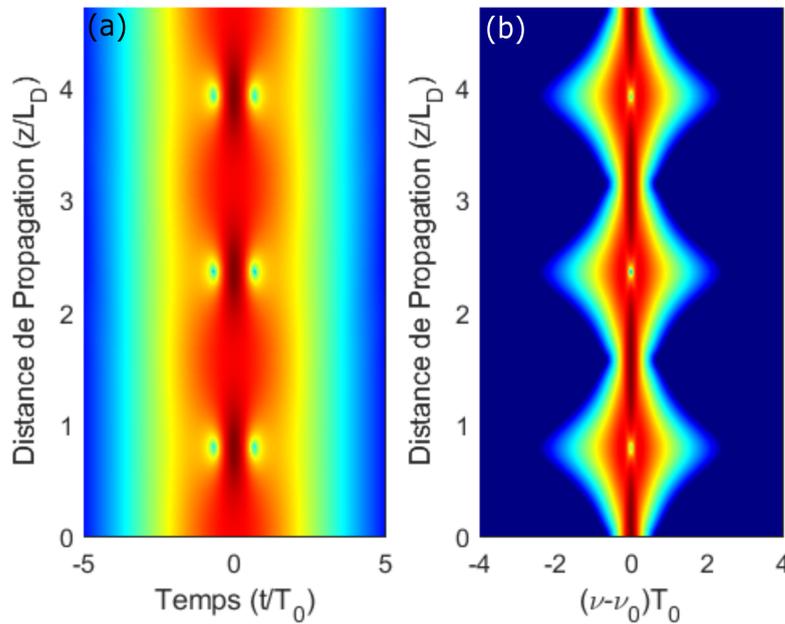


FIGURE 1.18 – Simulations numériques obtenues avec l'ENLS standard de l'évolution temporelle (a) et spectrale (b) en échelle logarithmique d'une impulsion de profil temporel $sech^2$ à $\lambda_0 = 853$ nm et une durée de $T_0 = 50$ fs. L'impulsion se propage dans ces conditions comme un soliton d'ordre élevé ($N = 2$) le long de la fibre. La distance de propagation est normalisée par L_D et le coefficient de dispersion d'ordre 3 normalisé de la fibre est $\gamma_3 = \beta_3/(6T_0|\beta_2|) = 0,05$.

La figure 1.18 montre l'évolution temporelle (Fig. 1.18 (a)) et spectrale (Fig 1.18 (b)) en échelle logarithmique de l'impulsion le long d'une fibre optique de coefficient de dispersion d'ordre 3 normalisé $\gamma_3 = \beta_3/(6T_0|\beta_2|) = 0,05$. Les simulations ont été réalisées avec la version normalisée de l'ESNL généralisée à l'aide du code numérique d'Agrawal [76] que nous avons modifié afin de négliger les perturbations de l'effet Raman et la dispersion d'ordres élevés. Cette figure montre des évolutions spectrale et temporelle périodiques le long de la fibre sur une distance équivalente à environ $1,5L_D$. Ce résultat

montre trois cycles de compressions temporelles d'impulsions localisées sur l'enveloppe de l'impulsion qui sont associés dans le domaine spectral à un échange d'énergie entre les différentes composantes spectrales des solitons. La période spatiale d'un cycle est donnée par l'expression suivante [66] :

$$L_{soliton} = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|} = \frac{3\pi T_0^3 \gamma_3}{\beta_3} \quad (1.63)$$

À partir de cette expression, nous trouvons que $L_{soliton} = 1.57 L_D$ qui est en bon accord avec le résultat numérique présenté sur la figure 1.18.

En se plaçant maintenant dans les mêmes conditions de propagation de la figure 1.18 mais dans le cadre de l'ESNL généralisée incluant tous les termes perturbatifs tels que la diffusion Raman, dispersion d'ordre supérieur et le terme de choc optique, qui ne sont pas pris en compte dans l'ENLS standard. Notons que dans ce cas, nous considérons la propagation d'un soliton d'ordre $N = 6$. Le résultat numérique est présenté sur la figure 1.19.

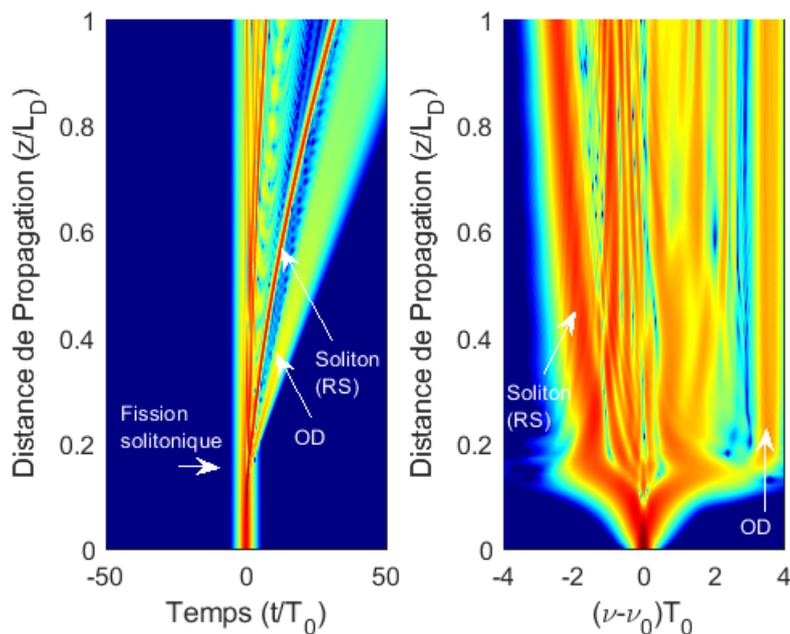


FIGURE 1.19 – Simulations numériques obtenues dans les mêmes conditions que la figure précédente (Fig 1.18), mais avec l'ESNL généralisée où nous avons pris en compte tous les termes perturbatifs (diffusion Raman, dispersion d'ordre supérieur, terme choc optique et bruit quantique) et dans le cas d'un soliton d'ordre $N = 6$. Les figures (a) et (b) montrent respectivement en échelle logarithmique les évolutions temporelle et spectrale le long de la fibre. OD : onde dispersive et Soliton (RS) : montre l'auto-décalage Raman des solitons.

En comparant les dynamiques de la propagation présentées dans les figures 1.19 et 1.18, nous pouvons clairement constater que, sous l'effet des termes perturbatifs inclus dans l'ESNL généralisée, les évolutions temporelles et spectrales de l'impulsion ne sont plus périodiques et présentent un comportement dynamique très différent et très complexe.

Plus précisément, après la propagation sur une distance égale à environ $0,14L_D$ l'impulsion initiale montre un élargissement brusque et important dans le domaine spectral qui s'étale avec la propagation notamment vers les hautes fréquences. Dans le domaine temporel, l'impulsion montre un comportement complexe avec l'apparition de plusieurs sous-impulsions de durées plus courtes à partir de la même distance ($z = 0,14L_D$) qui se décalent temporellement vers le front arrière par rapport à l'impulsion initiale en $z = 0$. Il convient de noter que l'élargissement observé dans la figure 1.19 est un résultat typique de la génération du supercontinuum dans une fibre optique à partir d'une impulsion courte en régime de dispersion anormale [69, 71].

Physiquement, l'impulsion, qui est initialement injectée dans la fibre à $z = 0$, se propage comme un ensemble de solitons fondamentaux possédant la même vitesse de groupe, mais avec des puissances et des durées différentes [66]. Sous l'effet de la dispersion d'ordres supérieurs et l'effet Raman, l'impulsion se brise en plusieurs solitons fondamentaux de durées plus courtes. Ce phénomène est appelé la *fission solitonique* et se produit au point de compression temporelle maximale du soliton (Fig. 1.19 (a), flèche : fission solitonique), et il est associé dans le domaine spectral à un élargissement maximum du spectre du soliton initial comme nous pouvons le voir sur la figure 1.19. De plus, pour les impulsions courtes, ce processus a un caractère déterministe [66]. La distance $L_{soliton}$ à partir de laquelle se produit la fission solitonique peut être approximée par l'expression suivante [66] :

$$L_{fission} = \frac{L_D}{N} \quad (1.64)$$

À partir de cette expression, nous obtenons une distance de fission solitonique de $L_{soliton} = 0,16 L_D$ qui est en bon accord avec les résultats numériques de la figure 1.19.

Après la fission solitonique, les solitons émis à partir de l'impulsion initiale transfèrent une partie de leurs énergies à une composante spectrale située dans le régime de dispersion normale appelée *onde dispersive (OD)*. Ce processus physique a été nommé depuis son observation dans les fibres optiques par le rayonnement Cherenkov ou de rayonnement non solitonique (NSR) [14]. En effet, le décalage de fréquence entre le soliton et l'onde dispersive émise est l'analogie temporelle de l'angle auquel le rayonnement Cherenkov est émis par des particules chargées se déplaçant dans un milieu diélectrique d'indice de réfraction n avec une vitesse supérieure à la vitesse de lumière dans ce milieu (c/n). L'onde dispersive se propage le long de la fibre avec la même vitesse de phase que celle du soliton avec une amplitude qui croît avec la distance de propagation. Sa fréquence peut être calculée analytiquement à l'aide de l'équation d'accord de phase suivante [14] :

$$\beta(\omega) - \beta(\omega_p) - \beta(\omega - \omega_{soliton}) - \gamma_{NL}P_s = 0. \quad (1.65)$$

avec $\beta(\omega)$ et $\beta(\omega_p)$ représentent respectivement la constante de propagation pour toutes les longueurs d'onde et celle calculée à la fréquence de la porteuse optique. Les deux quantités $\omega_{soliton}$ et P_s représentent respectivement la pulsation et la puissance crête du soliton fondamental ($N=1$) éjecté et γ_{NL} est le coefficient non linéaire.

Dans cette équation, nous avons pris en compte de tous les termes dispersifs d'ordres élevés de la fibre. Cette équation est nécessaire pour prédire la position spectrale de l'onde dispersive dans notre étude de la génération supercontinuum dans une nanofibre optique dans le chapitre 4. Il convient de noter que l'onde dispersive se propage le long

d'une fibre optique à la même fréquence. Ce résultat est clairement observé dans la dynamique de l'évolution montrée dans la figure 1.19 (b) (flèche notée OD). Il faut préciser que dans ce présent cas, comme $\beta_3 > 0$, l'onde dispersive est émise à haute fréquence du côté anti-Stokes du spectre. Dans le cas contraire, lorsque $\beta_3 < 0$, l'onde dispersive peut être émise dans le côté Stokes à des longueurs d'onde supérieures à celle du soliton [14]. Sous certaines conditions sur la dispersion d'ordre supérieur de la fibre, plusieurs ondes dispersives peuvent également être émises à différentes fréquences par les solitons éjectés lors de la fission [14, 77].

Finalement, sous l'effet de l'auto-décalage Raman, les solitons émis après la fission solitonique subissent un décalage fréquentiel vers les grandes longueurs d'onde comme nous pouvons le voir sur la figure 1.19 (flèche : soliton RS) et cela entraîne un élargissement spectral du supercontinuum vers les grandes longueurs d'onde.

Génération du supercontinuum à partir d'impulsions longues

Lorsqu'une impulsion optique intense de durée de quelques picosecondes ou quasi-continue (durée > 1 ns) se propage dans le régime de dispersion anormale d'une fibre optique, les dynamiques de l'élargissement spectral sont fondamentalement différentes à celles observées dans la partie précédente pour une impulsion femtoseconde [71]. De plus, l'évolution des solitons observés dans la Fig. 1.19 devient moins importante comme la distance de fission $L_{soliton}$ augmente largement avec la durée de l'impulsion, de sorte que d'autres processus non linéaires initialisent l'élargissement spectral [69]. Notez que même dans ces conditions, une impulsion longue se propageant dans le régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$) peut également être interprétée comme un soliton d'ordre élevé avec un ordre $N \propto T_0$ et une longueur de fission $L_{soliton} \sim L_D/N \propto T_0$ [69].

En effet, dans ce régime de propagation, l'élargissement spectral est dominé par le processus d'instabilité de modulation qui joue un rôle fondamental dans la formation et l'évolution du supercontinuum [78]. Le bruit initial qui présente un spectre dans la bande de gain de l'instabilité de modulation est amplifié exponentiellement lors de la propagation de l'impulsion le long de la fibre en générant des bandes spectrales latérales comme nous avons expliqué dans la partie (1.3.2.3). Dans le domaine temporel, l'amplification du bruit se traduit par la rupture temporelle de l'impulsion en sous-impulsions localisées sur son enveloppe initiale [14, 69]. Lorsque l'impulsion est suffisamment intense, le processus d'instabilité de modulation en cascade peut avoir lieu et donne naissance à plusieurs bandes spectrales latérales d'instabilité de modulation dans les côtés Stokes et anti-Stokes du spectre. L'évolution ultérieure de ces bandes avec la distance conduit à un élargissement spectral important et la formation du supercontinuum en sortie de la fibre. Noter que dans ce régime, la génération d'ondes dispersives, le mélange à quatre ondes et l'auto-décalage Raman peuvent aussi conduire à un élargissement supplémentaire du spectre du supercontinuum [69].

Ces différents mécanismes peuvent être clairement observés dans le résultat montré dans la figure 1.20 issue de la référence [69]. Elle montre la génération d'un supercontinuum avec une impulsion de durée de $T_0 = 20$ ps à une longueur d'onde de $\lambda_0 = 800$ nm et une puissance crête de $P_0 = 500$ W se propageant dans une fibre PCF présentant une ZDW à 780 nm. Nous pouvons remarquer qu'à partir d'une distance de 20 cm, le spectre de l'impulsion montre la formation de quatre lobes latéraux d'instabilité de modulation situés symétriquement par rapport à la pompe. L'évolution de ces lobes le long de la fibre par amplification du bruit initial conduit à la formation du SC sur une distance de

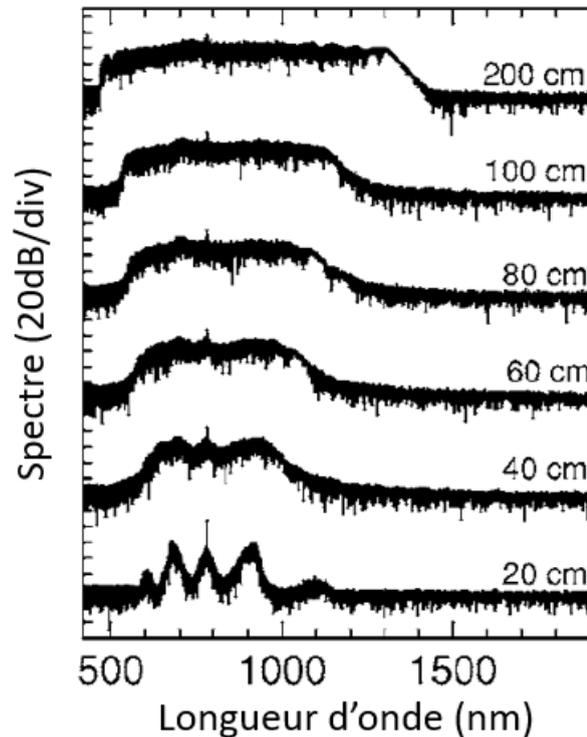


FIGURE 1.20 – Évolution d'un supercontinuum généré avec une impulsion de durée $T_0 = 20$ ps, à $\lambda_0 = 800$ nm et une puissance crête de $P_0 = 500$ W se propageant sur une distance de 100 cm dans une fibre PCF de ZDW de 780 nm [69].

20 cm comme le montre la figure 1.20. Nous pouvons également remarquer l'apparition d'une structure solitonique du côté Stokes du spectre vers les grandes longueurs d'onde. Comme expliqué par Dudley et *al.* [69], la propagation ultérieure de ces solitons entraîne une augmentation de la largeur spectrale globale du supercontinuum due à la génération d'ondes dispersives, la modulation de phase croisée, et de l'auto-décalage en fréquence Raman.

Dans la section 2 du chapitre 4, nous allons montrer qu'une impulsion longue (pico-seconde) peut également donner naissance à une onde dispersive. En effet, dans ce régime, sous l'effet de l'instabilité de modulation, l'enveloppe temporelle de l'impulsion initiale se brise en un ensemble de solitons perturbés qui émettent de l'énergie à une composante spectrale située dans le régime de dispersion normale (l'onde dispersive). Il est important de noter que l'amplitude d'un soliton perturbé peut être largement supérieure à celle de la puissance crête de l'impulsion initiale. La position spectrale de l'onde dispersive générée par les solitons le long de la fibre peut également être calculée par l'équation d'accord de phase donnée par 1.65, comme nous montrerons par la suite (voir le chapitre 4).

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Ce chapitre présente le dispositif expérimental utilisé pour l'imagerie spectrale sur un composant photonique en fonctionnement nominal. La technique est basée sur la détection à un angle de 90° de la diffusion Rayleigh de la lumière se propageant dans le composant. Cette technique est non-invasive et peut s'appliquer à de nombreux systèmes photoniques en régime linéaire et non linéaire.

2.1/ PRÉSENTATION DU SYSTÈME D'ACQUISITION

Le dispositif expérimental du système d'imagerie utilisé est illustré sur la figure 2.1. Il est basé sur un micro-spectromètre confocal Raman Monovista de la marque S-&-I GmbH fonctionnant normalement en rétrodiffusion et utilisé ici uniquement comme microscope multi-spectral. Le système est équipé d'une platine de translation motorisée pour le déplacement longitudinal le long de la direction X et transversale le long de la direction Y du guide d'onde étudié. D'autre part, ce système est équipé d'une translation dans la direction verticale de l'objectif du microscope le long de l'axe vertical Z comme indiqué sur la figure 2.1. Les translations de la platine et de l'objectif du microscope sont contrôlées avec un logiciel ou manuellement avec une directrice de translation-XYZ avec un pas et une reproductibilité inférieurs à < 100 nm. Ce système permettant alors de générer une trajectoire spatiale tridimensionnelle (3D-XYZ) de haute précision le long du composant photonique étudié. En chaque point d'acquisition le signal va être analysé par le spectromètre (voir le schéma optique sera décrit dans le paragraphe 2.3).

Le spectromètre Acton SP2750 de la marque Princeton Instrument à une focale de 750 mm et une luminosité (aperture) de $f/9.7$. Il est équipé de trois réseaux de diffraction distincts (300, 1500 et 2400 lignes/mm) corrigés des aberrations pour l'imagerie et permettant d'atteindre différentes résolutions spectrales. La configuration interne est en Czerny-Turner donnant un grandissement de 1 (voir la figure 2.5). Le détecteur positionné au point focal de sortie est une caméra iDus 416 de la marque ANDOR, équipé d'un détecteur CCD (Charge Coupled Device) Back-Illuminated refroidi à une température d'environ -85°C permettant d'atteindre un faible bruit électronique et de lecture. L'efficacité quantique du détecteur est supérieure à 50% dans la plage spectrale comprise entre $\lambda = 420$ nm et $\lambda = 980$ nm comme le montre la figure 2.2 [79].

Le système est monté sur un microscope qui permet de rediriger l'image vers une caméra CCD permettant de visualiser le composant étudié pour le positionner sur l'axe optique du système de détection. Ce système d'imagerie peut également être utilisé pour estimer

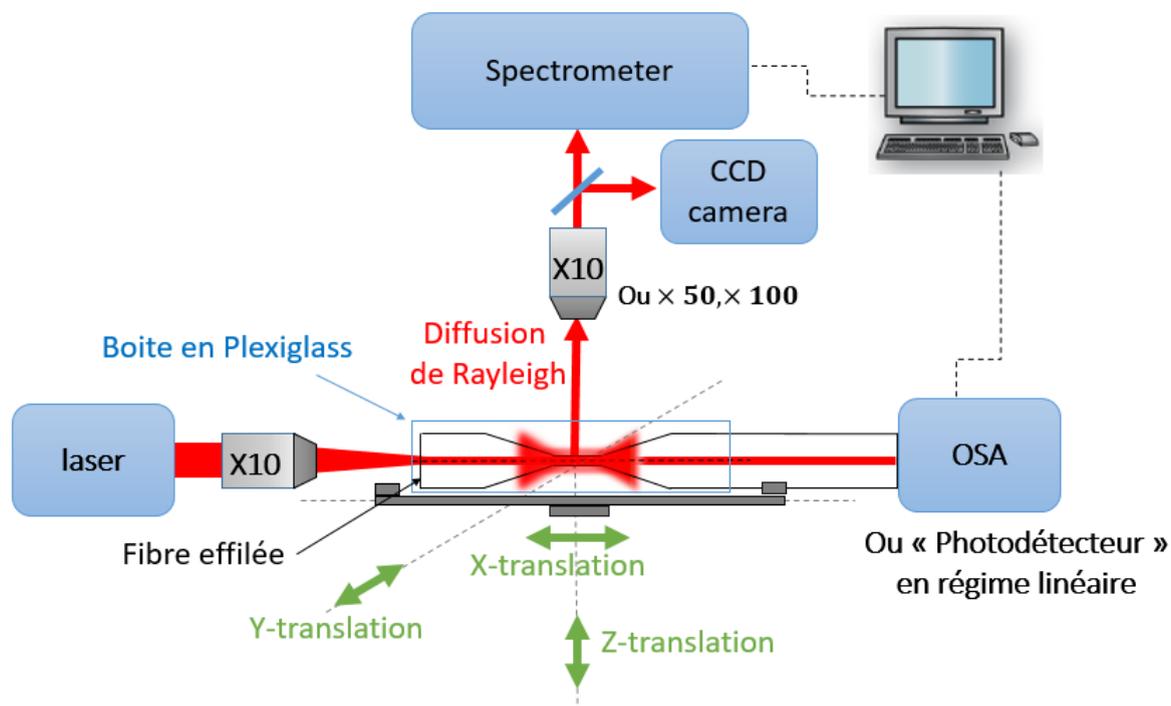


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental et configuration d'une fibre effilée sous le microscope.

grossièrement le diamètre du guide. Ces mesures sont notamment nécessaires dans le cas des fibres optiques effilées (ou coupleurs, etc.) qui présentent un profil évoluant avec la distance de propagation (chapitre 1).

Dans la figure 2.1 la platine de translation permet une acquisition point-par-point en trois dimensions (3D) le long du composant étudié. Le système permet également de programmer des acquisitions suivant une direction (1D) ou une section (2D). Dans le cas particulier d'un composant photonique de géométrie quelconque (résonateur, guide optofluidique, coupleur, etc.) il est possible de prédéfinir un ensemble de points (x, y, z) dans un tableau qui suivront très précisément la géométrie d'acquisition voulue. Les mesures brutes en chaque point de mesure sont des données hyperspectrales $(x, y, z, \lambda_1, \dots, \lambda_n)$.

D'un point de vue expérimental, la trajectoire 3D-XYZ d'un guide d'onde sous test est déterminée en plusieurs étapes. La première étape consiste à déterminer les coordonnées initiales (X_1, Y_1, Z_1) du premier point de la trajectoire (par exemple à la première extrémité non étirée d'une fibre). Cette étape est réalisée en focalisant le laser interne du Raman ($\lambda = 532 \text{ nm}$) sur le guide à l'aide de la translation XYZ et la caméra CCD de visualisation. Puis, la seconde étape consiste à optimiser le signal diffusé de la fibre (à une longueur d'onde de 653 nm ou 532 nm dans notre cas) à travers le CCD du spectromètre en ajustant très précisément les coordonnées X_i, Y_i et Z_i afin d'obtenir le maximum d'intensité diffusée par la fibre à cette longueur d'onde. Ces deux étapes sont répétées à intervalles réguliers le long du guide, au maximum de 12 cm (limite de translation de la platine le long de l'axe X) pour déterminer les coordonnées intermédiaires (X_i, Y_i, Z_i) et finales optimisées (X_n, Y_n, Z_n) . Tous les points sont interpolés par une spline cubique de manière régulière avec un nombre de points donné (compris entre 100 et 2000 dans notre cas) selon l'échantillonnage souhaité. La stabilité du dispositif (support de fibre fixé sur la platine de déplacement, régulation thermique de la salle) a montré une répétabilité sur

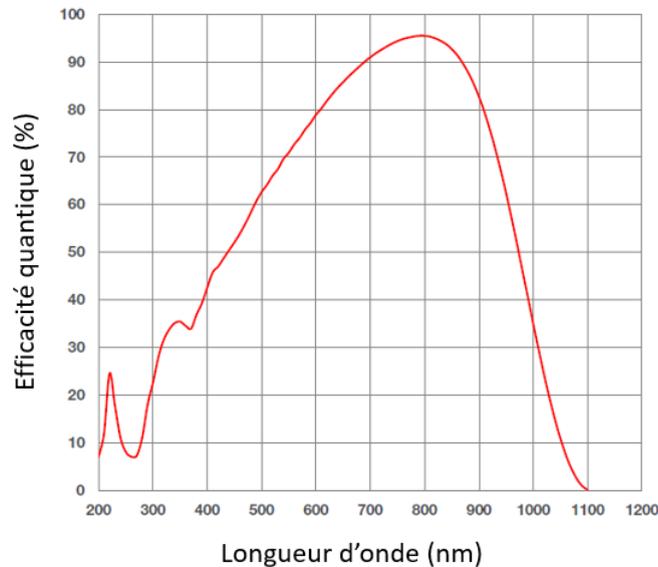


FIGURE 2.2 – Efficacité quantique du détecteur CCD du spectromètre (iDus 416) [79].

plusieurs jours des points enregistrés. Ceci sera montré dans le chapitre 3.

Remarques :

- Pour le cas d'une fibre optique effilée, la trajectoire 3D-XYZ de la fibre doit être déterminée avec la plus grande résolution spatiale du système d'imagerie pour suivre très précisément la région submicrométrique de la nanofibre. La diffusion Rayleigh étant en général non visible, les étapes précédentes peuvent se révéler difficiles.
- Pour certaines fibres effilées, après le processus d'étirage, la fibre peut avoir un profil courbé ou tordu notamment au niveau de l'entrée de la transition 1 et en sortie de la transition 2 (la nanofibre est toujours droite d'après les étirages réalisés). Dans ce cas, un grand nombre de points à optimiser doit être réalisé pour la trajectoire 3D-XYZ de la fibre afin de suivre très précisément les inclinaisons du profil. Dans notre cas, environ 24 points (soit 1 point/5 mm) sont généralement optimisés pour une fibre courbée pour obtenir une trajectoire avec plus de précision. Noter que le nombre total des points interpolés N_{op} doit être optimal compte tenu de la résolution spatiale longitudinale choisie (noté R_x) pour l'enregistrement de la trace 1D-Z. Le nombre optimal des points pour une trajectoire 3D-XYZ est donnée par : $N_{op} \geq L_{fibre,scan}/R_x$ avec $L_{fibre,scan}$ la longueur totale scannée de la fibre.
- Concernant le temps d'exposition du détecteur du spectromètre pour les fibres étudiées dans ce travail, il est compris dans le régime linéaire (pour les fibres étudiées dans ce travail) entre 0,1 à 1 seconde par point (X, Y, Z) ce qui permet une acquisition complète en quelques minutes. Cependant, en régime non linéaire de propagation, en raison du faible signal de la diffusion Rayleigh (voir chapitre 4), le temps d'exposition par point est compris entre 1 min à 10 min selon la position du spectre le long de la fibre effilée. Nous verrons dans le chapitre 4 que le mode d'acquisition point-par-point sera aussi limité par la durée de vie de la fibre et la stabilité de l'effet non linéaire étudié.

La figure 2.3 montre un exemple de trajectoire 3D-XYZ obtenu pour une fibre étirée SM450-NF qui sera étudié par la suite dans le chapitre 3. Les points (cercles) correspondent au 13 points utilisés pour l'interpolation des 800 points sur 12 mm de fibre.

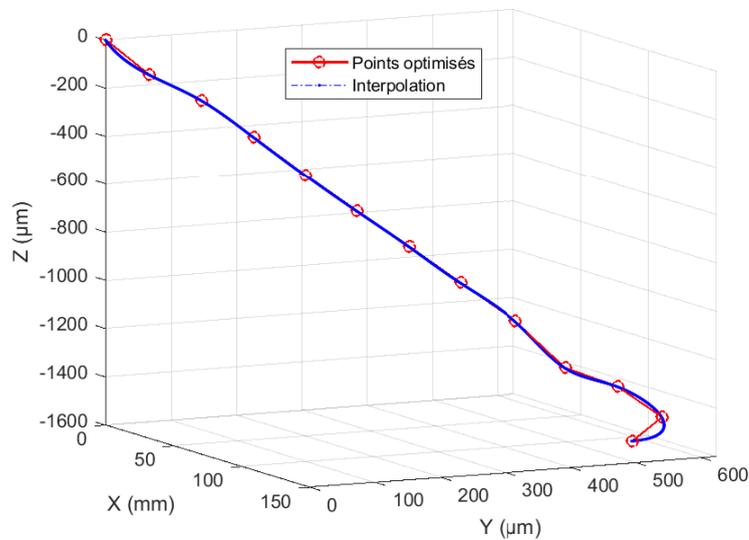


FIGURE 2.3 – Trajectoire 3D-XYZ d'une fibre SM450-NF. Cercles rouges : les points ajustés manuellement. Ligne bleue : ligne interpolée (spline).

En conclusion, le dispositif et la méthode présentés peuvent être utilisés pour différents cas d'applications de suivi en fonctionnement. Nous allons principalement nous limiter au cas de l'étude des fibres étirées de longueurs centimétriques et de diamètres sub-micrométriques. En annexe C, des résultats préliminaires d'un guide PPLN sont présentés.

2.2/ CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE EN RÉGIMES LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE DE LA PROPAGATION DANS D'UN GUIDE D'ONDE OPTIQUE

Pour l'étude des fibres optiques effilée (à base de silice), nous distinguons deux cas : le régime linéaire de propagation (faible puissance crête) et le régime non linéaire (forte puissance crête). Les conditions expérimentales et les configurations sont présentées ci-dessous.

Cas du régime linéaire

Le laser injecté dans la fibre est une diode laser *C.W.* stabilisée en puissance à $\lambda = 652$ nm délivrant une puissance limitée entre 1 mW et 3 mW afin de limiter les effets thermiques et d'éviter l'endommagement de la nanofibre optique. La puissance laser transmise est contrôlée en sortie du guide avec un puissance-mètre simultanément avec les mesures de la diffusion Rayleigh pour vérifier la stabilité de la transmission lors des déplacements de la platine de translations et pour être sûr que les effets thermiques sont négligeables (Fig. 2.1). De plus, cette mesure est nécessaire pour vérifier l'état de la fibre et être sûr qu'il n'y a pas de dépôts de micro-poussières qui causent la dégradation de la transmission de la fibre avec le temps [27, 80]. Notons que, pour toutes les mesures réalisées, nous n'avons pas observé de variations significatives de la puissance transmise des

2.2. CONFIGURATION EXPÉRIMENTALE EN RÉGIMES LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE DE LA PROPAGATION

fibres étudiées dans le chapitre 3, ce qui montre que les vibrations infinitésimales induites par le déplacement de la platine sont non invasives pour les mesures de la DR (voir la dernière partie du chapitre 3).

Cas du régime non linéaire

Le laser de pompe est un laser picoseconde de la marque Ekspla Atlantique 5 avec une sortie 1064 nm et 532 nm et une largeur de raie de 0,11 nm à $\lambda = 1064$ nm, une largeur d'impulsion de 36 ps à 532 nm. Dans nos études, nous avons utilisé la sortie visible à 532 nm avec une puissance crête entre 150 W et 515 W et un taux de répétition de 100 kHz ou 200 kHz. Dans ce cas, le puissance-mètre est remplacé par un analyseur de spectre optique OSA (Optical Spectrum Analyser) pour mesurer le spectre transmis en sortie du guide en fonction du temps, simultanément avec les mesures de la diffusion Rayleigh effectuées avec le système d'imagerie (Fig. 2.1). Cette configuration permet de vérifier que le processus non linéaire étudié est stable pendant la durée totale des mesures. De plus, la stabilité de la source laser a été mesurée simultanément lors des mesures, et nous n'avons pas remarqué de variations significatives. Il est important noter que pour les deux configurations de propagation en régime linéaire et en régime non linéaire de la propagation, les configurations expérimentales seront présentées en détail dans les chapitres suivants en fonction des processus étudiés (cascade Raman et supercontinuum pour les fibres effilées ou la seconde-harmonique pour le guide PPLN).

2.2.1/ CORRECTION DU SIGNAL MESURÉ

Il est important de noter qu'en régime non linéaire, l'étendue spectrale du signal détecté imposerait une double correction du signal enregistré avec le détecteur du spectromètre.

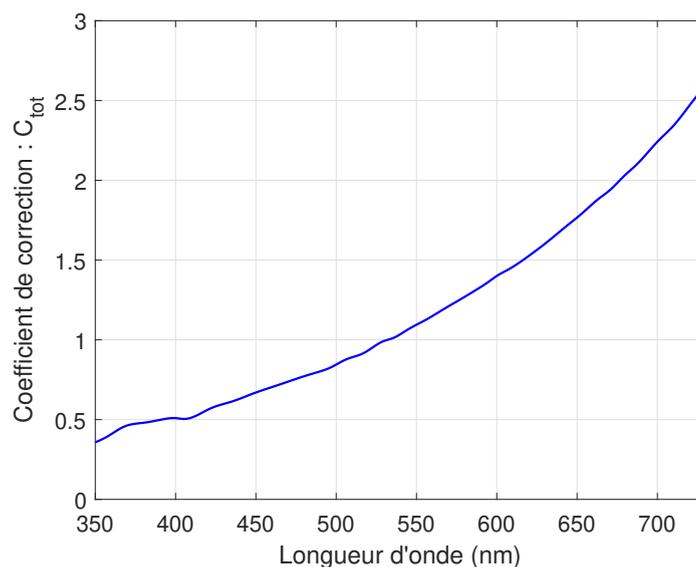


FIGURE 2.4 – Évolution du coefficient de correction totale C_{tot} du système d'imagerie en fonction de la longueur d'onde dans la gamme 350 – 750 nm.

Premièrement, la variation de la réponse spectrale du détecteur évolue de 35% pour $\lambda = 350$ nm à environ 94% pour $\lambda = 730$ nm. Deuxièmement, la variation de l'in-

tensité de la diffusion Rayleigh en $\frac{1}{\lambda^4}$ nécessiterait à nouveau une correction du signal qui représenterait un rapport d'environ 20 pour les signaux aux deux longueurs d'onde extrêmes considérés (350 nm et 730 nm). Pour cela, la dépendance de la diffusion Rayleigh en $1/\lambda^4$ est corrigée en multipliant le niveau du signal par un facteur multiplicatif C_R dépendant de la longueur d'onde $S_{(corr,R)} = S \times C_R$, avec S et $S_{(corr,R)}$ représentant respectivement le signal enregistré et le signal corrigé. Le calcul de C_R prendra comme référence le signal à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 532$ nm pour lequel la correction est nulle. Ainsi, le coefficient de correction C_R sera égal à 1 pour cette longueur d'onde de référence. Par ailleurs, l'efficacité quantique du détecteur CCD présente une dépendance en longueur d'onde (voir Fig. 2.2 du chapitre 2). D'une manière similaire, la prise en compte de cette dépendance est référencée par rapport à la longueur d'onde de référence $\lambda = 532$ nm pour définir le coefficient multiplicatif de correction C_Q : $S_{(corr,Q)} = S \times C_Q$. Le coefficient de correction totale correspond ainsi au produit des deux coefficients de correction $C_{tot} = C_R \times C_Q$ avec $S_{corr} = S \times C_{tot}$. La figure 2.4 montre l'évolution du coefficient de correction totale C_{tot} en fonction de la longueur d'onde dans l'étendue spectrale étudiée 350 – 730 nm.

Dans la suite, tous les spectres enregistrés avec notre technique dans le régime non linéaire de la propagation (chapitre 4) sont corrigés avec le coefficient C_{tot} . Cette correction représente la seule correction nécessaire pour nos Mesures.

2.3/ MESURE DES RÉOLUTIONS SPATIALE ET SPECTRALE DU SYSTÈME D'IMAGERIE

Afin de caractériser notre système d'imagerie spectrale, nous avons étudié la résolution spectrale et spatiale de notre système. La figure 2.5 détaille le schéma optique depuis le microscope jusqu'au détecteur CCD du spectromètre.

La lumière diffusée de la fibre est collectée à l'aide d'un objectif de microscope corrigé à l'infini $\times 10$ ($ON = 0,25$), représenté par la lentille L_1 de distance focale de 18 mm. La lumière est alors focalisée par une lentille L_2 de distance focale de 180 mm sur la fente d'entrée du spectromètre (noté ES-Entrance Slit en anglais). Le spectromètre est composé de deux miroirs paraboliques et le réseau de diffraction et de grandissement $\gamma_2 = -1$. Ce système de diffraction est équivalent à une lentille convergente de focale L_{eq} et de grandissement $\gamma_{eq} = -1$ comme montré sur la figure 2.8. La lumière analysée est finalement focalisée sur le CCD. Comme le montre la figure 2.8, l'image de la fibre optique est parallèle à la hauteur de la fente d'entrée du spectromètre. Il est évident à partir de ce résultat que la résolution spatiale longitudinale (le long de la fibre) est indépendante de la largeur de la fente d'entrée du spectromètre dans ce cas particulier, excepté pour la résolution dans la direction transverse (noté R_y) suivant l'axe Y de la fibre (axe défini dans la Fig. 2.1). Comme les mesures distribuées le long des fibres optiques ont été réalisées suivant l'axe X, la résolution spatiale est limitée dans ce cas par la hauteur de la zone spatiale considérée du détecteur du spectromètre noté H_{ROI} (avec ROI : Region Of Interest en anglais) qui est représentée dans la figure 2.8 par la zone délimitée avec les traits jaunes. Il convient de préciser que la taille du ROI est définie comme la région d'intégration du signal détecté sur le détecteur du spectromètre qui est généralement inférieure ou égale à la hauteur totale du détecteur (512 pixels). De plus, la taille du ROI est préalablement choisie (en pixel) avec le logiciel du spectromètre avant la réalisation

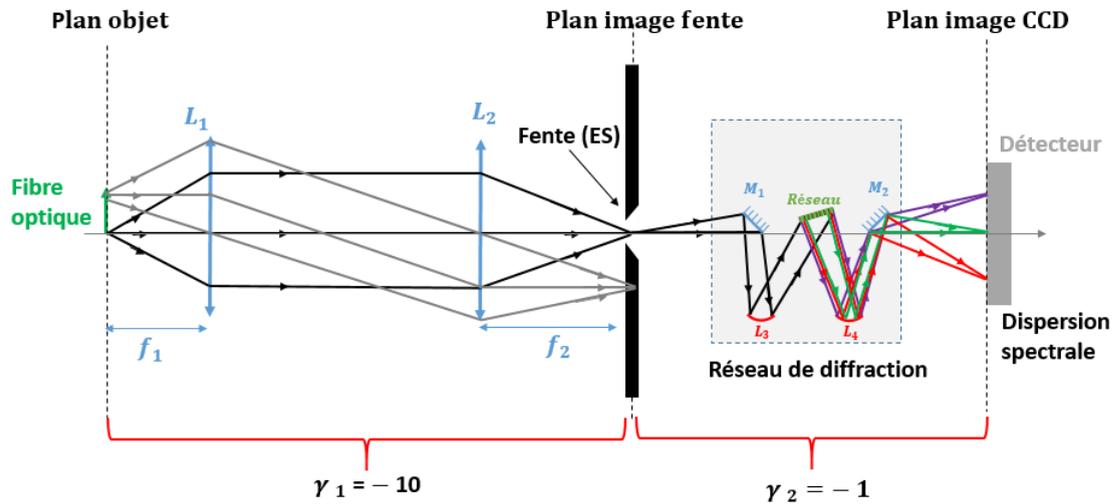


FIGURE 2.5 – Schéma optique depuis le microscope jusqu'au détecteur CCD. L_1 est l'objectif de microscope, L_2 une lentille convergente. L_3 et L_4 deux lentilles miroirs paraboliques. M_1 et M_2 deux miroirs en réflexion. ES : fente d'entrée du spectromètre ; γ_1 et γ_2 les grossissements du système au niveau de la fente et du détecteur CCD respectivement.

des mesures.

Notez que les valeurs sont données en supposant un objectif $\times 10$, focalisé sur la fibre. La fibre a été analysée dans cette thèse en configuration parallèle à la hauteur de la fente d'entrée (configuration nommée OX), car nous ne disposons pas assez d'espace sur les platines en configuration perpendiculaire (nommée OY).

2.3.1/ RÉOLUTION SPECTRALE

La résolution spectrale du spectromètre a été caractérisée avec le réseau 300 lignes/mm qui offre la plus grande gamme spectrale d'acquisition sur la CCD et qui a été utilisé pour toutes nos mesures.

Afin de déterminer la résolution spectrale, une lampe à plasma à mercure-argon (Hg(A)) a été placée devant le microscope. La figure 2.6 (a) montre le spectre acquis sur le CCD entre 350 nm et 600 nm avec une fente de largeur de $50 \mu\text{m}$. La figure 2.6 (b) montre la raie $\lambda = 546,45 \text{ nm}$ sélectionnée pour l'étude de la résolution en fonction de la largeur de la fente d'entrée du spectromètre.

La figure 2.7 montre l'évolution de la largeur à mi-hauteur de la raie en fonction de l'ouverture de la fente d'entrée L_{slit} du spectromètre. Le résultat a été obtenu avec un ajustement pseudo-Voigt. La largeur naturelle de la raie émise par la lampe est initialement une combinaison gaussienne-lorentzienne jusqu'à environ $150 \mu\text{m}$. On observe alors une rupture de pente quand la fente est trop large, l'ajustement donne une fenêtre gaussienne. La résolution spectrale du système est donnée par la largeur des raies mesurées (notée FWHM-Full Width at Half Maximum en anglais). Elle montre que la meilleure résolution est obtenue à une ouverture de fente de $10 \mu\text{m}$. Ceci se comprend bien car à faible ouverture de la fente, la lumière est diffractée latéralement sur la totalité du réseau de

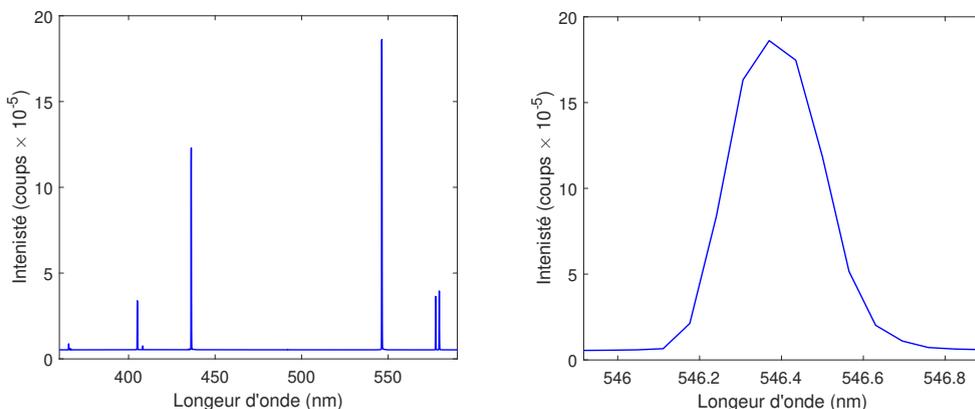


FIGURE 2.6 – Spectre de la lampe à mercure Argon, avec (a) spectre obtenu avec une fente de largeur de $50 \mu\text{m}$ dans la gamme des longueurs d'onde $350 - 590 \text{ nm}$. (b) Zoom de la raie émise à $\lambda = 546,45 \text{ nm}$ utilisé pour estimer la résolution spectrale (FWHM).

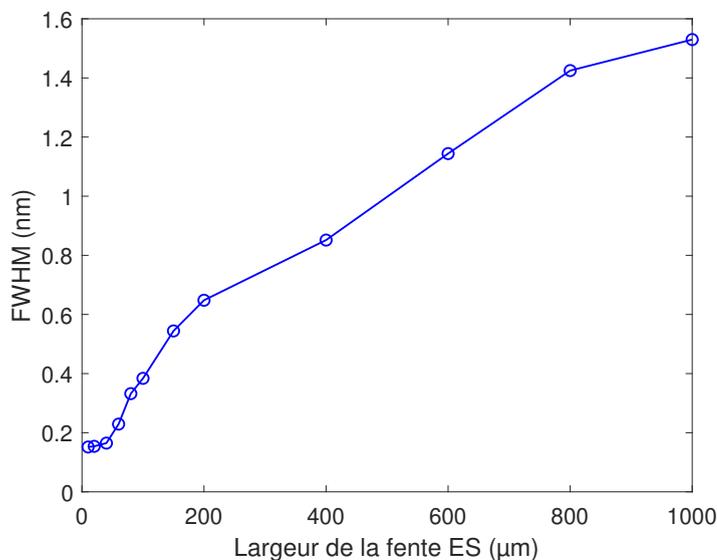


FIGURE 2.7 – Évolution de la résolution spectrale du système d'imagerie en fonction de la largeur de la fente d'entrée du spectromètre (ES).

diffraction. Plus la fente est fermée, plus la diffraction de la tâche centrale illumine tout le réseau et meilleure est la résolution spectrale. Toutefois, l'intensité intégrée de la raie diminue fortement à faible ouverture. L'analyse à faible ouverture pourra être conduite en régime linéaire. Dans le cas du régime non linéaire, la fente sera ouverte au maximum ($L_{\text{slit}} = 1 \text{ mm}$).

2.3.2/ RÉOLUTION SPATIALE

Le spectromètre utilise la fente d'entrée comme filtre confocal (il ne s'agit pas d'un montage $4F$ que l'on trouve dans d'autres systèmes), on peut donc distinguer deux résolutions spatiales. La résolution R_z donnée le long de la fente d'entrée et obtenue par imagerie

2.3. MESURE DES RÉSOLUTIONS SPATIALE ET SPECTRALE DU SYSTÈME D'IMAGERIE55

sur le CDD à travers la sélection du ROI, et la résolution R_y ajustable à travers la fente d'entrée et corrélée à la résolution spectrale. Les résolutions R_z et R_y du système sont au mieux définies par le critère de Rayleigh :

$$R_{z,y} = \frac{1,22 \lambda}{2 ON} \quad (2.1)$$

où ON est l'ouverture numérique de l'objectif (0,25 pour l'objectif $\times 10$) et λ la longueur d'onde étudiée. Cette expression montre que la résolution devrait être au mieux de l'ordre du micromètre dans le vert ($R_{z,y} = 1,3 \mu\text{m}$ à $\lambda = 532 \text{ nm}$). Toutefois, comme indiqué sur la figure 2.8, et comme nous avons expliqué précédemment, c'est le pixel de la CCD qui détermine la résolution longitudinale finale dans notre cas.

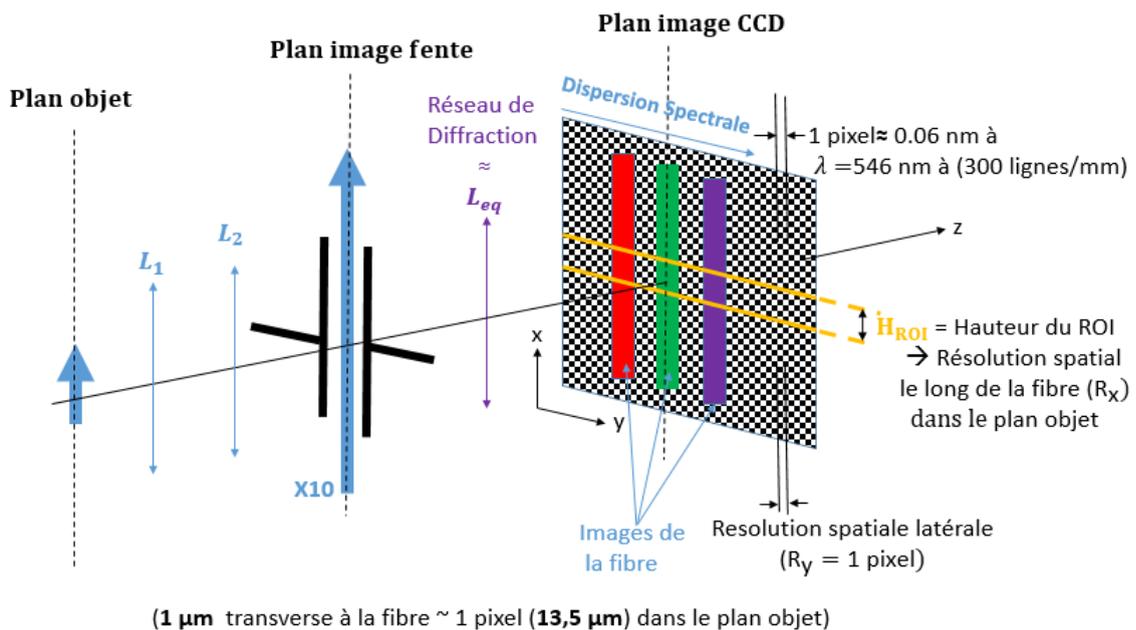


FIGURE 2.8 – Définition de la résolution spatiale du système, R_x : résolution longitudinale (le long de la fibre suivant l'axe X) et R_y résolution latérale suivant l'axe Y.

À partir de ces considérations, la résolution longitudinale R_x (mesurée le long de la fibre) est définie par le nombre de pixels utilisés sur la hauteur du ROI (figure 2.8). Cette résolution au niveau de la fibre peut être calculée à partir du grandissement total M_{tot} du système d'imagerie. L'expression de R_x est donnée par :

$$R_x = \frac{H_{ROI}}{|\gamma_{tot}|} = \frac{N_{pix,x} L_{pix,x}}{|\gamma_1 \gamma_2|} = \frac{13,5 N_{pix,x}}{|\gamma_1|} \quad (2.2)$$

Avec $H_{ROI} = N_{pix} L_{pix,x}$, ou $N_{pix,x}$ et $L_{pix,x}$ représentent respectivement le nombre et la taille des pixels du détecteur suivant la hauteur du ROI, avec $L_{pix} = 13,5 \mu\text{m}$ dans notre cas. $\gamma_{tot} = \gamma_1 \gamma_2$, est le grandissement total du système d'imagerie où γ_1 représente le grandissement de l'objectif de microscope utilisé et $\gamma_2 = -1$ le grandissement du spectromètre comme montré sur la Fig. 2.5. Sachant que pour toutes les mesures réalisées dans les chapitres 3 et 4, nous avons travaillé avec un objectif de microscope de grandissement $\times 10$, donc $\gamma_1 = -10$ dans ce cas. Notez que dans la plupart des mesures réalisées (chapitre 3), nous avons travaillé avec un nombre de pixels N_{pixel} fixé à soit 15, soit 30 ce qui

correspond à des résolutions spatiales longitudinales R_x entre $20 \mu\text{m}$ et $40 \mu\text{m}$ le long de la fibre.

La résolution latérale du système R_y est définie par la largeur de la fente d'entrée du spectromètre et est limitée par la taille d'un pixel, tel que : $R_{y,limite} = 13,5/10 = 1,35 \mu\text{m}$ (Fig. 2.8), qui est comparable à la résolution limite calculée avec le critère de Rayleigh ($R_{z,y} = 1,3 \mu\text{m}$ à 532 nm) dans l'expression 2.1.

2.4/ ÉVALUATION DE L'INTENSITÉ DÉTECTÉE

Afin de déterminer l'intensité diffusée par un composant, nous avons entrepris d'étalonner la conversion du nombre de coups mesurée sur le détecteur en puissance diffusée en Watts. Cette opération est sensible au chemin optique (objectif utilisé, ouverture de la fente, nombre de pixels utilisés sur le CCD, éléments additionnels sur le chemin optique) et doit être effectuée de manière rigoureuse. Le principe d'étalonnage est basé sur l'utilisation d'un corps noir supposé parfait. Dans notre cas, nous avons choisi du carbone pyrolytique maintenu à une haute température dans une microcellule. Le corps noir est placé dans un four à température réglable et par la suite placé sous l'objectif du microscope (sur la platine) pour mesurer le spectre d'émission.

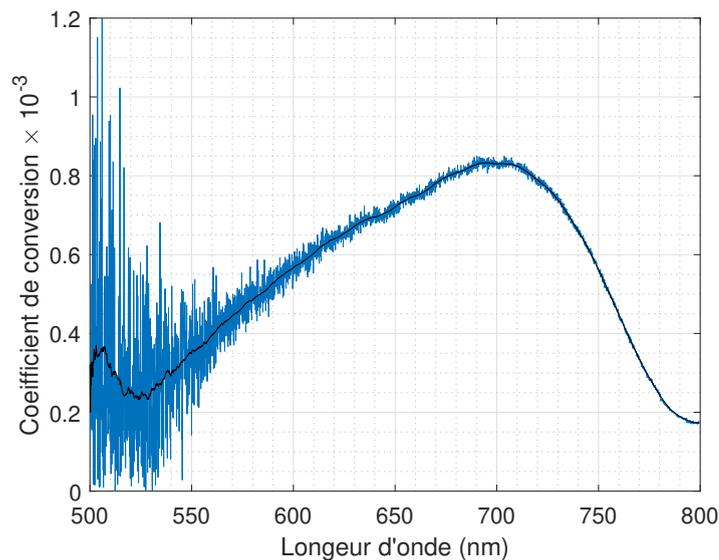


FIGURE 2.9 – Évolution du coefficient de conversion \tilde{X} en fonction de la longueur d'onde. La trace noire est obtenue avec un lissage de la trace bleue.

L'expression de la fraction de la puissance lumineuse émise par le corps noir et collectée par le détecteur du spectromètre est notée $\Phi(\Delta\lambda, T)$ et s'écrit comme suit :

$$\Phi(\Delta\lambda, T) \approx \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \frac{hc^2\pi^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda T k_B} - 1)} \right) (1 - \sqrt{1 - ON^2}) \Delta A^2 d\lambda \quad (2.3)$$

Avec :

- $h = 6,62607015 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg/s}$: la constante de Planck,

- $c = 2,99 \times 10^8 \text{ m/s}$: la vitesse de la lumière dans le vide,
- $k_B = 1,380649 \times 10^{-23} \text{ J/K}$: la constante de Boltzmann,
- $ON = 0,25$: l'ouverture de l'objectif du microscope,
- ΔA : la surface du corps noir vue par le détecteur du spectromètre.

En annexe A, on retrouvera le détail des calculs utilisés pour déterminer cette expression et les détails des mesures.

Pour étalonner le coefficient de conversion, nous avons effectué le rapport entre le nombre de coups détecté à une température de 900°C et à une longueur d'onde λ donnée et la puissance attendue sur le détecteur en utilisant la formule 2.3. Ce rapport est noté \tilde{X} et représenté sur la figure 2.9 en fonction de la longueur d'onde. On voit clairement que la conversion est limitée à 550 nm car l'émission du corps noir est faible à 900°C . Une mesure à plus haute température (ou avec un plus long temps d'exposition) pourrait permettre une conversion dans l'ultraviolet. Cette relation peut alors être utilisée pour transformer le nombre de coups détectés le long d'une fibre optique en puissance rayonnée (un exemple est montré dans l'annexe A).

MESURES DISTRIBUÉES EN RÉGIME LINÉAIRE DE PROPAGATION

L'objectif de ce chapitre est de prouver la faisabilité de notre système d'imagerie dans le régime linéaire de propagation. Pour ce faire, nous allons comparer les résultats expérimentaux obtenus avec notre système d'imagerie avec ceux obtenus avec le système de l'état de l'art, le réflectomètre fréquentiel à rétrodiffusion Rayleigh (OBR 4400, de chez Luna [81]). Ce chapitre est organisé comme suit : la première section est consacrée à l'étude numérique de l'évolution des modes optiques guidés le long des fibres SM450-NF et SMFG652D-NF à différentes longueurs d'onde (652 nm et 1566 nm). Plus précisément, nous présenterons les caractéristiques des différents modes supportés par chacune des fibres, telles que l'évolution de leurs indices effectifs en fonction du diamètre de la fibre et leurs diamètres de changement de guidage. Pour la fibre SMFG652D-NF, nous étudierons les battements des modes optiques supportés par le cœur de la fibre au niveau de la transition 1 afin d'identifier par comparaison les modes présents dans cette fibre dans la partie expérimentale. Dans la deuxième section, nous allons présenter le principe de fonctionnement du système OBR et le résultat expérimental obtenu avec la fibre monomode télécom SMFG652D-NF. Dans les sections 3 et 4 nous comparerons les résultats obtenus avec notre système (en 1D & en 2D) pour les deux fibres SM450-NF et SMFG652D-NF à une longueur d'onde de 652 nm avec le résultat obtenu avec le système OBR à 1566 nm. Dans la dernière section, nous allons tester la reproductibilité des mesures de notre système d'imagerie.

3.1/ ÉTUDE NUMÉRIQUE DE LA PROPAGATION DE LA LUMIÈRE GUIDÉE

Les caractéristiques géométriques (diamètre du cœur et de la gaine) des deux fibres standards SMF-G.652D et SM450 utilisées pour l'étirage des deux nanofibres SMFG652D-NF et SM450-NF, ainsi que les indices de réfraction du cœur et de la gaine de chacune des fibres à différentes longueurs d'onde (652 nm et à 1566 nm), sont rassemblés dans le tableau 3.1. Noter que le profil d'indice de réfraction pour la fibre standard SM450 a été mesuré à l'aide d'un "Fiber Index Profiler (IFA-100)" basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder. Par la suite, nous allons présenter les résultats numériques obtenus pour chacune des fibres SMFG652D-NF et SM450-NF séparément dans les deux parties suivantes.

nom de la fibre	diamètre du cœur d_{co}	diamètre de la gaine d_{clad}	indice de réfraction du cœur n_{co}	indice de réfraction de la gaine n_{clad}
SMF-G.652D	8,3 μm	125 μm	1,4489 à 1566 nm 1,4616 à 652 nm	1,4438 at 1566 nm 1,4565 at 652 nm
SM450	2,64 μm	125 μm	1,4626 à 652 nm	1,4565 at 652 nm

TABLE 3.1 – Caractéristiques géométriques et indices de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre à différentes longueurs d'onde (652 nm et à 1566 nm) des fibres standards SMF-G.652D et SM450.

3.1.1/ RÉSULTATS NUMÉRIQUES POUR LA FIBRE SM450-NF

La figure 3.1 montre l'évolution des indices effectifs n_{eff} des modes guidés dans la fibre SM450-NF dans l'air en fonction du diamètre de la gaine à une longueur d'onde de 652 nm.

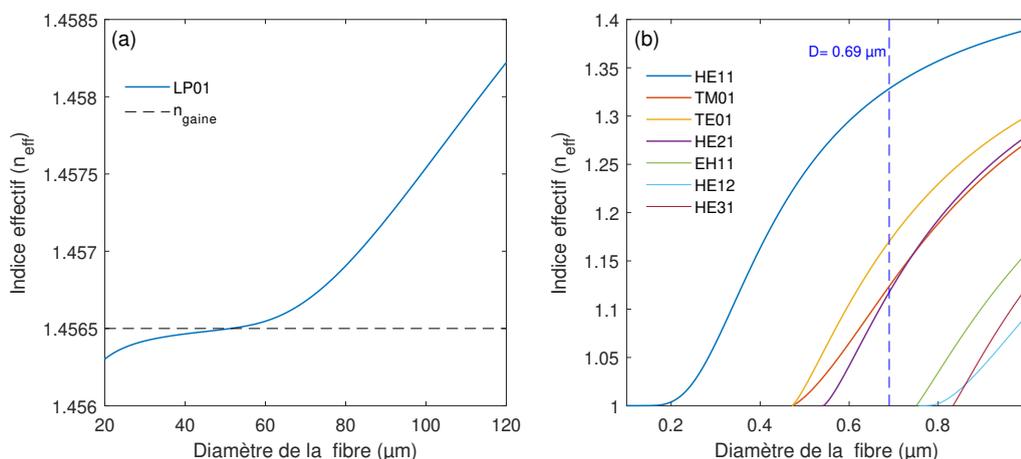


FIGURE 3.1 – Évolution des indices effectifs n_{neff} des modes guidés dans une fibre SM450 immergée dans l'air en fonction du diamètre de la gaine de la fibre à une longueur d'onde de 652 nm. Les figures (a) et (b) montrent l'évolution des indices effectifs des modes guidés pour des diamètres de gaine d_{gaine} variants respectivement de 20 μm à 120 μm et de 0,1 μm à 1 μm . Le trait noir horizontal sur la figure (a) indique l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} et le trait bleu vertical de la figure (b) indique la limite du diamètre de la nanofibre ($D = 0,69 \mu\text{m}$).

Les figures 3.1(a) et 3.1(b) montrent l'évolution des indices effectifs des modes guidés pour des diamètres de gaine d_{gaine} variant respectivement de 20 μm à 120 μm et de 0,1 μm à 1 μm . Le trait noir pointillé représente l'indice de la gaine n_{gaine} de la fibre, et le trait bleu pointillé sur la figure 3.1(b) représente la limite du diamètre de la nanofibre (0,69 μm). À partir de la figure 3.1(a), nous pouvons constater que le cœur de la fibre standard SM450 ne peut supporter que le mode scalaire (fondamental) linéairement polarisé LP01 (guidage faible avec $\Delta n = 61 \times 10^{-4}$) et donc il est monomode à 652 nm. Lorsque le diamètre de la fibre est d'environ 50 μm , nous remarquons que l'indice effectif du mode fondamental est égale à l'indice de la gaine. En deçà de ce diamètre, le mode fondamental change progressivement de guidage d'un guidage cœur-gaine vers un guidage gaine-air et la

propagation de la lumière est réalisée dans la gaine par l'interface gaine-air de la fibre. Noter ici que la fibre reste monomode si la transition 1 est adiabatique et aucun mode d'ordre élevé n'est excité dans la transition 1 (chapitre 1, partie 1.1.2.2).

Concernant la nanofibre, la figure 3.1(b) montre les résultats numériques obtenus dans le cas où la biréfringence n'a pas été prise en compte pour simplifier les calculs. Dans ce cas, nous remarquons que seulement quatre modes optiques sont supportés en dessous d'un diamètre de 690 nm (trait vertical pointillé), c'est-à-dire les modes HE₁₁ (famille LP₀₁) et les modes TE₀₁, TM₀₁ et HE₂₁ de la famille LP₁₁. Ces quatre modes d'ordres élevés seront peuplés si les transitions sont non adiabatiques. Noter que dans le régime de guidage fort dans la nanofibre, les modes optiques sont des modes vectoriels et la notation LP des modes scalaires linéairement polarisés est non valide (chapitre 1, partie 1.1.1.2) en raison du contraste d'indice élevé entre l'indice de la gaine et l'indice de l'air ($\Delta n = 0,45$). Néanmoins, pour plus de commodité, nous utilisons dans ce manuscrit la base LP dans les notations des modes pour les regrouper en familles.

3.1.2/ RÉSULTATS NUMÉRIQUES POUR LA FIBRE SMFG652D-NF

Les figures 3.2 (a) et (c) (resp. (b) et (d)) représentent l'évolution des indices effectifs n_{neff} des modes guidés dans la fibre SMFG652D-NF immergée dans l'air en fonction du diamètre de la gaine ((a)-(b) supérieur à 20 μm , (c)-(d) petits diamètres), à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm (resp. $\lambda = 1566$ nm). Noter que le trait horizontal en pointillés dans les figures 3.2 (a) et (b) représente l'indice de réfraction de la gaine à $\lambda = 652$ nm et $\lambda = 1566$ nm respectivement, et le trait vertical en pointillés dans les figures 3.2 (c) et (d) montre la limite du diamètre de la nanofibre ($D = 0,69 \mu\text{m}$).

Il ressort clairement à partir des figures 3.2 (a) et (c) que ni la fibre standard SMF-G.652D ni la nanofibre ne sont monomodes à $\lambda = 652$ nm et peuvent alors supporter plusieurs modes optiques. En revanche, à une longueur d'onde de 1566 nm, les figures 3.2 (b) et (d) montrent clairement que le cœur de la fibre standard en entrée de la fibre (ou en sortie de la transition 2) et la nanofibre supportent uniquement le mode fondamental, ce qui montre qu'ils sont tous les deux monomodes à cette longueur d'onde. Noter que le mode fondamental reste confiné dans le cœur de la fibre par l'interface cœur-gaine pour des diamètres supérieurs à environ 50 μm (qui représente le diamètre de changement de guidage) comme c'est le cas pour la fibre standard SM450 (Fig. 3.1 (a)). En dessous de ce diamètre, le guidage est réalisé dans la gaine, et la transition reste monomode si elle est adiabatique. Dans le cas contraire, des modes d'ordres élevés sont excités et entraînent des pertes le long de la transition d'entrée si le diamètre de la fibre devient inférieur au diamètre de coupure d'un mode donné.

D'après la figure 3.2 (a), quatre familles de modes scalaires (guidage faible avec $\Delta n = 51 \times 10^{-4}$) linéairement polarisés peuvent être supportées par le cœur de la fibre standard SMF-G.652D à une longueur d'onde de 652 nm. Ces familles de modes sont LP₀₁, LP₁₁, LP₂₁ et LP₀₂, et leurs proportions d'énergie dépendent des conditions d'injection du faisceau laser en entrée du guide. Pour la nanofibre à la longueur d'onde $\lambda = 652$ nm, la figure 3.2 (c) montre également que seulement quatre modes optiques peuvent être supportés en dessous d'un diamètre de 0,69 μm , soient le mode HE₁₁ (de la famille LP₀₁) et les modes TE₀₁, TM₀₁ et HE₂₁ (de la famille LP₁₁). Pour la longueur d'onde $\lambda = 1566$ nm figure 3.2 (b-d)), le cœur de la fibre standard supporte uniquement le mode fondamental linéairement polarisé LP₀₁ (guidage faible $\Delta n = 51 \times 10^{-4}$) et la nanofibre

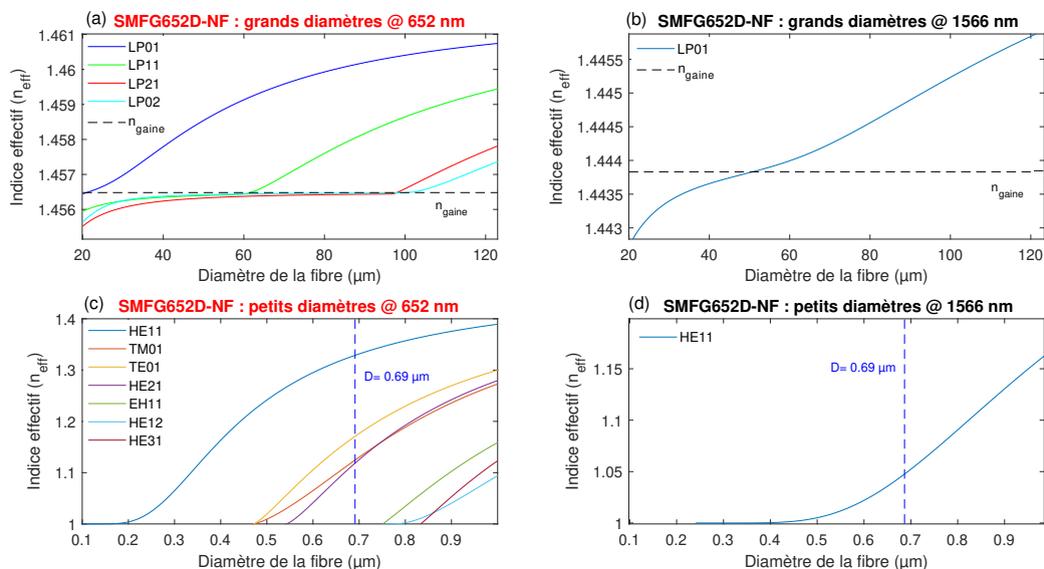


FIGURE 3.2 – Évolution des indices effectifs n_{eff} des modes guidés dans une fibre SMF-G.652D immergée dans l'air en fonction du diamètre de la gaine de la fibre à différentes longueurs d'onde (652 nm et 1566 nm). Les figures (a) et (c) (resp. (b) et (d)) montrent respectivement l'évolution des indices effectifs des modes guidés à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm (resp. $\lambda = 1566$ nm) pour des diamètres de gaine d_{gaine} variant respectivement de $20 \mu\text{m}$ à $123 \mu\text{m}$ et de $0,1 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$. Les traits horizontaux dans les figures (a) et (b) représentent l'indice de réfraction de la gaine de la fibre à $\lambda = 652$ nm et $\lambda = 1566$ nm respectivement, et le trait vertical en pointillés dans les figures (c) et (d) montre la limite du diamètre de la nanofibre ($D = 0,69 \mu\text{m}$).

guide uniquement le mode fondamental vectoriel HE11 (guidage fort avec $\Delta n > 1$). En outre, nous pouvons remarquer à partir des deux figures 3.1 (b) et 3.2 (c) que les deux nanofibres des fibres effilées SM450-NF et SMFG652D-NF supportent les mêmes modes optiques (les quatre modes des deux familles LP01 et LP11) à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm puisque les indices de réfraction des deux nanofibres sont identiques à cette longueur d'onde, avec une valeur égale à $n_{gaine} = 1,4565$. Noter que les trois modes d'ordres supérieurs de la famille LP11, à savoir TE01, TM01 et HE21 supportés par les deux nanofibres des fibres effilées SM450-NF et SMFG652D-NF à $\lambda = 652$ nm peuvent être présents dans le cœur à l'entrée de la fibre, ou bien générés par couplage modal avec le mode fondamental le long d'une transition non adiabatique.

Comme nous avons expliqué dans le chapitre 1, le long de la transition 1 de la fibre, lorsque le diamètre du cœur devient très petit, le cœur ne guide plus et chaque mode du cœur se propage dans un mode de gaine de même géométrie. Ce passage du guidage cœur-gaine au guidage gaine-air se produit lorsque l'indice effectif d'un mode guidé est égal à l'indice de la gaine ($n_{eff} = n_{gaine}$). Pour les modes optiques du cœur initialement supportés dans la fibre standard SMF-G.652D à 652 nm (Fig. 3.2 (a)), ce passage se fait à environ : $d_{gaine} = 20 \mu\text{m}$ pour le mode LP01, $d_{gaine} = 60 \mu\text{m}$ pour le mode LP11, $d_{gaine} = 98 \mu\text{m}$ pour le mode LP21 et $d_{gaine} = 103 \mu\text{m}$ pour le mode LP02. En outre, étant donné que ces différents modes présentent des indices effectifs différents (Fig. 3.2 (a)), ils interagissent entre eux par des échanges périodiques de l'énergie qui résulte des interférences entre ces différents modes (chapitre 1). Cet effet se manifeste par un

battement (ou oscillations) d'énergie entre les différents modes mis en jeu dans ce processus. Comme le diamètre de la fibre décroît le long de la transition 1, les fréquences de battements entre ces modes évoluent le long de la distance de propagation. Cet effet se manifeste localement par une oscillation de la lumière diffusée à l'extérieur de la fibre, qui est ensuite détectée par notre système d'imagerie. Dans ce cas, il est utile de calculer les fréquences de battement théoriques entre les différents modes supportés dans la fibre SMFG652D-NF pour prédire les fréquences qui pourraient être détectées expérimentalement avec notre système, en tenant compte de la résolution spatiale limitée de notre système d'imagerie. Cette analyse théorique nous permet par ailleurs de valider les observations expérimentales et d'identifier les différents modes propagés le long du guide. Pour la nanofibre, l'identification de ces modes et leurs longueurs de battement z_b peut être utilisée également pour fournir une mesure indirecte et précise du diamètre de la nanofibre [9, 10].

3.1.2.1/ BATTEMENT DES MODES DE LA FIBRE SMFG652D-NF

À partir de l'expression 1.8 de la fréquence de battement $f_{b,ij}$ entre deux modes optiques donnés, nous avons calculé les fréquences théoriques de battements entre les modes optiques supportés initialement par le cœur de la fibre standard SMF-G.652D et les fréquences de battement entre les modes supportés par la nanofibre à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm. Les résultats numériques sont illustrés sur la figure 3.3.

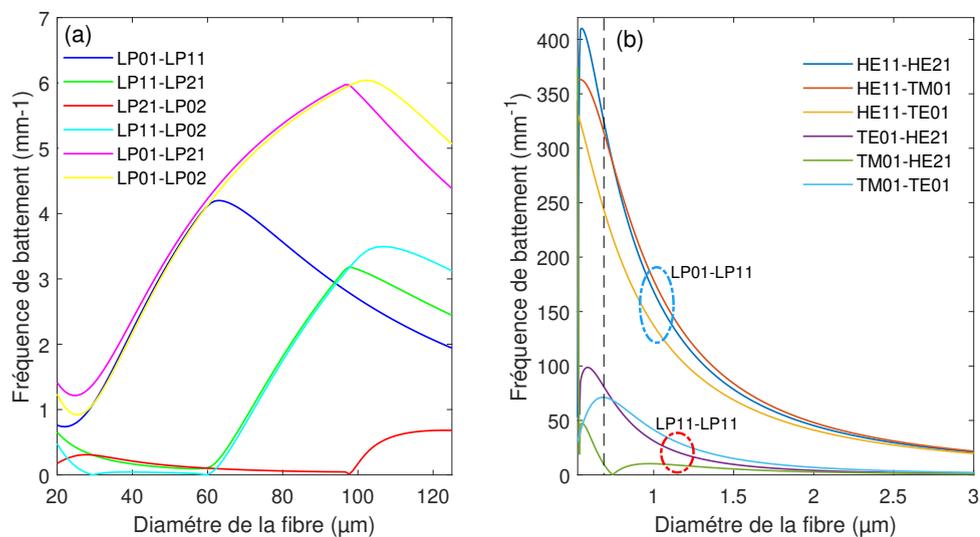


FIGURE 3.3 – Évolutions des fréquences de battement en fonction du diamètre de la gaine, (a) pour les modes du cœur de la fibre standard pour des diamètres de gaine compris entre $d_{gaine} = 20 \mu\text{m}$ et $d_{gaine} = 120 \mu\text{m}$, et (b) pour les modes supportés par la nanofibre et pour des diamètres de gaine compris entre ($d_{gaine} = 0,52 \mu\text{m} - d_{gaine} = 3 \mu\text{m}$).

La figure 3.3 (a) montre l'évolution des fréquences de battement des modes du cœur de la fibre SMF-G.652D pour des diamètres de gaine compris entre $d_{gaine} = 20 \mu\text{m}$ et $d_{gaine} = 120 \mu\text{m}$. Sur cette figure, six fréquences de battement sont illustrées et représentent les battements entre les modes scalaires LP01, LP11, LP02 et LP21. Il est important de noter que les battements entre les modes du cœur de la figure 3.3 (a) ne sont plus observables

expérimentalement lorsqu'un des modes impliqués change de guidage vers la gaine en raison de la forte diminution du contraste des oscillations des énergies associées (les parties décroissantes des courbes), ou bien lorsqu'un des deux modes est faiblement peuplé. Cet effet sera analysé par la suite dans la partie expérimentale. D'autre part, la figure 3.3 (b) montre l'évolution des fréquences de battement des modes supportés par la nanofibre pour des diamètres de gaine compris entre $d_{gaine} = 0,52 \mu\text{m}$ et $d_{gaine} = 3 \mu\text{m}$. Le diamètre de la nanofibre ($D = 0,69 \mu\text{m}$) est montré avec un trait vertical en pointillés sur la figure 3.3 (b). Cette figure, montre l'évolution des fréquences de battement entre les différents modes de la famille LP11 deux à deux (le cercle rouge en pointillés) et les battements obtenus entre les modes de la famille LP11 avec les modes de la famille LP01 (le cercle bleu en pointillés).

Étant donné que la résolution spatiale de notre système d'imagerie est limitée à $0,67 \mu\text{m}$ avec un objectif de microscope d'agrandissement $\times 10$ et un ROI de hauteur d'un pixel ($H_{ROI} = 1$ pixel, voir partie 2.3.2 du chapitre 2), il est alors clair que les fréquences de battements entre les modes du cœur en entrée de la fibre SMF-G.652D (Fig. 3.3 (a)) ainsi que les battements entre les modes de la nanofibre (Fig. 3.3 (b)) peuvent (théoriquement) être détectés par notre système par l'imagerie de la lumière diffusée par ces différents modes optiques à l'extérieur de la fibre SMFG652D-NF. Noter que l'analyse expérimentale de la diffusion Rayleigh des modes de la nanofibre peut être utilisée comme un moyen non destructif pour estimer une mesure de diamètre de la nanofibre [82], aspect qui n'a pas été abordé dans cette thèse.

3.2/ RÉSULTATS OBTENUS AVEC LE SYSTÈME DE L'ÉTAT DE L'ART

3.2.1/ PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU SYSTÈME OBR

Le système OBR 4600 utilisé dans ces travaux de thèse est un dispositif commercial pour les mesures des pertes, la localisation de défauts, des contraintes et de la température dans les fibres optiques dans le domaine des longueurs d'onde de télécommunication (IR). Ce système est développé par LUNA Innovation, une entreprise américaine spécialisée dans les mesures de type Rayleigh OFDR (Optical Frequency Domain Reflectometry). LUNA Innovation est actuellement le leader mondial en matière de ce type de mesure et le seul fabricant d'appareils de mesure associés. Ce système est basé sur les mesures de type Rayleigh OFDR et fonctionne avec l'interférométrie cohérente à balayage de fréquence pour caractériser un guide d'onde [5]. Il est important de noter que le système OBR est limité dans la région des longueurs d'onde infrarouges avec une longueur d'onde de fonctionnement centrée à $\lambda = 1566 \text{ nm}$, et une bande passante de balayage du laser de 88 nm [5, 81]. En outre, il représente le système de mesure distribué de l'état de l'art en termes de résolution spatiale. La résolution obtenue avec ce système est de $10 \mu\text{m}$ pour une portée maximale de mesure de 30 m à cette résolution [81]. Comme ce système est basé sur les mesures de type Rayleigh OFDR, nous présentons alors succinctement le principe de base de ce type de mesure. Par la suite, nous établirons le modèle mathématique décrivant le signal rétrodiffusé dans le cas d'une fibre optique effilée qui représente un résumé des travaux de Lai et al. [5]. Ce modèle mathématique nous permettra ensuite de décrire le profil de diffusion des fibres étudiées par notre système d'imagerie dans ce chapitre.

Réflectométrie fréquentielle OFDR

Dans le cas général, le principe de base de la réflectométrie optique consiste à envoyer un signal lumineux avec des propriétés spécifiques dans la fibre optique à analyser et de détecter le signal rétrodiffusé qui est réfléchi vers la source par diffusion Rayleigh du champ propagé au niveau des défauts et par la structure intrinsèque de la fibre. Ce signal contient les informations sur l'état de la structure et les pertes de la fibre sous test. Dans le cas de la réflectométrie fréquentielle (OFDR), nous distinguons deux types de mesures : la OFDR cohérente et la OFDR incohérente.

Dans l'OFDR cohérent, un laser continu accordable génère une onde lumineuse monochromatique à une longueur d'onde spécifique. L'onde lumineuse est ensuite divisée en deux signaux distincts : un signal sert de signal de référence et un signal de mesure. Le signal de mesure est ensuite injecté dans la fibre optique sous test. La lumière rétrodiffusée par les différentes caractéristiques de la fibre est recueillie. Le signal rétrodiffusé par la fibre est caractérisé par une fréquence décalée (fréquence plus basse) par rapport au signal de référence. Ces deux signaux (de référence et de test) sont mélangés dans un coupleur comme le montre la figure 3.4 et le signal d'interférence est ensuite analysé. L'analyse de l'amplitude du battement du signal détecté permet de calculer les pertes du signal ou l'amplitude des réflexions situées le long de la fibre sous test [83].

Il convient de noter que la détection cohérente de la lumière avec cette méthode nécessite la séparation des états de polarisation (notés s et p) du signal de test et du signal de référence afin d'observer leur signal d'interférence. Chacune des états de polarisation (s et p) est donc détecté séparément comme illustré dans la figure 3.4, puis le champ total est reconstitué. Comme le signal est enregistré dans le domaine fréquentiel, il est possible de passer dans le domaine temporel (et donc dans le domaine des distances) par une transformée de Fourier du signal détecté. La position z d'un diffuseur situé dans la fibre est reliée à la fréquence du battement f_b par la relation suivante [83] :

$$z = \frac{cf_b}{2n\gamma_b}$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction de la fibre et γ_b la vitesse de balayage de fréquence.

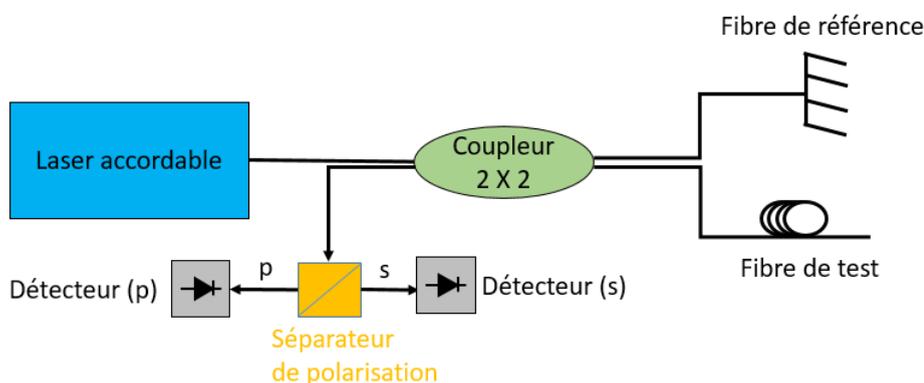


FIGURE 3.4 – Principe d'un OFDR cohérent simplifié. p et s représentent la polarisation du signal référence et signal de test.

L'OFDR incohérente implique l'utilisation d'un signal continu modulé en intensité. Cela nécessite l'utilisation d'un modulateur dont la fréquence évolue périodiquement dans une

certaine bande, de manière discrète ou continue, comme expliqué dans [83]. Ce signal modulé en intensité est ensuite envoyé dans la fibre sous test, et le signal rétrodiffusé par la fibre est enregistré en fonction de la fréquence du modulateur dans le domaine fréquentiel.

Contrairement à l'OFDR cohérent, l'OFDR incohérente ne repose pas sur l'utilisation d'interférences optiques cohérentes. Ainsi, la réponse de la fibre n'est pas directement convertie dans le domaine du temps de vol par une transformée de Fourier du signal détecté. Au lieu de cela, on utilise des techniques de traitement du signal pour extraire les informations utiles de la réponse rétrodiffusée en fonction de la fréquence du modulateur. Cependant, grâce à ces techniques de traitement du signal, on peut également obtenir des informations sur les distances des réflecteurs et les caractéristiques de la fibre en convertissant la réponse dans le domaine du temps de vol par une transformée de Fourier du signal détecté.

L'OFDR incohérente est utilisée pour des applications où une résolution spatiale plus basse est acceptable, mais où une caractérisation globale des propriétés optiques et géométriques de la fibre est importante.

Signal OBR d'une fibre effilée

Dans un premier temps, considérons le cas simple d'une fibre standard de diamètre uniforme le long de la distance de propagation X . La fraction infinitésimale de l'énergie rétrodiffusée du champ propagé (noté $\vec{E}_n(\vec{r})$) par un volume infinitésimal d'épaisseur dX à une position X et mesurée en extrémité de fibre est donnée par l'expression suivante [5] :

$$\frac{1}{P_{in}} \frac{dP_s(x)}{dx} = \frac{3\lambda^2}{8\pi n^2} \alpha \frac{\int_S |\vec{E}_n(\vec{r})|^4 dS}{(\int_{all} |\vec{E}_n(\vec{r})|^2 dS)^2} \quad (3.1)$$

avec :

- \vec{E}_n le champ fondamental de la fibre,
- n l'indice de réfraction de la fibre,
- α le coefficient de diffusion Rayleigh,
- S la surface de la section transversale de la fibre,
- P_{in} la puissance optique du champ \vec{E}_n en entrée de la fibre qui est supposée constante le long de la fibre [5].

Noter que "all" indique une intégration sur l'aire de section transversale infinie.

Considérons maintenant le cas d'une fibre effilée, comme le diamètre de la fibre évolue le long de la distance de propagation, nous pouvons distinguer trois zones différentes de la rétrodiffusion Rayleigh telles que le cœur, la gaine et la surface de la fibre. Ces trois zones sont caractérisées par leurs propres coefficients de rétrodiffusion Rayleigh, telles que : $\alpha_{cœur}$, α_{gaine} et $\alpha_{surface}$ et avec les indices de réfraction respectifs : $n_{cœur}$, n_{gaine} et $n_{surface}$ (avec $n_{surface} = n_{gaine}$). Dans ce cas, l'expression précédente 3.1 peut être exprimée comme la somme des trois contributions de rétrodiffusion des trois zones (cœur, gaine, surface) de la fibre effilée comme suit :

$$\frac{1}{P_{in}} \frac{dP_s(x)}{dx} = \frac{3\lambda^2}{8\pi n^2} \sum_i \alpha_i \frac{\int_{S_i} |\vec{E}_n(\vec{r})|^4 dS}{(\int_{all} |\vec{E}_n(\vec{r})|^2 dS)^2} \equiv \sum_i \alpha_i \sigma_i \quad (3.2)$$

avec l'indice $i \in (\text{cœur, gaine, surface})$ et le coefficient σ_i qui s'écrit comme suit [5] :

$$\sigma_i = \frac{3\lambda^2}{8\pi n^2} \frac{\int_{S_i} |\vec{E}_n(\vec{r})|^4 dS}{(\int_{all} |\vec{E}_n(\vec{r})|^2 dS)^2} \quad (3.3)$$

La rétrodiffusion de la surface est supposée être confinée à l'intérieur d'une épaisseur uniforme et infinitésimale comparable à la longueur d'onde λ notée (Δt) . Ainsi, l'expression 3.3 pour la région de la surface de la fibre devient la suivante :

$$\frac{3\lambda^2}{8\pi n_{gaine}^2} \alpha_{surface} \frac{\int_{S_{surface}} |\vec{E}_n(\vec{r})|^4 dS}{(\int_{all} |\vec{E}_n(\vec{r})|^2 dS)^2} = \frac{3\lambda^2}{8\pi n_{gaine}^2} \alpha_{surface} \Delta t \frac{\oint_{interface} |\vec{E}_n(\vec{r})|^4 dl}{(\int_{all} |\vec{E}_n(\vec{r})|^2 dS)^2} = \beta \eta \quad (3.4)$$

avec $\beta = \alpha_{surface} \Delta t$.

Il convient de noter que l'instrument OBR suppose que l'indice effectif du mode fondamental est constant le long de la fibre. Cependant, comme l'indice effectif du mode évolue le long de la fibre effilée, les positions des signaux rétrodiffusés enregistrés par l'OBR (noté X_{OBR}) doivent être corrigées en prenant en compte cette variation d'indice pour obtenir les bonnes positions (noté X) le long de la fibre effilée étudiée. La relation entre les positions mesurées X_{OBR} et les vraies positions X le long de la fibre effilée est donnée par l'expression suivante [5] :

$$X = \int_0^{X_{OBR}} \frac{dX'_{OBR}}{n_{corr}(w(X'_{OBR}))} \quad (3.5)$$

avec $w(X'_{OBR})$ le diamètre local de la fibre effilée à une position X_{OBR} , et n_{corr} un facteur correctif de l'indice effectif du mode donné par l'expression suivante :

$$n_{corr}(w) = \frac{n_{eff}(w)}{n_{OBR}} \quad (3.6)$$

avec n_{OBR} l'indice effectif supposé par l'instrument OBR.

Cette correction d'indice sera réalisée par la suite pour toutes les mesures réalisées avec l'instrument OBR en utilisant l'expression précédente 3.5.

Modèle simplifié de la diffusion Rayleigh : signal OBR / signal diffusé DR

Les caractéristiques d'une trace de la diffusion Rayleigh (trace DR) mesurée avec notre système d'imagerie peuvent être interprétées d'une manière équivalente à celle de la trace OBR. En effet, même si les techniques sont intrinsèquement différentes, la lumière rétrodiffusée détectée par le système OBR et la lumière diffusée à l'extérieur de la fibre (dans l'air) et détectée avec notre système peuvent être comparées. Comme le montre

la figure 3.5, la puissance diffusée d'un émetteur isotrope élémentaire situé dans la fibre peut être décomposée en plusieurs parties. Pour un modèle à trois couches (cœur-gaine-air) et pour un émetteur localisé dans le cœur de la fibre, une fraction du rayonnement diffusé est à nouveau couplée dans les modes de cœur propagatifs vers l'avant et contra-propagatifs (rétrodiffusion vers la source). La partie rétrodiffusée correspond au signal détecté par le système OBR. Une autre fraction est réfractée dans la gaine par l'interface cœur-gaine et ensuite couplée dans les modes de gaine propagatifs vers l'avant ou contra-propagatifs vers la source (détectée par l'OBR). Le reste de l'énergie diffusée est réfractée par l'interface gaine-air vers le milieu extérieur de la fibre (dans l'air) à différents angles et dont une fraction est collectée par l'ouverture numérique de l'objectif du microscope de notre système d'imagerie. D'autre part, la fibre effilée peut être modélisée par un modèle à deux couches en fin de transition 1 et au niveau de la nanofibre (gaine-air : où le cœur ne guide plus et la lumière est maintenant propagée dans la gaine), seules deux parties sont concernées, la fraction de l'énergie diffusée qui se propage dans la nanofibre (vers l'avant, ou bien vers la source et détectée par le système OBR), et la partie réfractée vers le milieu extérieur dans l'air dont une fraction est collectée par l'ouverture numérique de l'objectif du microscope.

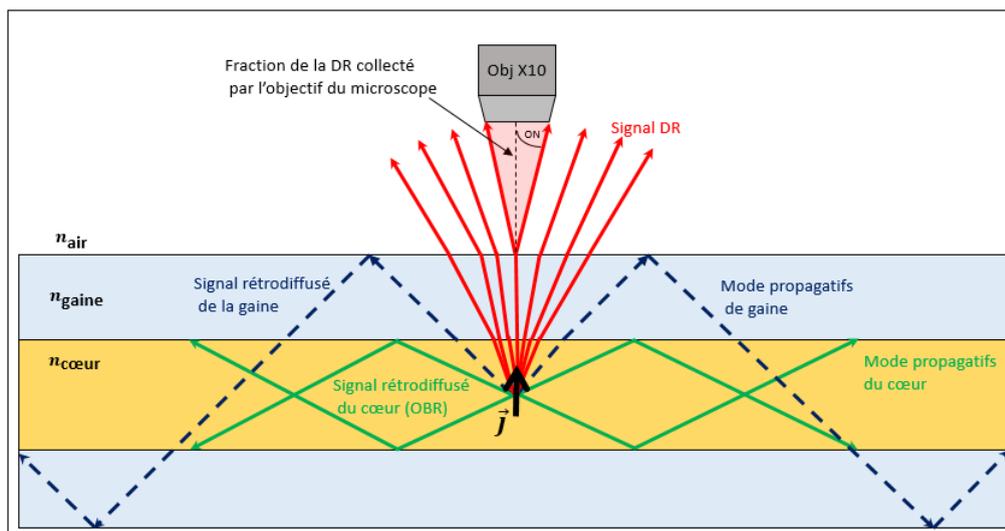


FIGURE 3.5 – Modèle simplifié de la diffusion Rayleigh d'un émetteur isotrope (noté \vec{J}) placé dans le cœur d'une fibre optique à trois couches (cœur-gaine-air)

En conclusion, la conservation de l'énergie lumineuse diffusée par l'émetteur conduit à considérer que les fractions rétrodiffusée et diffusée à l'extérieur de la fibre peuvent être considérées comme proportionnelles et doivent ainsi donner des signaux comparables. Nous verrons par la suite que cette hypothèse est vérifiée pour un même régime de propagation monomode aux deux longueurs d'onde utilisées ($\lambda = 652$ nm pour la fibre SM450-NF et $\lambda = 1566$ nm pour la fibre SMFG652D-NF) et que des différences sont observées pour la diffusion Rayleigh dans le cas d'un régime de propagation multimodal.

3.2.2/ MESURE EXPÉRIMENTALE AVEC LE SYSTÈME DE L'ÉTAT DE L'ART (OBR)

La figure 3.6 (a) montre la trace de rétrodiffusion Rayleigh (trace bleue, nommée trace OBR) obtenue avec le système OBR pour la fibre SMFG652D-NF à une longueur d'onde de $\lambda = 1566$ nm et une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$. Cette trace représente un profil typique de rétrodiffusion Rayleigh d'une fibre effilée et adiabatique, résultant des caractéristiques des différentes sources de diffusion du guide, telles que [5] : le cœur de la fibre au niveau des extrémités non étirées de la fibre standard (SMF-G.652D) où le mode optique est confiné dans le cœur par l'interface cœur-gaine, la gaine lorsque le mode fondamental quitte le cœur et fuit progressivement vers la gaine, et la surface du guide lorsque le diamètre est très petit et la rétrodiffusion de la surface domine la rétrodiffusion de la gaine pour les faibles diamètres de la fibre. Il convient de noter que la trace OBR a été corrigée en tenant compte de l'évolution de l'indice de groupe n_g du mode fondamental en fonction du diamètre de la fibre effilée en utilisant l'expression 3.5 montré dans la partie précédente. Cette correction permet d'obtenir les positions correctes des données OBR le long de la fibre SMFG652D-NF. Sur la figure 3.6 (a), la trace noire représente la trace théorique obtenue numériquement avec le modèle de Lai avec l'équation 3.2 comme décrit dans [5]. Les coefficients de rétrodiffusion Rayleigh de la fibre pour cette trace sont respectivement : $\alpha_{\text{cœur}} = 25 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1}$, $\alpha_{\text{gaine}} = 38 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1}$ et $\beta_{\text{surface}} = 1,2 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1}$. Nous pouvons remarquer que la trace théorique est en bon accord avec la trace expérimentale (bleue). Cependant, quelques différences sont obtenues en entrée de la transition 1 et en sortie de la transition 2 aux niveaux des changements de guidage du mode fondamental.

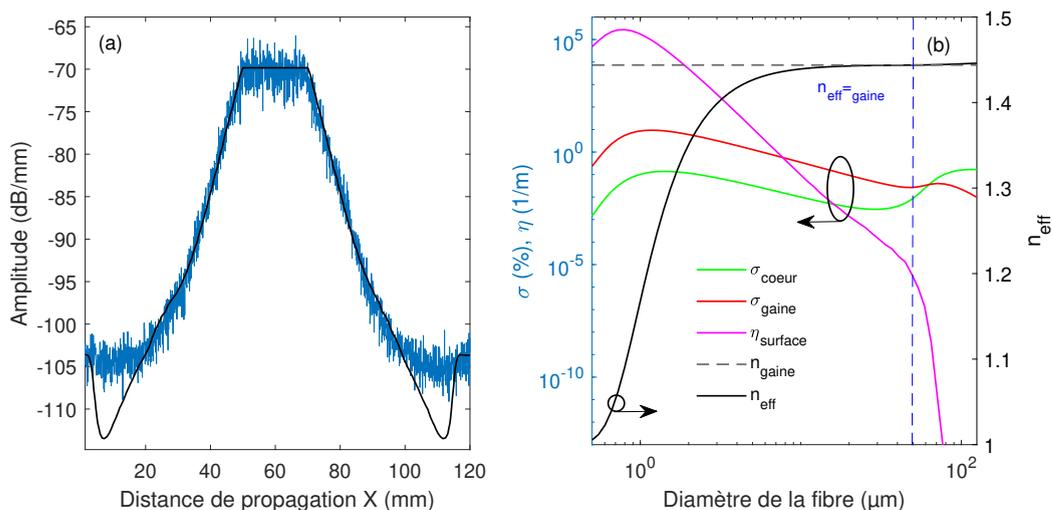


FIGURE 3.6 – (a) En bleu : la trace OBR mesurée à $\lambda = 1566$ nm pour le SMFG652D-NF avec une résolution de $10 \mu\text{m}$, et la trace noire est obtenue numériquement pour la même fibre. (b) Évolution en fonction du diamètre de la fibre des coefficients de rétrodiffusion Rayleigh du cœur $\sigma_{\text{cœur}}$ (courbe verte), de la gaine σ_{gaine} (courbe rouge), de la surface de la fibre η_{surface} (courbe rose) et l'indice effectif du mode fondamental (courbe noire). Le trait noir pointillé horizontal en (b) représente l'indice de la gaine et le trait bleu vertical en pointillé montre le diamètre de changement de guidage pour lequel $n_{\text{eff}} = n_{\text{gaine}}$.

La forme du profil de la rétrodiffusion Rayleigh mesurée par le système OBR (Fig. 3.6 (a)) dépend d'abord de l'efficacité de diffusion des différentes sources de diffusion (c'est-à-dire le cœur, la gaine et la surface de la fibre), mais aussi de la densité locale de l'énergie optique du champ guidé dans les différentes parties de la fibre effilée (Zone 1, 2 et 3 de la figure 1.7). Pour mieux interpréter et quantifier la contribution de ces différentes sources de rétrodiffusion, nous avons calculé les coefficients de rétrodiffusion Rayleigh pour la fibre SMFG652D-NF (à $\lambda = 1566$ nm) et les résultats numériques sont montrés sur la figure 3.6 (b). Plus précisément, cette figure montre l'évolution en fonction du diamètre de la fibre des coefficients de rétrodiffusion du cœur $\sigma_{cœur}$ (courbe verte), de la gaine σ_{gaine} (courbe rouge) et de la surface de la fibre $\eta_{surface}$ (courbe rose). Cette figure montre aussi l'évolution de l'indice effectif du mode fondamental (courbe noire). Le trait noir horizontal en pointillé sur la figure 3.6 (b) représente l'indice de la gaine n_{gaine} et le trait bleu vertical en pointillé montre le diamètre de changement de guidage du mode fondamental pour lequel $n_{eff} = n_{gaine}$. Les coefficients $\sigma_{cœur}$, σ_{gaine} et $\eta_{surface}$ sont définis dans la partie précédente (voir les expressions 3.3 et 3.4).

Nous pouvons remarquer qu'en entrée de la fibre lorsque le mode est confiné dans le cœur, la contribution majeure au signal rétrodiffusé est due alors à la diffusion du cœur ($\sigma_{cœur} > \sigma_{gaine}$) causée par les variations aléatoires de l'indice de réfraction du cœur sur des longueurs inférieures à celle de la lumière (chapitre 1). Dans cette région, il est clair que la contribution de la surface est largement négligeable (nulle en entrée de la fibre). De plus, malgré que le champ soit confiné dans le cœur, la contribution de la gaine à la rétrodiffusion Rayleigh est non nulle et résulte de la rétrodiffusion du champ évanescent du mode fondamental dans la gaine. Lorsque le diamètre de la fibre décroît, le mode s'étale progressivement dans la gaine (voir Fig. 1.4 de l'aire effective). Dans ce cas, nous remarquons que la contribution du cœur à la rétrodiffusion $\sigma_{cœur}$ diminue et la contribution de la gaine augmente σ_{gaine} progressivement jusqu'à un diamètre de fibre d'environ $60 \mu\text{m}$ pour lequel les deux contributions sont égales $\sigma_{cœur} = \sigma_{gaine}$. Lorsque le mode fondamental atteint le diamètre de changement de guidage à environ $50 \mu\text{m}$, pour lequel $n_{eff} = n_{gaine}$ (trait bleu Fig. 3.6 (b)), nous pouvons remarquer que la rétrodiffusion de la gaine domine (progressivement) celle du cœur comme le mode de guidage de la lumière est réalisé dans la gaine. De plus, dans cette zone de la fibre nous remarquons l'apparition d'une faible diminution de la rétrodiffusion pour $\sigma_{cœur}$ et σ_{gaine} simultanément (ou appelée par la suite creux d'intensité) par rapport au niveau du signal en entrée de la fibre standard. Cette diminution du signal rétrodiffusé est due à l'expansion du mode fondamental du cœur vers la gaine lors du changement de guidage, ce qui conduit à une faible densité de l'énergie optique dans cette partie de la fibre et donc une faible rétrodiffusion de la lumière. Ce creux d'intensité à un diamètre d'environ $50 \mu\text{m}$ est également observé au niveau de la trace OBR à une distance d'environ $X = 110$ mm au niveau de la transition 2. Ces deux positions correspondent parfaitement au diamètre de changement de guidage ($D = 50 \mu\text{m}$, Fig. figure 3.2) du mode fondamental comme l'indique le cadre en haut de la figure 3.7. Il faut noter que ce diamètre de changement de guidage dépend de la longueur d'onde et diffère selon les modes optiques de la fibre pour le cas d'une fibre multimode.

Par ailleurs, pour les faibles diamètres de la fibre en sortie de la transition 1, la grande différence entre l'indice de la gaine et de l'air augmente l'efficacité de la rétrodiffusion du champ au niveau de l'interface gaine-air. Dans cette partie de la fibre, la contribution de la surface $\eta_{surface}$ à la rétrodiffusion totale de la fibre domine largement les contributions du cœur et de la gaine ($\eta_{surface} \gg \sigma_{gaine}$ et $\eta_{surface} \gg \sigma_{cœur}$). À noter que le cœur de

3.3. COMPARAISON OBR / DR POUR LE GUIDE MONOMODE VISIBLE (SM450-NF)71

la fibre est considéré comme négligeable au niveau de la nanofibre et ne guide plus. Lorsque le mode atteint la fin de la transition 2, le mode fondamental se recouple dans le cœur de la fibre depuis la gaine à un même diamètre que celui observé en entrée de la transition 1 et symétriquement par rapport à la position de la nanofibre (puisque l'étrépage est symétrique).

Après avoir présenté le résultat obtenu avec le système OBR de l'état de l'art et afin de prouver la faisabilité de notre système d'imagerie dans le régime linéaire de propagation, nous allons comparer dans la partie suivante la trace OBR de la figure 3.6 (b) avec les résultats obtenus avec notre système d'imagerie à $\lambda = 652$ nm pour les deux fibres effilées SM450-NF et SMFG652D-NF, respectivement.

3.3/ COMPARAISON OBR / DR POUR LE GUIDE MONOMODE VISIBLE (SM450-NF)

Dans cette section, nous allons comparer les résultats expérimentaux obtenus avec notre système d'imagerie pour la fibre SM450-NF (monomode visible) à une longueur d'onde de 652 nm avec ceux obtenus avec le système OBR de l'état de l'art pour la fibre SMFG652D-NF (monomode télécom) à une longueur d'onde de 1566 nm (même trace bleue de la figure 3.6 (a)). Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans la figure 3.7. Noter que les données brutes sont montrées pour les mesures obtenues avec notre système en 1D-X et en 2D-XY dans cette partie pour la fibre SM450-NF et aucune normalisation ni correction n'ont été réalisées pour l'intensité de la diffusion Rayleigh mesurée le long de la fibre. Dans ce cas, l'évolution de l'intensité diffusée représente exactement l'évolution spatiale du champ guidé le long de la fibre.

La figure 3.7 montre la trace de la rétrodiffusion Rayleigh obtenue avec le système OBR à une longueur d'onde de $\lambda = 1566$ nm pour la fibre SMFG652D-NF (courbe bleue, idem que la trace OBR de la figure 3.6 (a)), et la trace de la diffusion Rayleigh (trace DR : courbe rouge) obtenue avec notre système d'imagerie pour la fibre SM450-NF avec une source laser continu *CW* de longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm. Cette trace (DR) est obtenue avec une puissance laser de 1,8 mW, un temps d'exposition de 1 seconde et une résolution spatiale de 9,5 μm . Il est important de noter que les deux fibres SM450-NF et SMFG652D-NF ont été fabriquées avec les mêmes paramètres d'étrépage et possédant ainsi le même profil montré dans la figure 1.9. Le cadre en haut de la figure 3.7 montre l'évolution du diamètre de la fibre en échelle logarithmique en fonction de la distance de propagation X , obtenue avec le MEB. Les deux traits verticaux verts indiquent un diamètre de 50 μm pour les deux fibres.

Il convient de noter que, bien que nous comparons sur la figure 3.7 deux types de fibres différents, elles fonctionnent toutefois dans le régime monomode de propagation au niveau des extrémités non étrépagées des fibres standards (SM450 et SMF-G.652D) à leurs longueurs d'onde respectives de fonctionnement (652 nm et 1566 nm). Ce résultat montre clairement que la trace de la diffusion Rayleigh (trace DR) mesurée avec notre système d'imagerie est en bon accord avec la trace OBR mesurée avec le système de l'état de l'art. En effet, les deux traces montrent les mêmes caractéristiques de diffusion de Rayleigh le long de la fibre. Ce résultat confirme alors notre hypothèse, présentée dans la partie 3.2.1, que les deux signaux (le signal rétrodiffusé et le signal rayonné à l'extérieur de la fibre) sont proportionnels. Cependant, le facteur de proportionnalité entre ces deux

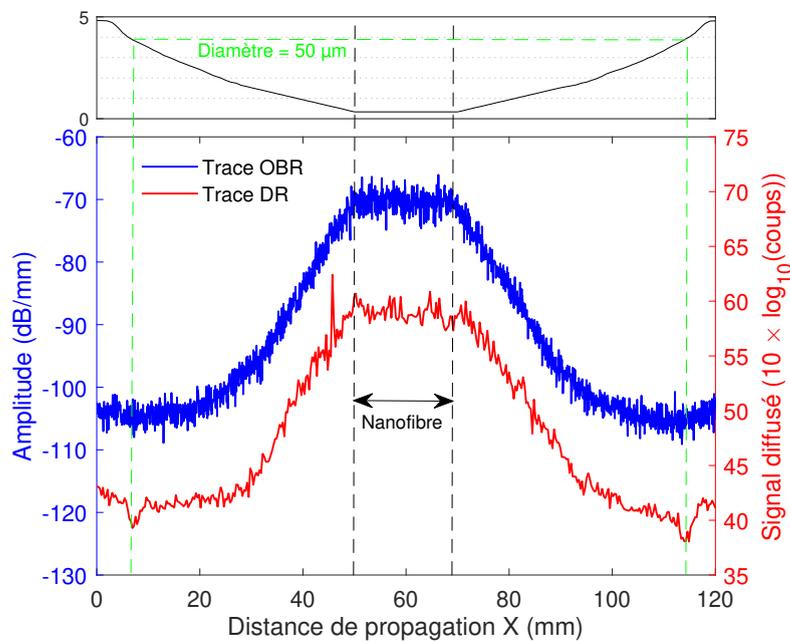


FIGURE 3.7 – Trace OBR (courbe bleue) à $\lambda = 1566$ nm pour le SMFG652D-NF (idem que Fig 3.6 (a)), et trace de diffusion Rayleigh (DR) obtenue avec notre technique (courbe rouge notée : trace DR) à $\lambda = 652$ nm pour la fibre SM450-NF avec une puissance laser de 1,8 mW, un temps d'exposition de 1 seconde et une résolution spatiale de $9,5 \mu\text{m}$. Le cadre en haut montre l'évolution du diamètre de la fibre en échelle logarithmique le long de l'axe X et les traits verticaux verts indiquent un diamètre $50 \mu\text{m}$ de la fibre.

traces est difficile à calculer puisque les deux systèmes de mesure (notre système d'imagerie et le système OBR) présentent des dynamiques de mesure différentes. En effet, à partir de la trace DR de la Fig. 3.7, notre système d'imagerie a une dynamique de mesure d'environ 18 dB alors qu'une dynamique deux fois supérieure (environ 34 dB) est obtenue avec le système OBR. Il est à noter que la dynamique de mesure pour les deux traces est mesurée entre le niveau de la diffusion du cœur et celui de la nanofibre et donc ne représentent pas les dynamiques maximales des deux systèmes. En outre, le signal de la trace DR présente un rapport signal sur bruit SNR (SNR-Signal-to-Noise Ratio) similaire à celui de la trace OBR. De plus, nous pouvons remarquer que l'intensité de la lumière diffusée est parfaitement détectée sur toute la longueur de la fibre comme pour la trace OBR. Ce résultat signifie que notre système d'imagerie est suffisamment sensible pour détecter de faibles niveaux de diffusion Rayleigh.

La figure 3.8 montre le résultat des deux figures 3.1 (a) et 3.2 (b) de l'évolution des indices effectifs des modes fondamentaux de la fibre SMF-G.652D à $\lambda = 1566$ nm et de la fibre SM450 à $\lambda = 652$ nm en fonction du diamètre de la gaine. Sur chacune des figures, le trait noir horizontal représente l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} et le trait vertical en vert montre le diamètre de changement de guidage ($D = 50 \mu\text{m}$) de la fibre. Cette figure montre clairement que pour chacune des fibres, le mode fondamental présente un indice effectif égal à l'indice de gaine de la fibre aux alentours de $50 \mu\text{m}$. Comme les deux fibres ont des profils identiques, cela signifie que le mode fondamental du guide SMFG652D-NF (à $\lambda = 1566$ nm) et le mode fondamental du guide SM450-NF (à $\lambda = 652$ nm) présentent la même position X de changement de guidage et donc devraient présenter la même position des deux creux d'intensité en entrée et en sortie des deux guides. Cela est

3.3. COMPARAISON OBR / DR POUR LE GUIDE MONOMODE VISIBLE (SM450-NF)73

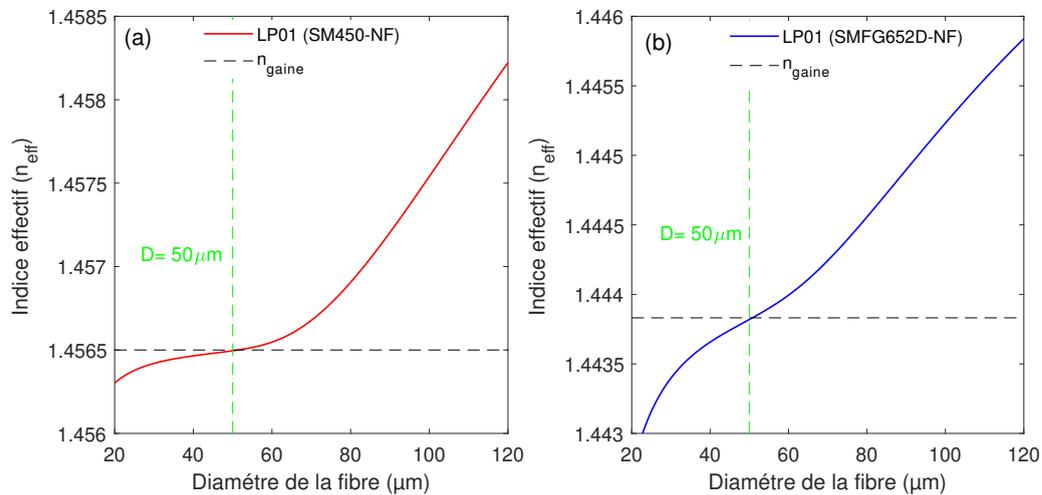


FIGURE 3.8 – Évolution de l'indice effectif du mode fondamental en fonction du diamètre, (a) pour la fibre SM450-NF à $\lambda = 652$ nm et (b) pour la fibre SMFG652D-NF à $\lambda = 1566$ nm. Sur chacune des figures (a et b), le trait noir horizontal en pointillé représente l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} du mode et le trait vert vertical en pointillé représente le diamètre $D = 50 \mu\text{m}$ de changement de guidage.

confirmé par le résultat de la figure 3.7 où nous pouvons remarquer que les deux traces OBR et DR présentent la même position pour les deux creux de la diffusion Rayleigh en entrée de la transition 1 (à $X \approx 7$ mm) et en sortie de la transition 2 (à $X \approx 114$ mm) qui correspondent à un diamètre d'environ $50 \mu\text{m}$ de la fibre, comme le montrent les traits verticaux pointillés et le cadre du haut de la figure 3.7. De plus, ce diamètre de changement de guidage est confirmé par la cartographie 2D-XY de la diffusion Rayleigh de la fibre SM450-NF (Fig. 3.9). Sur cette figure, nous pouvons remarquer clairement que le mode fondamental qui a été initialement confiné à l'entrée du guide dans le cœur par l'interface gaine-air, s'échappe progressivement du cœur vers la gaine à partir d'un diamètre de gaine d'environ $50 \mu\text{m}$, en bon accord avec les résultats numériques de la figure 3.8 et en bon accord avec les traces DR et OBR de la figure 3.7. Une différence est néanmoins visible au début de la transition 1 et à la fin de la transition 2 entre les deux traces OBR et DR de la figure 3.7. En effet, les niveaux des creux de changement de guidage (à $X = 7$ mm et $X = 114$ mm) sur notre trace DR sont plus prononcés que ceux (Fig. 3.7) observés sur la trace OBR qui sont plus larges et ont une amplitude plus faible. Cette différence peut être liée à la différence entre notre système d'imagerie et le système OBR (longueurs d'onde différentes, signal rétrodiffusé ou signal rayonné à l'extérieur à travers un dioptre sphérique, etc).

Adiaticité de transition 1 : mesure 2D-XY

Comme nous avons expliqué dans la partie 1.1.2.4 du chapitre 1, si une transition d'une fibre effilée est adiabatique, le mode fondamental est conservé le long des transitions 1 et 2 et aucun couplage avec des modes d'ordres supérieurs n'est possible dans ce cas. Cette condition est confirmée pour les deux traces OBR et DR de la figure 3.7 pour les fibres SMFG652D-NF à 1550 nm et SM450-NF à 652 nm, respectivement.

En effet, les deux traces 1D-X (DR et OBR) ne présentent pas de caractéristiques des modes d'ordres supérieurs contrairement à une fibre multimode comme cela sera montré

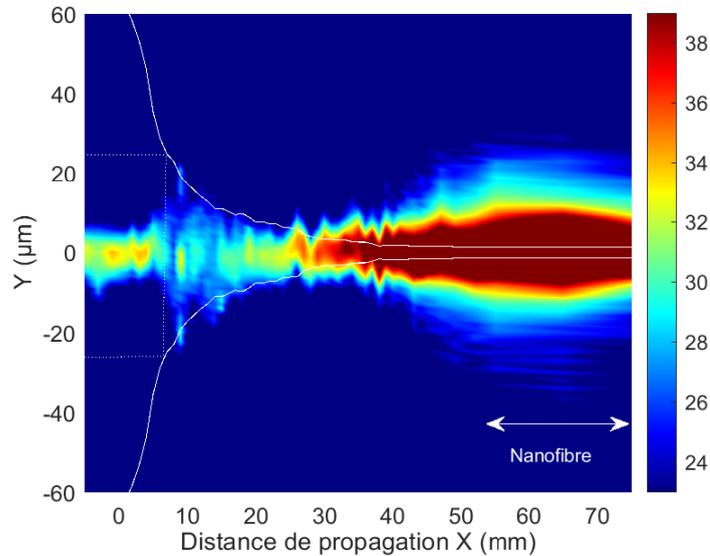


FIGURE 3.9 – Cartographie 2D-XY en échelle logarithmique de la DR obtenue le long de la transition 1 de la fibre SM450-NF entre $X = -6$ mm et $X = 75$ mm dans la direction longitudinale (direction de propagation) et entre $Y = -60 \mu\text{m}$ et $Y = 60 \mu\text{m}$ dans la direction transversale. Les courbes blanches en pointillé représentent le profil de la fibre mesuré grossièrement avec la caméra CCD du spectromètre et les deux traits en pointillé horizontaux montrent le rayon de changement de guidage du mode fondamental ($R = 25 \mu\text{m}$).

dans la section suivante. De plus, aucun signal de forte intensité de diffusion n'est observé le long de la surface de la transition 1 de la fibre pour chacune des traces DR et OBR, ce qui devrait correspondre à des modes d'ordres supérieurs de perte qui ne sont plus guidés par la transition et qui s'échappent à l'extérieur de la fibre. En effet, lorsque ces modes traversent l'interface gaine-air vers l'extérieur de la fibre (dans l'air), ils devraient présenter un fort niveau de diffusion par la rugosité de la surface de la fibre (la trace en rouge de la DR dans la Fig. 3.11 pour le cas multimode illustre ces caractéristiques). De plus, le fort contraste entre les indices de réfraction de la gaine et de l'air conduit également à une augmentation de l'efficacité de la diffusion Rayleigh des modes de perte au niveau de la surface de la transition d'entrée de la fibre.

D'autre part, pour la fibre SM450-NF étudiée avec notre système d'imagerie, l'adiabaticité du taper est confirmée également avec la cartographie 2D-XY montrée sur la figure 3.9. Cette cartographie montre l'évolution de la diffusion Rayleigh du champ guidé en échelle logarithmique, point-par-point, tout le long de la transition 1 de la fibre SM450-NF entre $X = -6$ mm et $X = 75$ mm dans la direction longitudinale de propagation et entre $Y = -60 \mu\text{m}$ et $Y = 60 \mu\text{m}$ dans la direction transversale. Elle est obtenue en rassemblant 82 traces DR-1D-Y mesurées à travers la fibre suivant l'axe transverse OY (Fig. 2.1) avec un pas spatial de mesure de 1 mm suivant le long de X. De plus, elle est obtenue avec une résolution spatiale de $9,5 \mu\text{m}$, un temps d'exposition de 0,5 seconde par point de mesure X, une puissance laser de 1 mW et une largeur de fente d'entrée du spectromètre $200 \mu\text{m}$. Sur cette figure, les courbes blanches en pointillés représentent le profil de la fibre mesuré grossièrement à partir de l'analyse des images obtenues avec la caméra CCD du spectromètre et les deux traits en pointillé horizontaux montrent le rayon de changement de guidage du mode fondamental ($R = 25 \mu\text{m}$). La nanofibre est située entre $X = 55$ mm

3.3. COMPARAISON OBR / DR POUR LE GUIDE MONOMODE VISIBLE (SM450-NF)75

et $X = 75$ mm dans la direction longitudinale de propagation.

D'après ce résultat, l'évolution longitudinale (2D) du champ montre l'absence de la diffusion de la surface le long de la transition 1 et confirme par conséquent l'absence de modes de pertes d'ordres élevés en bon accord avec la trace 1D-X (en rouge). Nous pouvons également remarquer le niveau élevé de la DR au niveau de la nanofibre $X = 55 - 75$ mm qui résulte du fort confinement du champ dans cette région par l'interface gaine-air comme le montre également la trace DR de la figure 3.7. De plus, l'évolution spatiale du mode permet une estimation directe du rayon de changement de guidage (environ $R = 25\mu\text{m}$) en bon accord avec les simulations numériques de la figure 3.1.

Mesure des pertes linéiques de la fibre SM450-NF

Comme avec un système OBR, la mesure du niveau du signal de la diffusion Rayleigh en entrée et en sortie d'un guide d'onde permet d'estimer les pertes totales de la fibre. Sur la figure 3.10, nous présentons les estimations des pertes totales obtenues à une longueur d'onde de 652 nm pour l'ensemble de la fibre SM450-NF (Fig. 3.10 (a)) ainsi que pour la région submicrométrique (Fig. 3.10 (b)).

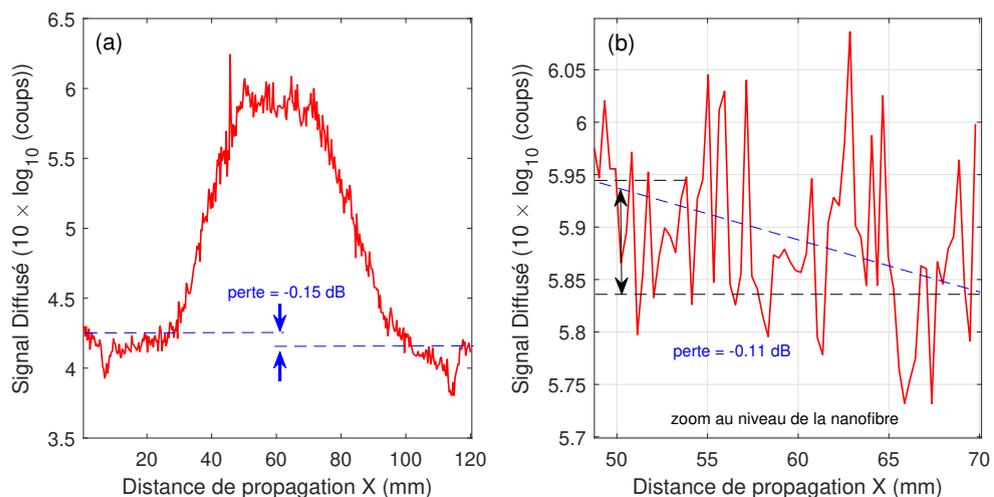


FIGURE 3.10 – Estimation des pertes linéiques totales de la fibre SM450-NF à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm, (a) pour la fibre SM450-NF entière, et (b) pour la région submicrométrique (nanofibre).

À partir de la trace DR 1D-X de la Figure 3.10 (a), les pertes totales du guide SM450-NF sont estimées à -0.15 dB, en comparant le niveau de la diffusion Rayleigh en entrée et en sortie de la fibre au niveau des deux extrémités non étirées. Cette valeur est en bon accord avec les pertes mesurées juste après la fabrication qui étaient de $-0,20$ dB à $\lambda = 532$ nm. En outre, il est possible de la même manière d'estimer les pertes induites uniquement par la zone de la nanofibre à partir de la figure 3.10 (b) en calculant la pente de l'ajustement linéaire de la trace DR-1D-X entre $X = 55$ mm et $X = 75$ mm (région submicrométrique). Ces pertes sont estimées à -0.11 dB et représentent environ 73% des pertes totales de la fibre SM450-NF à $\lambda = 652$ nm. Cela est expliqué par le fort niveau de diffusion par la surface de la nanofibre conduisant, par conséquent à de fortes pertes par diffusion Rayleigh. Il est à noter que sur la trace DR un pic d'intensité est clairement observé à la fin de la transition 1 de la fibre à environ $X = 47$ mm résultant

d'un micro-défaut ou d'une poussière située sur la surface de la fibre.

Les résultats montrent que notre système est potentiellement efficace pour mesurer les pertes d'atténuation le long d'une fibre effilée, y compris au niveau submicrométrique, ce qui n'est pas possible avec d'autres systèmes à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm. De plus, notre technique peut être utilisée pour localiser les défauts et la contamination de surface. Ces résultats seront maintenant étendus au cas d'une fibre multimode dans la section suivante.

3.4/ COMPARAISON OBR / DR POUR LE GUIDE MONOMODE TÉLÉCOM (SMFG652D-NF)

3.4.1/ COMPARAISON DES TRACES OBR / DR-1D -X

Dans cette section, nous allons comparer les résultats expérimentaux obtenus avec notre système d'imagerie pour la fibre SMFG652D-NF avec le résultat obtenu avec le système OBR de l'état de l'art. La figure 3.11 (a) montre la comparaison entre la trace OBR pour la fibre SMFG652D-NF (courbe bleue) à une longueur d'onde de 1566 nm et la trace DR obtenue avec notre système d'imagerie (courbe rouge) pour la même fibre à une longueur d'onde de 652 nm. La fibre est donc en régime monomode de propagation pour la trace OBR et en régime multimode de propagation pour la trace DR au niveau des extrémités non étirées. Noter que la trace OBR représente la même trace bleue montrée sur la figure 3.7 de la partie précédente. La trace DR de la figure 3.11 est obtenue avec une puissance laser de 1,3 mW, un temps d'exposition de 0,3 seconde et une résolution spatiale de $9,5 \mu\text{m}$. Noter que les données brutes sont montrées et qu'aucune normalisation ou correction n'ont été réalisées pour les mesures obtenues avec notre système en 1D-X et en 2D-XY pour la fibre SMFG652D-NF (comme pour la fibre SM450-NF précédemment).

D'après les deux traces de la figure 3.11, nous pouvons constater que les deux profils de diffusion (DR et OBR) sont globalement similaires, cependant, quelques différences sont observées. Tout d'abord, la trace DR au début de la transition 1 (flèche A à gauche de la figure 3.11 (a)) montre deux diminutions successives de l'intensité diffusée. Ces baisses d'intensité résultent des changements de guidages successifs des différents modes optiques supportés initialement par le cœur de la fibre standard SMF-G.652D (mode fondamental et les modes d'ordres élevés). Toutefois, d'après le résultat numérique de la figure 3.2 (a), quatre modes optiques sont supportés initialement par le cœur de la fibre standard SMF-G.652D et correspondent respectivement aux quatre modes optiques linéairement polarisés suivants : LP01, LP11, LP21, LP02 avec les diamètres de coupures $20 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$, $98 \mu\text{m}$ et $103 \mu\text{m}$. (Fig. 3.2 (a)). Deux de ces diamètres de coupure sont donc très proches ($98 \mu\text{m}$ et $103 \mu\text{m}$) et comme le diamètre de la fibre décroît fortement dans cette zone, les quatre creux d'intensités sont approximativement superposés (très proches) et donc non distinguables sur la trace DR avec le nombre de points utilisés pour cette mesure. Nous reviendrons avec plus en détail dans la suite. En sortie de la transition 2 (à droite), quand le diamètre de la fibre augmente progressivement, on observe les mêmes creux d'intensité diffusée résultants cette fois-ci du recouplage des différents modes optiques de la gaine vers le cœur de la fibre standard (flèche A à droite, Fig. 3.11 (a)). Ces creux sont situés aux mêmes diamètres de gaine que ceux observés au niveau de la première transition (voir le profil de la fibre dans le cadre en haut de

3.4. COMPARAISON OBR / DR POUR LE GUIDE MONOMODE TÉLÉCOM (SMFG652D-NF)77

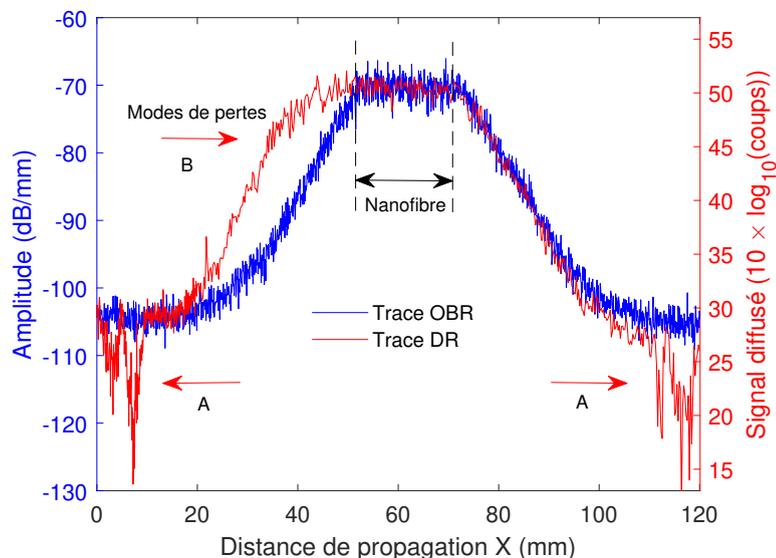


FIGURE 3.11 – Mesure expérimentale obtenue avec la fibre SMFG652D-NF. La courbe bleue : trace OBR (idem que la trace de la fig 3.6 (a)) à $\lambda = 1566$ nm. La courbe rouge : trace DR obtenue avec notre système d'imagerie à $\lambda = 652$ nm pour la même fibre. Flèche A : modes d'ordres élevés (modes de perte) et B creux d'intensité de changement de guidages. Les deux lignes pointillées en noir délimitent la région de la nanofibre.

la Fig. 3.7). Ces observations complémentaires permettent de conclure que ces modes sont nécessairement guidés le long de la fibre SMFG652D-NF et ne correspondent pas à des modes de pertes dans la transition 1. De plus, nous pouvons remarquer que les deux creux d'intensité sont situés à des positions X de la distance de propagation parfaitement symétriques (deux à deux) par rapport à la position de la nanofibre. Cela montre que les deux transitions sont identiques en bon accord avec les mesures MEB du profil de la fibre illustrée sur la figure 1.9.

D'autre part, au niveau de la transition 1 de la fibre, le signal de la DR est fortement brouillé par de fortes augmentations du niveau de la DR (flèche B de la Fig. 3.11 (a)) contrairement au signal OBR au niveau de la transition 1 et contrairement au signal de la DR au niveau de la transition 2. En outre, comme les deux traces sont obtenues pour la même fibre, l'absence de cette forte diffusion au niveau de la transition 1 de la trace OBR montre que cette forte diffusion ne provient pas de défauts ou microfissures présents le long de la surface dans la transition 1. Ces constatations montrent que l'origine de cette caractéristique de la diffusion est directement liée au comportement modal du champ guidé dans la fibre. Par conséquent, cette caractéristique de la DR devrait provenir de la diffusion de surface des modes de pertes qui ne sont plus supportés par la transition 1 et par la nanofibre. Le fait que cette forte diffusion soit absente au niveau de la transition 1 de la trace OBR (fibre monomode et adiabatique à 1566 nm) confirme cette supposition. De plus, la trace DR (Fig. 3.7) de la fibre monomode visible SM450-NF (qui est adiabatique) montre l'absence de cette caractéristique, confirmant encore une fois cette supposition. Noter que cette caractéristique de la diffusion Rayleigh (dans la transition 1) a été observée pour plusieurs fibres multimodes visibles étudiées dans notre travail de thèse.

Pour aller plus loin dans les détails et afin de confirmer cette supposition, nous présentons

sur la figure 3.12 une cartographie 2D-XY de l'intensité de la DR (en échelle logarithmique) le long de la transition 1 du taper. Cette cartographie est obtenue dans les mêmes conditions expérimentales que celle de la fibre SM450-NF présentée sur la figure 3.9.

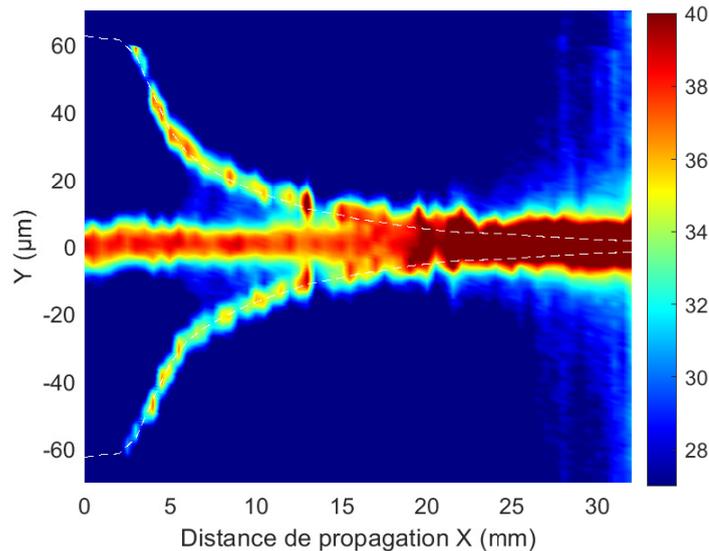


FIGURE 3.12 – Cartographie 2D-XY en échelle logarithmique de la DR mesurée le long de la transition 1. La ligne pointillée blanche correspond au profil de la fibre mesurée grossièrement avec la caméra CCD du spectromètre.

Cette mesure montre clairement la présence de la diffusion de la lumière tout le long de la surface de la transition d'entrée du guide (transition 1). Cette caractéristique de la diffusion Rayleigh est absente sur la cartographie 2D-XY obtenue pour la fibre monomode SM450-NF dont les transitions sont adiabatiques à $\lambda = 652 \text{ nm}$ (Fig. 3.9). Cette observation confirme ainsi que la transition 1 de la fibre SMFG652D-NF n'est pas adiabatique à 652 nm pour les modes d'ordres élevés, contrairement à la fibre SM450-NF. En effet, lorsque les modes du cœur changent de guidage vers la gaine, chaque mode peut se coupler dans la gaine à un ou plusieurs modes d'ordres élevés de même symétrie (chapitre 1). Cette observation montre que la diffusion de surface le long de la transition d'une fibre effilée marque ainsi la présence des modes de pertes, et montre la non-adiabaticité de la transition.

D'autre part, dans la transition 1 de la fibre, la cartographie 2D-XY (Fig. 3.12) montre que la diffusion de surface est déjà présente à partir d'un diamètre d'environ $120 \mu\text{m}$ qui est supérieur au diamètre de changement du guidage du mode du cœur LP02 qui présente le plus grand diamètre de changement de guidages de $d_{\text{gaine}} = 103 \mu\text{m}$, comme le montrent les simulations numériques de la figure 3.2 (a). Ce résultat montre que cette diffusion de surface peut être due aux modes de gaine supportés initialement à l'entrée de la fibre, qui contribuent également au processus de perte de la fibre SMFG652D-NF.

Ces observations expérimentales sont en bon accord qualitatif avec les fortes pertes mesurées juste après l'étrépage de la fibre (-4 dB à 532 nm). De plus, il convient de noter que le niveau et la forme du signal de la diffusion Rayleigh le long de la transition 1 dans la trace DR 1D-X dépendent des conditions d'injection du faisceau laser dans la fibre. En effet, la puissance d'entrée est distribuée sur les différents modes supportés initialement par le cœur de la fibre SMF-G.652D dont le rapport de puissance relative diffère en fonc-

tion du couplage d'entrée. Par conséquent, le niveau d'intensité de la lumière diffusée dans la transition 1 et le niveau des creux d'intensité peuvent changer de manière significative pour différentes conditions de couplage de la lumière dans la partie non étirée de la fibre SMFG652D-NF. Cet effet a été constaté sur différentes traces 1D-X réalisées durant nos mesures pour une même fibre (résultat non présenté dans ce manuscrit).

Battement de la diffusion Rayleigh : identification des modes

Concernant les deux creux d'intensité observés au début de la transition 1 de la trace DR de la figure 3.11, nous avons mesuré une autre trace 1D-X avec un plus grand nombre de points (2000 points) entre $X = 0$ mm et $X = 20$ mm, un temps d'exposition de 0,3 seconde et avec une largeur de fente d'entrée du spectromètre de $30 \mu\text{m}$. Le résultat expérimental obtenu est présenté sur la figure 3.13. Le cadre en haut de la figure montre l'évolution du diamètre de la fibre en échelle logarithmique en fonction de la distance X , avec un diamètre de gaine compris entre $d_{\text{gaine}} = 124 \mu\text{m}$ et $d_{\text{gaine}} = 2.9 \mu\text{m}$, mesuré à partir de l'analyse des images obtenues avec la caméra CCD. La trace 1D-X de la DR montre

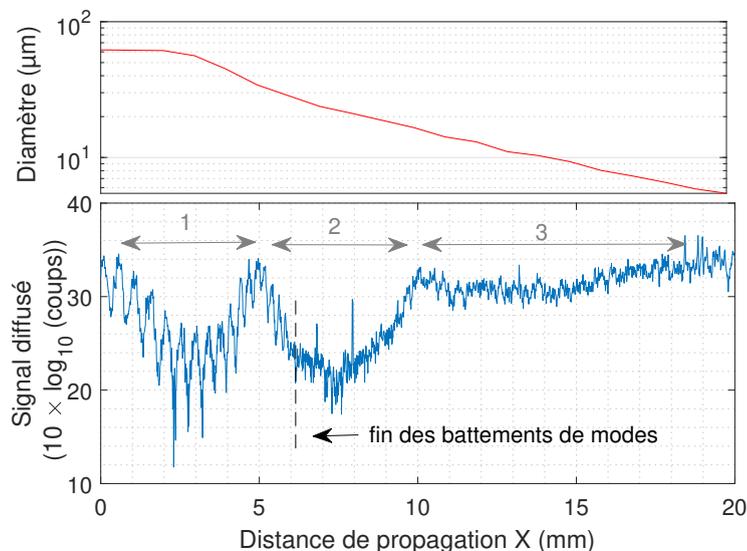


FIGURE 3.13 – (a) Battement des modes dans la transition 1 : Trace 1D-X obtenue au niveau de la transition 1 avec 2000 points. Cadre en haut : évolution du diamètre de la fibre dans la même portion et mesurée grossièrement avec la CCD du spectromètre. La ligne verticale en pointillé et la flèche noire indiquent la position à partir de laquelle les battements des modes disparaissent.

clairement la présence d'oscillations (ou battement) du signal de la diffusion Rayleigh qui résultent des échanges d'énergie entre les différents modes supportés initialement par la fibre. Le contraste de ce battement dépend de l'injection dans la fibre standard. De plus, les battements des modes s'arrêtent à une distance de propagation de 6 mm (indiqué par une ligne pointillée verticale sur la figure 3.13). Sur cette trace, nous observons également la présence de deux creux d'intensité de changement de guidage, ainsi qu'un troisième creux moins prononcé et plus large. Nous reviendrons plus en détail dans le paragraphe suivant sur la forme et la position de ces trois creux.

La figure 3.14 représente le spectrogramme de la trace 1D-X qui montre l'évolution des fréquences du battement du signal diffusé en fonction de la distance de propagation X . À

partir des prédictions numériques sur l'évolution des fréquences de battement montrées sur la figure 3.3 et les prédictions numériques sur l'évolution des modes du cœur de la fibre SMF-G.652D montrées sur la figure 3.2 (a), il est possible d'identifier les modes présents initialement dans le cœur de la fibre en analysant les résultats expérimentaux montrés sur le spectrogramme. Noter que les prédictions numériques sur l'évolution des fréquences de battement sont montrées également sur le spectrogramme pour simplifier l'identification des modes. En effet, sur le spectrogramme (Fig. 3.14), une fréquence de battement évolue d'environ 2 mm^{-1} à environ 4.5 mm^{-1} , en bon accord avec la prédiction numérique pour le battement entre les deux modes LP01 et LP11 (ligne blanche), et disparaît à environ $X = 6 \text{ mm}$ de la distance de propagation. Ce résultat est clairement observé sur la trace 1D-X de la figure 3.13 où le signal diffusé montre un battement qui disparaît à cette position avec le trait noir en pointillé qui correspond à une distance $X = 6 \text{ mm}$ et un diamètre de fibre d'environ $60 \mu\text{m}$ sur le cadre en haut de la figure. Ce diamètre correspond bien au diamètre de changement de guidage du mode LP11 (Fig. 3.2 (a)).

De même, une autre fréquence de battement est visible sur le spectrogramme, mais avec un contraste plus faible et une fréquence qui évolue de 4 mm^{-1} à environ $5,8 \text{ mm}^{-1}$. Cette fréquence est en accord avec le résultat numérique pour le battement des modes LP01-LP21 (ligne droite magenta). Ce battement est visible jusqu'à une distance d'environ 3 mm , correspondant à un diamètre de fibre d'environ $100 \mu\text{m}$ qui correspond au diamètre de changement de guidage du mode LP21. Enfin, une fréquence supplémentaire prédite numériquement (trait vert) est présente avant $X = 4 \text{ mm}$ de la distance de propagation qui évolue d'environ $2,5 \text{ mm}^{-1}$ à environ $3,1 \text{ mm}^{-1}$, en bon accord avec les simulations numériques pour le battement entre les deux modes LP11 et LP21, ce qui pourrait conduire à un signal expérimental large et intense avant $X = 4 \text{ mm}$ sur la figure 3.13. Cette fréquence de battement disparaît à partir d'environ $x = 4 \text{ mm}$ et donc pour un diamètre de fibre compris entre environ $98 - 100 \mu\text{m}$, là où le mode LP21 n'est plus guidé par le cœur de la fibre (Fig. 3.2).

Concernant les battements entre les modes LP11-LP02 (courbe turquoise) et LP21-LP02 (courbe rouge), nous pouvons remarquer sur l'histogramme l'absence de ces fréquences de battement. Une explication plausible est que l'énergie associée au mode LP02 est trop faible (peuplement très faible du mode) par rapport aux autres modes et qui dépend des conditions d'injection de la lumière dans la fibre. Le très faible contraste du battement du mode LP02 avec le mode LP11, également, peut confirmer cette supposition. Ces observations confirment que les modes optiques LP01, LP11, et LP21 sont présents en entrée et en sortie de la fibre avec un niveau d'énergie très faible propagé dans le mode LP02 qui confirme que l'injection dans la fibre SMF-G.652D est multimodale dans ce cas.

Concernant les deux premiers creux (noté 1 et 2) d'intensité observés sur la trace 1D-X de la figure 3.13, ils sont situés respectivement entre environ $X = 1 \text{ mm}$ et $X = 5 \text{ mm}$ (donc entre $d_{\text{gain}} = 123 \mu\text{m}$ et $d_{\text{gain}} = 68.5 \mu\text{m}$) de la distance de propagation pour le premier creux et entre environ $X = 5 \text{ mm}$ et $X = 10 \text{ mm}$ (donc entre $d_{\text{gain}} = 68.5 \mu\text{m}$ et $d_{\text{gain}} = 33 \mu\text{m}$) pour le second creux. À partir des diamètres de changement de guidage des différents modes, comme le montre la figure 3.2, i.e., $d_{\text{gain}} = 20 \mu\text{m}$ pour LP01, $d_{\text{gain}} = 60 \mu\text{m}$ pour LP11, $d_{\text{gain}} = 98 \mu\text{m}$ pour LP21 et $d_{\text{gain}} = 103 \mu\text{m}$ pour LP02, nous pouvons attribuer l'origine du premier creux aux changements de guidage respectif des modes LP02 et LP21, et l'origine du second creux au changement de guidage du mode LP11. D'autre part, la trace 1D-X montre la présence d'un troisième creux d'intensité nettement moins prononcé (noté 3) qui s'étale entre environ $X = 10 \text{ mm}$ et $X = 19 \text{ mm}$

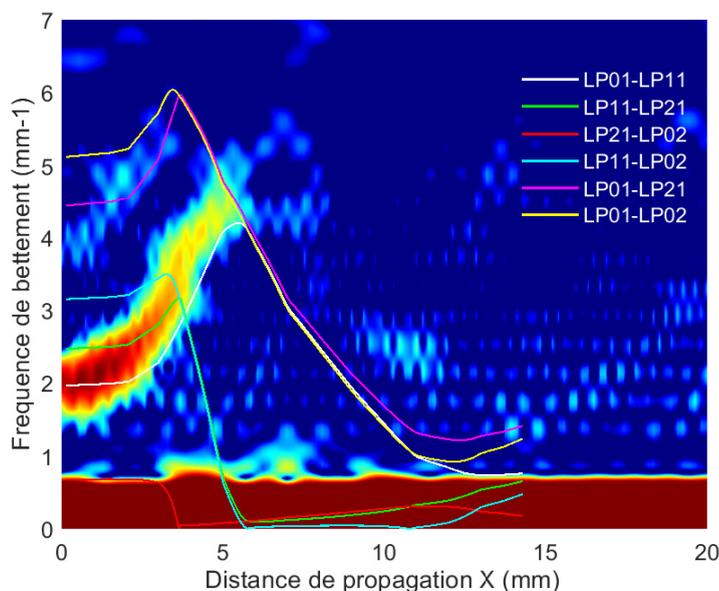


FIGURE 3.14 – Spectrogramme de la trace 1D-X montré sur la figure (a) illustrant l'évolution des fréquences de battement entre les différents modes supportés initialement par le cœur de la fibre standard en fonction de la distance de propagation X. Les lignes colorées correspondent aux prédictions numériques des fréquences de battement montrées sur la figure 3.3 (a).

(donc entre $d_{\text{gaine}} = 33 \mu\text{m}$ et $d_{\text{gaine}} = 12 \mu\text{m}$). La position de ce creux est en accord avec le changement de guidage du mode fondamental LP01 comme le montre la figure 3.2 (a). Il est clair que ce creux est moins prononcé et plus large que les creux de changement des guidages du mode LP11 et de celui associé aux deux modes LP02 et LP21. En effet, cette observation peut s'expliquer par le fait que la variation du diamètre du guide à cette position (en fin de transition 1) est très faible (pente moins aiguë) par rapport à l'entrée de la transition 1, ce qui en résulte un étalement du mode fondamental du cœur vers la gaine avec une diminution moins prononcée et moins abrupte et donc avec un niveau de creux d'intensité moins intense. De plus, avec la diminution du diamètre de la fibre, la diffusion de surface augmente fortement (Fig. 3.6 (b)) ce qui explique la faible amplitude du signal du creux dans cette position de la fibre par rapport aux niveaux des signaux des deux autres creux en entrée de la transition 1 (là où la diffusion de surface est moins importante). Dans ce cas, le changement de guidage du mode LP01 s'étale sur une distance de propagation plus grande et conduit donc à un creux d'intensité plus large et moins prononcé comme nous pouvons le voir sur la trace 1D-X de la figure 3.13.

3.5/ REPRODUCTIBILITÉ DES MESURES DU SYSTÈME D'IMAGERIE

Afin de tester la reproductibilité des mesures expérimentales de la diffusion Rayleigh de notre système d'imagerie, nous avons étudié une autre fibre optique monomode visible avec un profil identique à celui des deux fibres étudiées dans la section précédente.

Pour cette fibre étirée SM450-NF, nous avons mesuré avec notre système deux traces 1D-X de la diffusion Rayleigh obtenues dans les mêmes conditions et avec la même

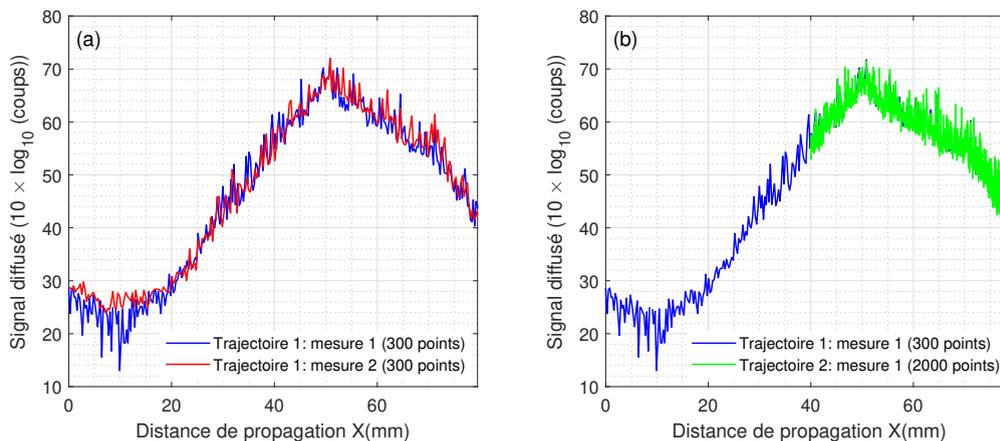


FIGURE 3.15 – Test de reproductibilité des mesures 1D-X du système d’imagerie. (a) Comparaison entre deux traces 1D-X obtenues dans les mêmes conditions avec la même trajectoire 3D-XYZ (notée trajectoire 1) sur une distance totale de la fibre égale à 70 mm avec : 300 points, un temps d’exposition de 0,1 seconde, et une résolution de $9,5 \mu\text{m}$. (b) Comparaison de la trace (bleu) de la Fig.(a) avec une autre trace obtenue avec 2000 points entre $X = 40$ mm et $X = 70$ mm et après la redétermination de la trajectoire 1 (nouvelle trajectoire notée trajectoire 2).

trajectoire, et une troisième trace 1D-X obtenue avec un nombre de points différent et une trajectoire différente. Les résultats expérimentaux sont montrés sur la figure 3.15. À noter que les traces sont obtenues sur une distance maximale de 70 mm le long de la fibre effilée qui représente l’entrée de la fibre, la transition 1, la nanofibre et le début de la transition 2. La figure 3.15 (a) montre une comparaison entre les deux traces 1D-X obtenues avec la même trajectoire 3D-XYZ (notée trajectoire 1) et dans les mêmes conditions telles que : 300 points de mesure, un temps d’exposition de 0,1 seconde, et une résolution de $9,5 \mu\text{m}$. Cette figure montre clairement que les deux traces sont parfaitement identiques et possèdent le même niveau de bruit de mesure. Une très faible différence néanmoins est observée au niveau de la position $X = 10$ mm. La figure 3.15 (b) montre une comparaison entre la trace bleue montrée sur la figure 3.15 (a) et une autre trace obtenue entre $X = 40$ mm et $X = 70$ mm et dans les mêmes conditions que la trace bleue mais après la redétermination de la trajectoire 1 (la nouvelle trajectoire notée 2) et avec 2000 points. Il convient de noter que ces deux traces ont été obtenues dans deux jours différents. Nous remarquons qu’au bruit près, les deux traces sont parfaitement superposées ce qui confirme à nouveau la grande reproductibilité des mesures de la diffusion Rayleigh de notre système d’imagerie.

Noter que les deux figures 3.15 (a) et (b) montrent que la nanofibre présente de fortes pertes d’environ 15 dB. Ces pertes élevées sont dues à la dégradation de l’état de la nanofibre, car les mesures ont été réalisées environ 1 an après la date d’étirage de la fibre. Cependant, cette mesure confirme la grande reproductibilité de nos mesures 1D-X réalisées avec notre système.

MESURE DISTRIBUÉE EN RÉGIME NON LINÉAIRE DE LA PROPAGATION

Dans le chapitre précédent, nous avons testé la faisabilité de notre système d'imagerie en régime linéaire de propagation pour caractériser l'évolution longitudinale du champ guidé le long d'une fibre optique effilée. Les mesures expérimentales ont été validées par comparaison avec le système de l'état de l'art, le réflectomètre optique à rétrodiffusion Rayleigh (système OBR). Dans ce chapitre, notre objectif est d'adapter la technique développée dans ce travail à la mesure distribuée en régime non linéaire de propagation. Dans la première section, le couplage entre l'analyse spectrale et spatiale sera testé en mesurant le processus de cascade Raman le long de la région submicrométrique de la fibre effilée SMFG652D-NF en régime impulsif sub-nanoseconde. Dans la deuxième section, nous étudierons la génération de supercontinuum optique le long de la fibre SM450-NF en régime picoseconde. Noter que c'est la première fois que l'évolution spectrale longitudinale est observée en régime non linéaire le long d'une nanofibre optique.

4.1/ MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UNE CASCADE RAMAN LE LONG D'UNE NANOFIBRE

4.1.1/ DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DE L'IMAGERIE SPECTRALE D'UNE CASCADE RAMAN

La génération de la cascade Raman a été réalisée dans la fibre SMFG652D-NF avec un pompage laser à une longueur d'onde de 532 nm par un laser Nd : YAG doublé en fréquence, délivrant des impulsions de durée de 500 ps à un taux de répétition de 21 kHz. Le montage expérimental utilisé pour les mesures distribuées est montré sur la figure 4.1. Le faisceau issu de la source laser passe tout d'abord à travers une densité optique variable permettant de régler la puissance des impulsions laser. Ensuite, ce faisceau est injecté grâce à un objectif de microscope de grandissement $\times 10$ dans une fibre à petit cœur (SM600) connectée à l'entrée de la fibre SMFG652D-NF. Ce système permet de contrôler l'injection de la lumière dans le cœur de la fibre SMF-G.652D préférentiellement dans le mode fondamental afin de minimiser les pertes par injection dans la gaine de la fibre. Par ailleurs, le cordon d'injection SM600 nous permet de mesurer l'intensité injectée dans notre fibre SMFG652D-NF et d'enregistrer un spectre de référence avec l'OSA du profil du champ injecté dans l'extrémité de la fibre SMFG652D-NF. Noter que l'OSA utilisé

dans ce travail est de marque YOKOGAWA (AQ6373). Le spectre en sortie de la fibre SMFG652D-NF est mesuré par l'OSA toutes les sept secondes et simultanément avec les mesures de diffusion Rayleigh avec notre système. Les mesures de l'OSA permettent de vérifier la stabilité de la cascade Raman pendant les mesures distribuées le long de la nanofibre pendant une durée d'environ une heure.

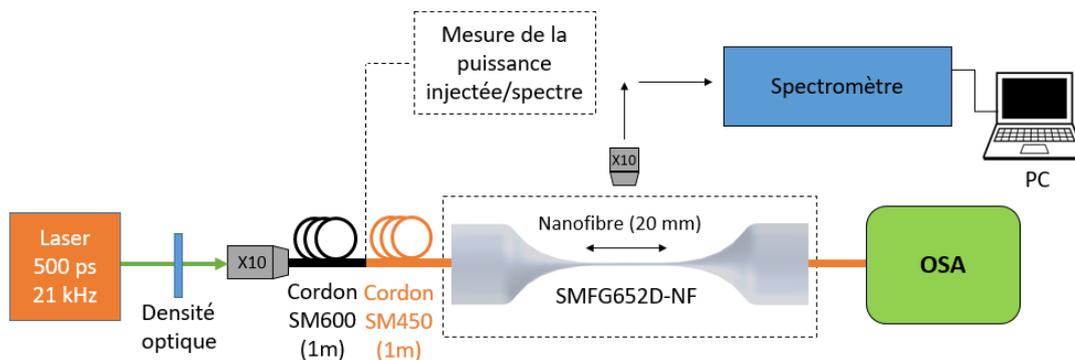


FIGURE 4.1 – Système de fibre optique pour l'étude de l'évolution longitudinale d'une cascade Raman le long de la nanofibre de la fibre effilée SMFG652D-NF.

Concernant le spectromètre Raman, trois filtres Notch ont été utilisés pour filtrer la composante Rayleigh de la pompe à 532 nm afin d'éviter la saturation du détecteur du spectromètre (et le protéger) et pour mesurer le spectre de la cascade Raman simultanément dans les côtés Stokes et anti-Stokes.

Pour les mesures distribuées des spectres Raman le long de la fibre SMFG652D-NF avec notre système d'imagerie, toute la difficulté réside dans la détection d'un signal très faible. En effet, le système doit détecter la lumière diffusée à l'extérieur de la fibre par le processus de diffusion Rayleigh des composantes spectrales Raman générées le long de la nanofibre et qui ont des intensités plus faibles que celle de la pompe. Par conséquent, en régime non linéaire, l'intensité du signal diffusé est considérablement plus faible que dans le cas d'un champ optique continu en régime linéaire de propagation (chapitre 3). Malgré cela, la détection a été rendue possible grâce au faible niveau de détection du détecteur CCD du spectromètre qui est refroidi à -80° , et à un long temps d'exposition, typiquement 60 secondes par fenêtre spectrale du réseau de dispersion. Il convient de noter que deux fenêtres spectrales ont été enregistrées pour mesurer un spectre complet dans la gamme des longueurs d'onde $\lambda = 475 - 610$ nm en un point de la nanofibre. De plus, pour toutes les mesures effectuées, la fente d'entrée du spectromètre est fixée à 1 mm (supposé presque entièrement ouverte), ce qui permet d'augmenter le nombre de photons détectés par le CCD (la résolution spectrale pour cette largeur de fente est environ 1,5 nm comme le montre la figure 2.7). En outre, les mesures distribuées ont été effectuées uniquement dans la partie submicrométrique de la nanofibre, où le diamètre de la fibre est homogène ($D = 690$ nm) sur une longueur de 20 mm, c'est-à-dire, où le processus de diffusion est maximal et constant grâce au fort confinement du champ optique par l'interface silice-air (voir par exemple la figure 3.11 (a)). Cela a permis de mesurer un signal diffusé avec une intensité élevée et donc un bon rapport SNR pour les spectres Raman enregistrés.

4.1. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UNE CASCADE RAMAN LE LONG D'UNE NANOFIBRE

4.1.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

4.1.2.1/ STABILITÉ DE LA CASCADE RAMAN EN SORTIE DE LA FIBRE SMFG652D-NF

La figure 4.2 (a) montre l'évolution temporelle du spectre de la cascade Raman mesuré en sortie de la fibre SMFG652D-NF par l'OSA, avec une puissance crête de 122 W, une résolution spectrale de 1 nm et avec 1000 points par spectre. Ces mesures sont obtenues en simultanément avec les mesures distribuées avec notre système présentées dans la partie suivante.

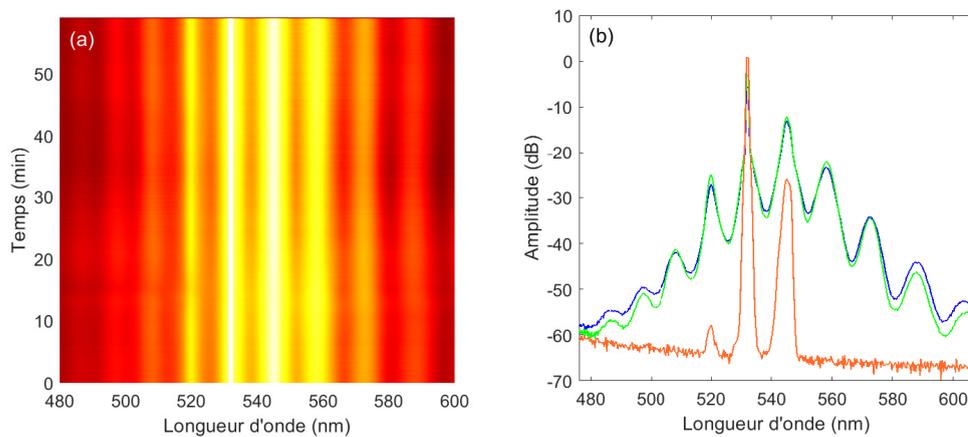


FIGURE 4.2 – Étude de la stabilité. (a) Cartographie 2D de l'évolution en fonction du temps de la cascade Raman en sortie de la fibre SMFG652D-NF obtenu avec l'OSA. (b) Comparaison entre le premier (courbe bleue) et le dernier (courbe verte) spectre OSA. Le spectre orange est mesuré avec l'OSA en sortie du cordon SM600.

Nous avons travaillé pour ces mesures avec une résolution spectrale faible puisque les ordres Raman de la cascade sont larges spectralement. En outre, cela nous permet d'enregistrer plusieurs spectres pendant la durée de mesure des spectres Rayleigh avec notre système d'imagerie pour suivre très précisément l'évolution en fonction du temps de la cascade Raman en sortie de fibre. La figure 4.2 (a) montre que la cascade Raman est stable durant une heure sans variations significatives des amplitudes des composantes spectrales Raman des deux cotés Stokes et anti-Stokes. En outre, la figure 4.2 (b) montre que le premier spectre (en bleu) et le dernier spectre (en vert) sont similaires. Le spectre orange représente le spectre enregistré avec l'OSA en sortie du cordon SM600. Ce spectre correspond, a priori, au spectre du champ optique injecté dans la transition 1 de la fibre SMFG652D-NF. En effet, comme le diamètre du cœur de la fibre standard SMF-G.652D est plus grand que celui de la SM600, le spectre du champ ne devrait pas évoluer significativement jusqu'au début de la première transition de la fibre SMFG652D-NF, en raison de l'intensité plus faible du champ dans le cœur de la fibre SMF-G.652D que dans celui de la fibre SM600 et de la faible longueur (< 1 m) de la fibre SMF-G.652D.

4.1.2.2/ MESURES DISTRIBUÉES LE LONG DE LA NANOFIBRE

La figure 4.3 montre une cartographie 2D en échelle logarithmique de l'évolution longitudinale de la cascade Raman le long de la partie homogène de la nanofibre ($X = 0 - 20$ mm). Pour cette mesure, 50 points (X, Y, Z) ont été réalisés le long de la fibre, soit un point tous les $400 \mu\text{m}$. Pour chacun des points, un spectre de la diffusion Rayleigh a été enregistré dans la gamme spectrale $475 \text{ nm} - 610 \text{ nm}$. En raison de la limite de l'étendue spectrale du réseau de dispersion du spectromètre, deux fenêtres spectrales ont été enregistrées pour avoir le spectre complet avec un temps d'exposition de 1 min par fenêtre spectrale, soit 2 minutes par point de la fibre. Noter que l'efficacité des filtres Notch n'est pas de 100% et une faible intensité est donc détectée pour la pompe à une longueur d'onde de 532 nm . Cela explique la faible intensité de la pompe par rapport au premier ordre Stokes Raman sur les spectres Raman enregistrés de la figure 4.3.

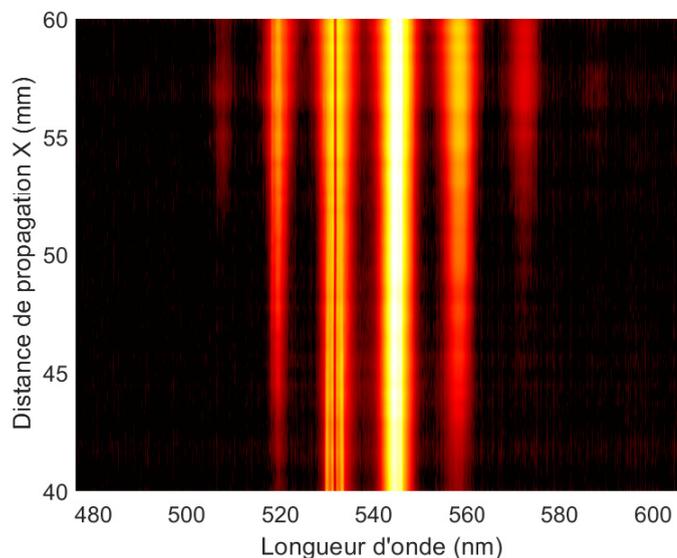


FIGURE 4.3 – Mesures distribuées : Cartographie 2D en échelle logarithmique de l'évolution longitudinale de la cascade Raman le long de la nanofibre ($L_{NF} = 20$ mm).

Sur la figure 4.3, le processus de cascade Raman est clairement visible avec l'observation de trois ordres Raman côté Stokes et deux ordres Raman côté anti-Stokes le long de la nanofibre. De plus, pour les différents ordres (Stokes et anti-Stokes), nous pouvons remarquer l'amplification de leurs intensités avec la distance de propagation. Même si la distance est courte (environ 2 cm), l'amplification Raman est efficace en raison de la forte réduction de l'aire effective des modes guidés, conduisant à une augmentation de l'intensité de la pompe et donc des effets non linéaires dans la nanofibre.

La figure 4.4 (a) compare les spectres obtenus en entrée ($X = 0$ mm) et en sortie ($X = 20$ mm) de la nanofibre. Tout d'abord, cette figure montre que la dynamique des mesures de notre système est approximativement égale à 35 dB, ce qui permet d'observer clairement l'évolution spectrale des différents ordres Raman Stokes et anti-Stokes. Noter que la dynamique de 18 dB obtenue en régime linéaire (voir la figure 3.7) est mesurée entre le niveau de diffusion du cœur et le niveau de diffusion de la nanofibre, et ne correspond pas à la dynamique réelle de notre système contrairement à la mesure

4.1. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UNE CASCADE RAMAN LE LONG D'UNE NANOFIBRE

obtenue sur la figure 4.4 (a) ou la dynamique des mesures est mesurée entre le niveau de bruit et le pic le plus intense. Nous montrerons plus tard que la dynamique de notre système peut atteindre 45 dB (voir Fig 4.18).

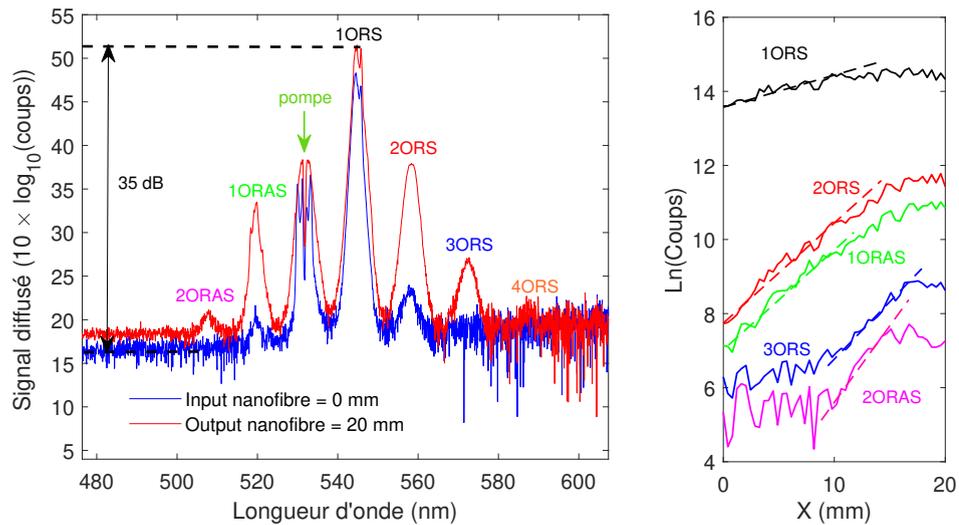


FIGURE 4.4 – Comparaison des spectres obtenus avec notre système d'imagerie : en entrée (courbe bleue) et en sortie (courbe rouge) de la nanofibre. (b) Évolution du logarithme népérien des intensités des ordres Raman en fonction de la distance X . Les lignes pointillées représentent les pentes linéaires des différentes courbes.

Afin de mieux caractériser l'évolution spectrale de la cascade Raman, nous avons illustré sur la figure 4.4 (b) l'évolution en fonction de la distance X du logarithme népérien des intensités des différents ordres Raman dans les deux cotés Stokes et anti-Stokes. Plus précisément, nous avons montré l'évolution du logarithme népérien de l'intensité du premier, du second et du troisième ordres Raman du côté Stokes du spectre, nommés respectivement : 1ORS, 2ORS et 3ORS, (ORS : Ordre Raman Stokes) et les ordres Raman coté anti-Stokes d'ordre 1 et d'ordre 2, nommées respectivement 1ORAS et 2ORAS. L'évolution du pic Raman d'ordre quatre coté Stokes (4ORAS) n'est pas montré sur la figure en raison de la faible amplitude associée (niveau de signal dans le bruit). Ainsi, l'amplification exponentielle [60] est caractérisée sur cette figure par une évolution linéaire, clairement visible pour tous les ordres Raman, depuis leurs générations jusqu'aux dépletions respectives de leurs pompes. Les pentes linéaires de l'évolution de l'intensité des différents ordres représentent ainsi les gains Raman (noté G_R) par millimètre des différents ordres et peuvent être alors estimées à partir des résultats de la figure 4.4 (b). Les calculs obtenus des gains Raman des différents ordres cotés Stokes et anti-Stokes sont résumés dans le tableau 4.1. Les résultats expérimentaux montrent que la pente est multipliée par un facteur deux entre le premier et le deuxième ordre Raman Stokes, et par un facteur trois entre le premier et le troisième ordre Raman Stokes en bon accord avec la croissance classiques d'une cascade Raman. Nous pouvons également remarquer que les incertitudes sur les estimations des gains Raman sont importantes pour les différents ordres. Cela est expliqué par le nombre de points limités pour ces mesures, (60 pts sur 20 mm) qui est conditionné par la durée de stabilité de la cascade Raman. De plus, comme les calculs sont réalisés uniquement sur les parties linéaires des évolutions des intensités, le nombre de points sur courbes ajustées diminue encore, augmentant ainsi les incertitudes sur les calculs des gains Raman des différents ordres.

D'autre part, nous pouvons clairement remarquer que l'évolution longitudinale de l'intensité du 2ORS suit celle de l'intensité du 1ORS et l'évolution du 3ORS suit celle du 2ORS. Cette observation peut s'expliquer par le fait que les ordres Raman coté anti-Stokes sont générés par des processus de mélange à quatre ondes (FWM) entraînant ainsi une amplification symétrique du spectre. Cette observation peut être également expliquée par l'existence d'un processus d'amplification à double pompe entre la pompe et le 1ORS dans la dynamique de génération de la cascade Raman. Les premiers résultats numériques montrant un comportement similaires, cette hypothèse nécessite une étude numérique plus approfondie pour être vérifiée et confirmée mais qui n'était pas l'objectif de notre travail.

Ordres Raman	Gain Raman G_R (m^{-1})
1ORS à $\lambda = 544,8$ nm	91 ± 18
2ORS à $\lambda = 558,1$ nm	199 ± 30
3ORS à $\lambda = 572,5$ nm	280 ± 52
1ORAS à $\lambda = 520$ nm	220 ± 25
2ORAS à $\lambda = 508$ nm	409 ± 100

TABLE 4.1 – Estimations des gains Raman (G_R) des différents ordres cotés Stokes et anti-Stokes de la cascade Raman obtenues à partir de la figure 4.4 (b).

Il est intéressant maintenant de comparer le gain Raman du 1ORS estimé expérimentalement avec sa valeur théorique. Cependant, la difficulté de ce calcul réside dans l'estimation de la puissance crête de l'onde propagée dans la nanofibre vue la complexité du système étudié et l'aspect multimodal de la nanofibre. De plus, il est difficile d'estimer les pertes totales dans les transitions de la fibre SMFG652D-NF qui n'est pas adiabatique à $\lambda = 532$ nm. Dans cas, nous allons limiter le calcul à un encadrement du gain Raman théorique en utilisant l'expression théorique du gain Raman donné par [84] :

$$G_R = \frac{\epsilon_0^2 c^2 \int \int_{\text{cœur}} g_R n^2 |\vec{E}_p \times \vec{E}_s^*|^2 dA}{\int \int_{\text{tot}} (\vec{E}_p \times \vec{H}_p^*) \cdot \vec{x} dS (\vec{E}_s \times \vec{H}_s^*) \cdot \vec{x} dS} \quad (4.1)$$

avec :

- $g_R = 1,74 \times 10^{-13}$ (pour la silice),
- ϵ_0 : la permittivité du vide,
- c : la vitesse de la lumière dans le vide,
- \vec{E}_p et \vec{H}_p : représentent respectivement les vecteurs champ électrique et magnétique de la pompe,
- \vec{E}_s et \vec{H}_s : représentent respectivement les vecteurs champ électrique et magnétique de la 1ORS,
- dS l'aire de la section de la fibre,
- \vec{x} : le vecteur unitaire le long de la direction de propagation X.

Dans l'expression 4.1, l'intégrale au numérateur est calculée à travers la section du cœur dans le cas d'une fibre standard. Pour la nanofibre (notre cas), cette intégrale est calculée sur la section de la nanofibre. L'intégrale au dénominateur (noté *tot*) est calculée sur tout

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

l'espace. Dans notre cas, sachant que les pertes totales de la fibre mesurées après l'étirage à 532 nm sont égales à $-1,94$ dB, l'encadrement du gain Raman théorique (par Watt) obtenu est le suivant $32 \text{ m}^{-1} < G_R P_c < 88 \text{ m}^{-1}$, en bon accord avec la valeur expérimentale obtenue pour le premier ordre Raman Stokes 1ORS (91 m^{-1}). Notez que l'expression précédente du gain Raman est valable uniquement pour le 1ORS (pour le mode fondamental) et dans le cas où la déplétion de la pompe est négligeable, donc la partie linéaire de l'évolution de l'intensité (trait noir en pointillé de la figure 4.4 (b)).

4.2/ MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

Dans la section précédente, nous avons validé la performance de notre technique en régime non linéaire de propagation pour étudier l'évolution d'une cascade Raman le long de la nanofibre SMFG652D-NF en régime subnanométrique. Dans cette section, en augmentant la puissance crête de l'impulsion propagée, la cascade Raman se développe le long de la fibre pour donner naissance à un spectre large (supercontinuum). L'objectif de cette section est alors de caractériser l'évolution longitudinale du supercontinuum optique le long d'une fibre effilée. Noter que les mesures sont obtenues avec la fibre effilée SM450-NF (dont le profil est montré sur la figure 1.9) et en régime picoseconde.

Tout d'abord, nous allons étudier expérimentalement l'évolution du supercontinuum avec la puissance crête en sortie de la fibre effilée SM450-NF à l'aide de l'OSA. Ensuite, nous étudierons son évolution tout le long de la fibre effilée. En particulier, nous mesurerons la contribution de chacune des régions constituant la fibre SM450-NF telles que : la fibre standard (non étirée) à l'entrée de la fibre SM450-NF, la transition 1, la nanofibre et la transition 2 (par comparaison du spectre en sortie de la nanofibre avec les mesures de l'OSA). Nous allons également comparer les spectres obtenus avec notre système d'imagerie avec les spectres numériques obtenus avec l'équation de Schrödinger non linéaire simplifiée (équation 1.62). Ces spectres seront comparés également avec le spectre mesuré avec l'OSA en sortie de fibre. Noter que dans l'annexe B, une partie est dédiée à une étude préliminaire sur des dégradations observées lors de la génération du supercontinuum dans les fibres effilées.

4.2.1/ ÉVOLUTION DU SUPERCONTINUUM EN SORTIE DE LA FIBRE SM450-NF EN FONCTION DE LA PUISSANCE

Cette étude préliminaire de l'évolution spectrale du supercontinuum en sortie de la fibre SM450-NF en fonction de la puissance est nécessaire pour comprendre la dynamique de génération du supercontinuum le long de la fibre SM450-NF. Noter que toutes les deux techniques non-destructives proposées dans la littérature (à l'exception de la technique développée par Coillet et *al.* [7] et la technique développée par Hontinfinde [6]) sont limitées à ce type de caractérisation en sortie de la fibre [85]. De plus, seule notre technique permet une mesure distribuée non-invasive le long d'une nanofibre de longueur centimétrique (ou millimétrique) comme nous montrerons dans ce chapitre. Le schéma du montage expérimental est montré sur la figure 4.5. La fibre est pompée avec un laser Nd : YAG doublé en fréquence délivrant des impulsions de largeur temporelle de 36 ps à une longueur d'onde de 532 nm et un taux de répétition accordable entre 100 kHz et

1 MHz. Plus précisément, le faisceau issu de la source laser passe tout d'abord par un isolateur optique pour empêcher la réflexion du faisceau laser vers la source. Ce faisceau est dirigé vers une lame demi-onde et passe ensuite à travers un prisme de Glan, qui assure une sortie avec une polarisation verticale bien définie. Noter que l'effet de la polarisation du champ incident sur la diffusion Rayleigh par les fibres effilée n'a pas été prise en compte dans cette étude. Ce faisceau est ensuite séparé par un cube séparateur (50%/50%) en deux faisceaux : un faisceau de référence et un faisceau de mesure. Le faisceau de référence est envoyé vers un Puissance-Mètre permettant de mesurer la puissance du laser injectée dans la fibre SM450-NF. Le faisceau de mesure est injecté grâce à un objectif de microscope de grandissement $\times 10$ dans un cordon à petit cœur (SM450) de longueur de 1 mètre connecté à l'entrée non étirée de la fibre SM450-NF. Ce cordon permet de contrôler l'injection de la lumière préférentiellement dans le mode fondamental de l'extrémité non étirée de la fibre SM450-NF afin de minimiser les pertes par injection dans la gaine. En outre, il permet de mesurer un spectre OSA de référence du champ injecté dans la fibre SM450-NF. À noter que la fibre SM450-NF a été soudée juste après l'étirage avec une jarretière SM450 de longueur de 0,5 mètre équipée d'un connecteur optique à son extrémité, permettant d'optimiser le couplage du laser entre l'extrémité de la fibre SM450-NF et le cordon d'injection (afin d'éviter les pertes liées à l'utilisation d'un connecteur rapide).

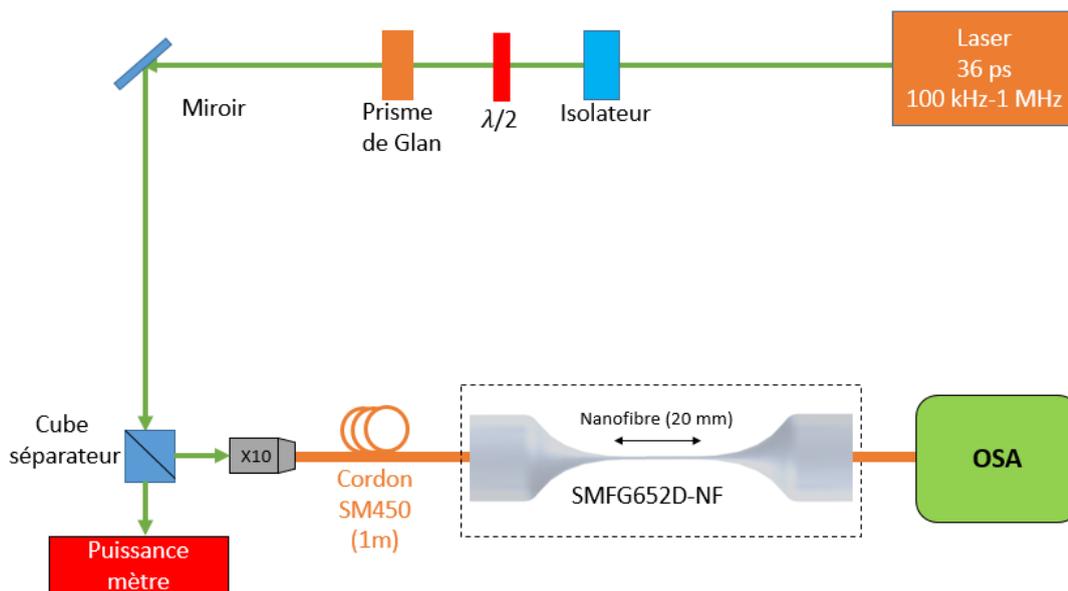


FIGURE 4.5 – Schéma du montage expérimental pour l'étude de l'évolution spectrale du supercontinuum en fonction de la puissance crête en sortie de la fibre SM450-NF.

La figure 4.6 montre l'évolution spectrale du supercontinuum mesurée en sortie de fibre SM450-NF en fonction de la puissance crête du laser dans la gamme de longueurs d'ondes $\lambda = 350 \text{ nm} - 750 \text{ nm}$ avec un écart de puissance non régulier. Plus précisément, la figure 4.6 (a) montre huit spectres obtenus en variant la puissance crête progressivement entre 0.55 W et 172 W et la figure 4.6 (b) montre sept spectres obtenus en variant la puissance crête progressivement entre 193 W et 488 W. Dans cette figure les spectres sont représentés avec 15 dB de décalage entre deux spectres successifs pour plus de visibilité.

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NA

Pour les faibles puissances crêtes, le spectre montre la génération d'une cascade Raman classique, mais avec le même nombre d'ordres Raman côté Stokes et anti-Stokes. De plus, comme nous avons observé dans la première partie de ce chapitre, les ordres Stokes de la cascade Raman sont caractérisés par une amplitude supérieure à ceux observés du côté anti-Stokes de la cascade contrairement aux prédictions numériques de l'équation ENLS comme nous montrerons par la suite. Ensuite, avec l'augmentation de la puissance crête des impulsions, le spectre s'amplifie progressivement et montre la génération d'une onde dispersive à une longueur d'onde d'environ 412 nm. L'amplitude de l'onde dispersive augmente progressivement avec la puissance crête jusqu'à une amplitude maximale observée (saturation des effets non linéaires) à une puissance crête de 488 W. Il est également clair que l'onde dispersive se décale spectralement (légèrement) vers le bleu avec l'augmentation de la puissance crête. D'autre part, les ordres Raman s'amplifient progressivement et la cascade développe plus d'ordres Raman côté anti-Stokes que d'ordres Raman côté Stokes.

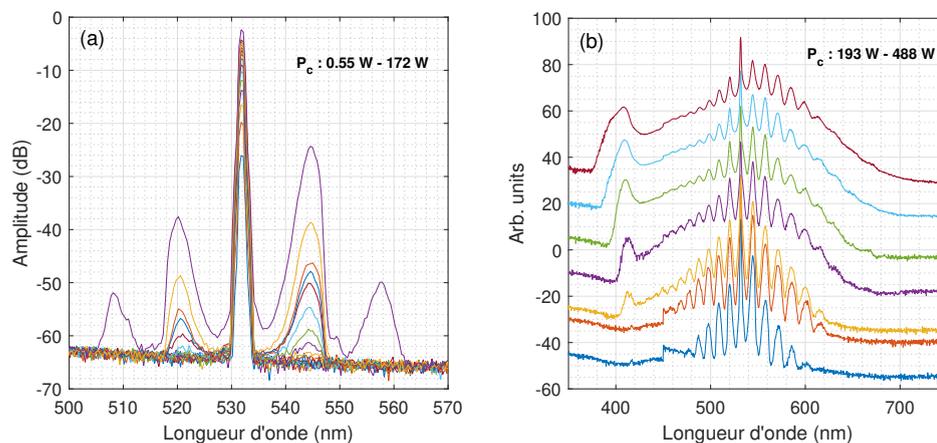


FIGURE 4.6 – Évolution du spectre en sortie de la fibre SM450-NF en fonction de la puissance crête, avec un écart de puissance non régulier. (a) Huit spectres obtenus en variant la puissance crête de la pompe progressivement entre 0.55 W et 172 W, et (b) sept spectres obtenus en variant la puissance crête de la pompe progressivement entre 193 W et 488 W. En (b) les spectres sont montrés avec 15 dB d'écart entre deux spectres successifs.

À partir des deux spectres obtenus à une puissance crête de 211 W (spectre rouge) et 226 W (spectre jaune), nous pouvons remarquer qu'à une puissance crête de 211 W, le spectre montre la présence de sept ordres Raman coté anti-Stokes et six ordres Raman coté Stokes. En augmentant la puissance de 211 W à 226 W nous remarquons que le nombre d'ordres Raman coté anti-stokes augmente jusqu'à environ dix ordres avec un même nombre d'ordres Raman coté Stokes comme observé sur le spectre à 211 W (spectre rouge).

4.2.2/ MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM LE LONG DE LA FIBRE SM450-NF

Après avoir étudié l'évolution du supercontinuum en sortie de la fibre SM450-NF en fonction de la puissance crête du laser, dans cette section, nous allons nous intéresser à

l'étude de l'évolution longitudinale du supercontinuum le long de la fibre effilée SM450-NF avec notre système d'imagerie.

4.2.2.1/ SYSTÈME OPTIQUE ÉTUDIÉ POUR LA GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM

Le montage expérimental utilisé pour les mesures distribuées du supercontinuum le long de la fibre SM450-NF est montré et détaillé dans le chapitre 2 (voir la figure 4.7).

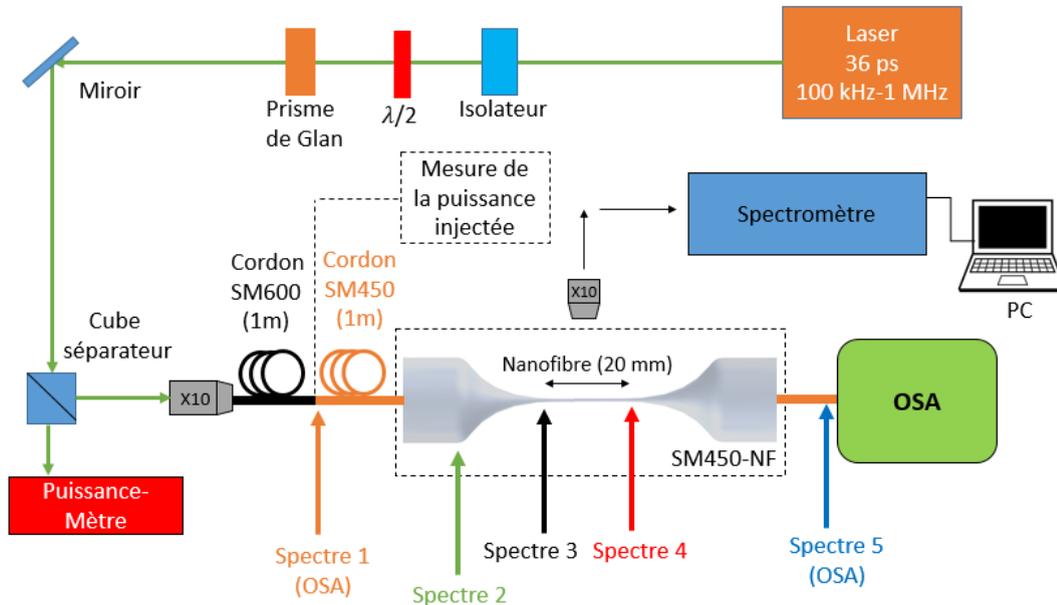


FIGURE 4.7 – Systèmes de fibre optique pour l'étude de l'évolution spectrale d'un supercontinuum optique le long de la fibre effilée SM450-NF. Les flèches colorées montrent les positions des différents spectres enregistrés le long de la fibre, soit avec l'OSA (les spectres 1 et 5) aux extrémités de la fibre, soit avec le spectromètre (spectres 2 à 4) le long de la fibre.

La boîte en plexiglas dans laquelle la fibre est placée est fixée sur la platine de translation XYZ du spectromètre et la trajectoire de la fibre effilée est déterminée en suivant la procédure expliquée dans la partie 2.1 du chapitre 2. Le système optique fibré utilisé pour injecter la lumière dans la fibre effilée est identique à celui montré précédemment dans la figure 4.5 sauf qu'un cordon d'injection SM600 de longueur de 1 mètre a été connecté entre l'extrémité du cordon SM450 et l'objectif du microscope comme le montre la figure 4.7. Ce cordon permet également de mesurer un spectre de référence avec l'OSA du champ injecté dans la fibre sous test (idem que pour l'étude de la cascade dans la partie précédente). Sur cette figure nous avons montré avec les flèches colorées les positions des différents spectres mesurés le long du guide, soit avec l'OSA (spectres 1 et 5) aux deux extrémités de la fibre SM450-NF, soit avec notre technique d'imagerie (spectres 2 à 4) mesurés le long de la nanofibre. Notez que pour ces mesures, le spectre de la diffusion Rayleigh avec notre système d'imagerie en sortie de la fibre SM450-NF (au niveau de l'extrémité SM450 non étirée) n'as pas été mesuré en raison du faible signal diffusé dans cette zone de la fibre (voir trace DR-1D-X de la figure. 3.7), ce qui empêche d'observer la totalité du spectre du supercontinuum. Toutefois, la contribution de la transition 2 a été étudiée en comparant le spectre obtenu avec notre technique en sortie de la na-

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

nanofibre (spectre 4) avec celui mesuré en sortie de la fibre SM450-NF avec l'OSA (spectre 5), comme nous le montrerons plus tard.

Les mesures ont été réalisées avec une puissance crête d'environ 340 W (mesurée en sortie du cordon d'injection SM600) et avec un taux de répétition du laser $f = 200$ kHz. Le choix de ce taux de répétition est justifié par le niveau important de la diffusion Rayleigh (une dynamique de mesure à 45 dB, voir figure 4.18) avec un bon rapport SNR et un temps d'acquisition réduit pour nos mesures expérimentales. Néanmoins, comme nous le montrerons dans l'annexe B, la stabilité du supercontinuum diminue en augmentant le taux de répétition du laser. En effet, d'après les mesures réalisées avec la fibre SM450-NF, nous avons remarqué que la durée de stabilité du supercontinuum est plus importante à 50 kHz qu'à 200 kHz. Cependant, le niveau de diffusion est insuffisant à 50 kHz pour enregistrer les spectres le long de la fibre effilée. Un compromis est donc nécessaire entre le taux de répétition (et donc le rapport SNR) et la durée de stabilité (et donc le temps d'acquisition des spectres) afin de réaliser des mesures distribuées le long de la fibre effilée.

Concernant le spectromètre Raman, trois filtres Notch ont été utilisés pour filtrer la composante Rayleigh de la pompe afin d'éviter la saturation du détecteur du spectromètre (et le protéger) et pour mesurer le spectre du supercontinuum simultanément dans les côtés Stokes et anti-Stokes (de la même manière que notre étude précédente de la cascade Raman). La fente d'entrée du spectromètre est fixée à 1 mm (supposé presque totalement ouverte) pour tous les spectres enregistrés le long de la fibre (spectre 2 à 4) afin d'augmenter le nombre des photons détectés. Cela permet d'améliorer le niveau du signal détecté et le rapport SNR des spectres enregistrés avec notre système d'imagerie. La résolution spectrale pour ces spectres est d'environ 1,5 nm (voir figure 2.7).

Le temps d'acquisition du spectromètre est typiquement de 3 min pour les deux spectres numéros 3 et 4. Pour ces deux spectres, trois fenêtres spectrales ont été enregistrées pour avoir un spectre complet entre $\lambda = 350$ nm et $\lambda = 730$ nm avec un temps d'exposition du détecteur CCD de 1 min par fenêtre. Pour le spectre numéro 2 en entrée de la fibre (flèche verte), le temps d'exposition du détecteur est de 10 min avec une seule fenêtre spectrale enregistrée entre $\lambda = 480$ nm et $\lambda = 630$ nm. Cette différence de durée entre les différentes positions est expliquée par le fait que le cœur de la fibre standard SM450 présente un niveau de diffusion Rayleigh très faible par rapport au niveau de la diffusion au niveau de la région submicrométrique (nanofibre) de la fibre (voir figure 3.7).

4.2.2.2/ STABILITÉ DU SUPERCONTINUUM EN SORTIE DU GUIDE

Afin de vérifier la stabilité du supercontinuum pendant les mesures distribuées avec notre système d'imagerie, le spectre du supercontinuum obtenu en sortie de la fibre SM450-NF est enregistré avec l'OSA simultanément avec les mesures des spectres de la diffusion Rayleigh (idem que les mesures de la cascade Raman dans la section 1). L'évolution spectrale obtenue au cours du temps est montrée sur la figure 4.8. La figure 4.8 (a) montre une cartographie 2D de l'évolution du supercontinuum en sortie de la fibre SM450-NF enregistrée avec l'OSA tous les 9 secondes et obtenue sur une durée totale de 18 min. Cette durée représente la durée totale des mesures des trois spectres 2, 3 à 4 le long de la fibre avec notre système d'imagerie avec les durées des mesures respectives 10 min, 3 min et 3 min. À ces durées se rajoutent environ 2 min de plus qui représentent la somme de tous les délais entre les différentes mesures. Ce délai

supplémentaire représente le temps de changement de la position de l'objectif du microscope entre les différentes positions des spectres 2, 3 et 4. Il est important de noter que les spectres obtenus le long du guide sont enregistrés avec notre technique avec l'ordre suivant : spectre 4 (en sortie de la nanofibre), le spectre 3 (en entrée de la nanofibre) et enfin le spectre 2 (en entrée de la transition 1). En effet, comme la stabilité du supercontinuum est limitée dans le temps, le premier spectre est enregistré en sortie de la nanofibre pour être sûr que le supercontinuum est correctement détecté avec notre système d'imagerie, ce qui indique que nos paramètres de mesures (trajectoire XYZ de la fibre, dynamique de mesure) sont optimisés. En outre, pour la région submicrométrique, la durée de mesure représente la durée la plus courte (7,3 min) ce qui nous permet de mesurer les deux spectres en entrée et en sortie de cette région avant que le supercontinuum ne se dégrade.

D'après la figure 4.8 (a) nous pouvons constater que le supercontinuum est quasiment stable et ses caractéristiques sont présentes pendant la durée de mesure des trois spectres (environ 18 min). Cependant, à partir du temps $t = 14$ min environ, le supercontinuum présente une dégradation dans les régions Stokes et anti-Stokes, notamment, pour les ordres Raman d'ordre supérieur à cinq pour le côté Stokes et les composantes spectrales situées à des longueurs d'ondes inférieures à la position du pic Raman d'ordres quatre pour le côté anti-Stokes du spectre. Noter que la stabilité de la source laser a été vérifiée lors des mesures, ce qui montre que ces dégradations du supercontinuum résultent du processus de la génération dans la fibre (voir annexe B).

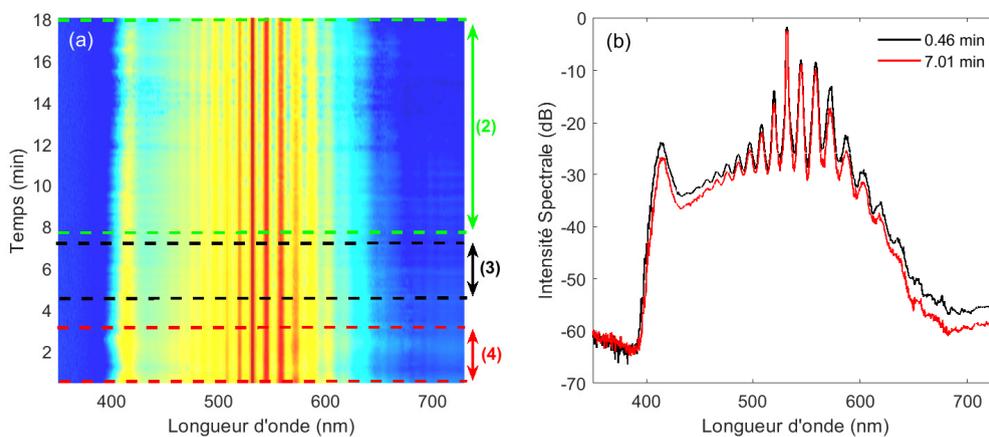


FIGURE 4.8 – Étude de la stabilité du supercontinuum en fonction du temps avec l'OSA en sortie de la fibre SM450-NF. (a) Cartographie 2D de l'évolution temporelle du supercontinuum durant 18 min, et (b) une comparaison entre le premier spectre mesuré à $t=0$ min et celui mesuré à $t=7$ min. Les lignes en pointillé et les flèches colorées indiquent les spectres mesurés (2, 3 et 4) avec notre système d'imagerie pendant les mesures avec l'OSA.

La figure 4.8 (b) montre une comparaison entre le premier spectre mesuré (à $t = 0,46$ min) et le dernier spectre (à $t = 7,01$ min), obtenus avec l'OSA. Ces deux spectres ont été mesurés avec l'OSA simultanément avec le spectre numéro 3 (flèche noire) et le spectre numéro 4 (flèche rouge) avec notre système au niveau de la nanofibre comme le montre les traits en pointillé sur la figure 4.8. Cette comparaison montre clairement que le supercontinuum est relativement stable sur une durée de 7 min. Cela montre que les deux spectres de la diffusion Rayleigh (3 et 4) mesurés aux deux extrémités de la nanofibres

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

peuvent être comparés pour déduire l'évolution du supercontinuum dans cette zone. D'autre part, l'acquisition du spectre numéro 2 (flèche verte) au niveau de l'extrémité non étirée de la fibre débute à environ $t = 8$ min, et la figure 4.8 (a) montre que le supercontinuum en sortie de la fibre SM450-NF se dégrade pendant la mesure de ce spectre avec notre système d'imagerie. Comme le spectre numéro 2 est mesuré avant la transition 1, il n'est absolument pas impacté par la dégradation du supercontinuum généré dans la nanofibre. Dans cette zone, la fibre standard de longueur deux mètres n'a développé principalement qu'un seul ordre Raman Stokes comme le montre la figure 4.9. Cette figure montre l'évolution spectrale en fonction de la puissance crête mesurée avec l'OSA en sortie d'une fibre standard SM450 d'une longueur de 2 m. La fréquence de répétition du laser est de 200 kHz.

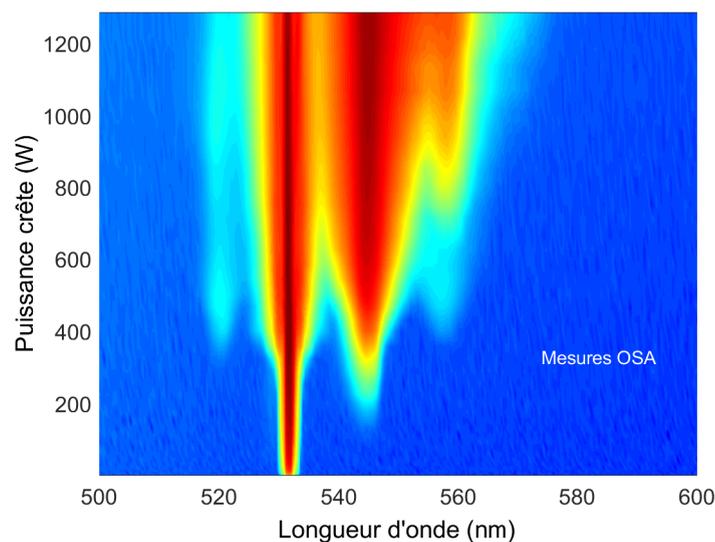


FIGURE 4.9 – Évolution spectrale en fonction de la puissance crête obtenue avec l'OSA en sortie d'une fibre SM450 de longueur de 2 m avec un taux de répétition de 200 kHz

L'étude de l'évolution du supercontinuum en sortie de la fibre SM450-NF en fonction du temps confirme la stabilité de celui-ci et montre ainsi que les spectres de la diffusion Rayleigh mesurés le long de la fibre effilée avec notre système d'imagerie peuvent être comparés pour décrire l'évolution spectrale du supercontinuum le long de la fibre SM450-NF. Dans la suite, nous allons alors étudier cette évolution dans chacune des zones constituant la fibre effilée SM450-NF et nous allons comparer à chaque fois le spectre expérimental obtenu avec le spectre numérique correspondant.

4.2.2.3/ ÉTUDE AVANT LA TRANSITION 1

Observation expérimentale

La figure 4.10 montre l'évolution spectrale mesurée entre la sortie du cordon d'injection SM600 et l'entrée de la transition 1 dans la zone non étirée de la fibre SM450-NF. Plus précisément, le spectre orangé (spectre 1 de la figure 4.7) est obtenu avec l'OSA en sortie du cordon d'injection SM600 avec une résolution spectrale de 2 nm et un nombre

de points spectraux de 1001 par spectre. Nous avons travaillé avec une faible résolution spectrale puisque les ordres Raman obtenus avec notre fibre sont larges et une résolution de 2 nm est donc largement suffisante pour nos mesures. De plus, cela nous permet d'enregistrer plusieurs spectres pendant la durée de mesure des spectres de la diffusion Rayleigh pour suivre très précisément l'évolution du supercontinuum en fonction du temps en sortie de la fibre. Sur le spectre OSA (orange), nous pouvons remarquer la présence d'un seul ordre Raman coté stokes qui résulte de la propagation du mode fondamental le long de la fibre SM600 de longueur de 1 mètre. Notez que le saut du niveau de bruit observé à une longueur d'onde de 450 nm résulte de la rotation du réseau de dispersion de l'OSA.

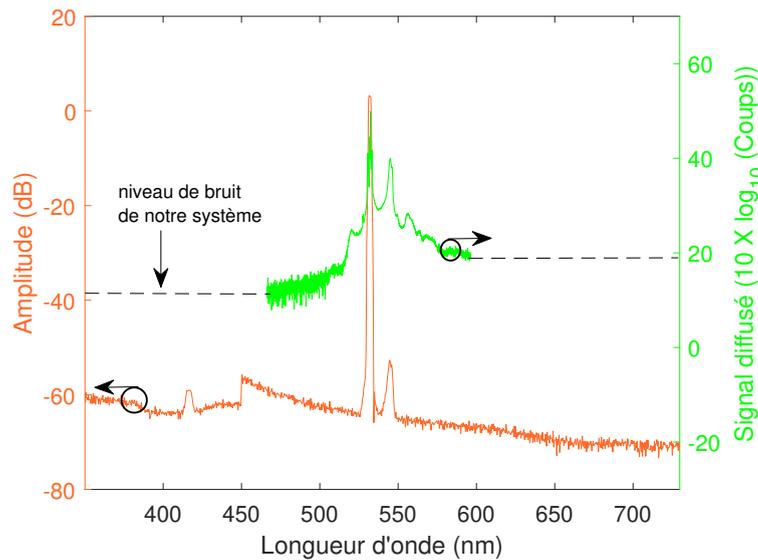


FIGURE 4.10 – Évolution spectrale mesurée entre l'extrémité du cordon d'injection SM600 (spectre orangé obtenu avec l'OSA) et l'entrée de la transition 1 (spectre vert obtenu avec notre système d'imagerie) dans la zone non étirée de la fibre SM450-NF.

D'autre part, en ce qui concerne le spectre vert (spectre 2 de la figure 4.7) mesuré au niveau de l'extrémité non étirée de la fibre SM450-NF avec notre système d'imagerie, l'étendue spectrale de la fenêtre enregistrée est limitée entre 490 nm et 630 nm. Ce choix est expliqué par le temps d'exposition très long du détecteur au niveau de la fibre standard SM450 (10 min) comme nous avons expliqué précédemment. De plus, cette étendue spectrale correspond à la limite du réseau du spectromètre pour mesurer une seule fenêtre spectrale complète sans la rotation du réseau de dispersion. À partir de ces mesures, nous pouvons constater que le long de cette portion de la fibre standard, le spectre se développe par cascade Raman classique côté Stokes avec la génération de deux ordres Raman et avec la présence d'un seul ordre Raman coté anti-Stokes (noté par la suite ORAS), généré clairement par le processus de mélange à quatre ondes, comme expliqué par la suite. Cette évolution spectrale résulte de la propagation du mode fondamental de forte intensité le long de la fibre standard SM450 d'une longueur d'environ 1 m et caractérisée par une aire effective très faible $A_{eff,sm450} = 2.55 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ à une longueur d'onde de 532 nm, augmentant ainsi l'intensité du champ et donc la non-linéarité. Notez que le premier ordre Raman Stokes (noté par la suite 1ORS) est centré à 546 nm, ($\Omega_R = 13,2 \text{ THz}$), le second ordre (noté par la suite 2ORS) à 558.5 nm ($\Omega_R = 26,4 \text{ THz}$) et le premier ordre Raman coté anti-Stokes (noté par la suite 1ORAS) est centré à 520 nm,

($\Omega_R = -13,2$ THz), en bon accord avec le décalage Raman dans la silice [14, 60].

Étude numérique

Afin d'avoir un bon accord entre les spectres numériques et les spectres expérimentaux mesurés avec l'OSA, les simulations numériques nécessitent une puissance crête en entrée du système d'environ 1200 W ainsi que des pertes localisées à l'entrée de la transition 1.

Cette puissance crête est néanmoins largement supérieure à la puissance mesurée expérimentalement (340 W). Mais les simulations numériques réalisées avec des puissances crêtes de 340 W ne génèrent pas de supercontinuum. Cela peut être expliqué par le fait que la diffusion Raman spontanée n'est pas prise en compte dans notre calcul numérique (qui démarre d'un niveau de bruit supérieur au niveau de bruit quantique utilisés dans nos simulations présentées dans cette étude). De plus, nous avons remarqué que le spectre en entrée de la transition 1 doit présenter une cascade Raman (ou moins avec deux ORS) pour donner naissance à un spectre de supercontinuum en sortie de fibre. Dans le cas contraire, un spectre caractéristique de l'instabilité de modulation est généré dans la nanofibre et le spectre final est à nouveau en désaccord avec le spectre OSA. Donc, une puissance crête d'environ 1200 W en entrée du système est nécessaire afin d'obtenir une cascade Raman en entrée de transition 1 et la génération d'un supercontinuum dans la nanofibre. Néanmoins, afin que le spectre numérique du supercontinuum ne sature pas en sortie du système, une forte atténuation de l'intensité du champ d'environ -8 dB à l'entrée de la transition 1 est nécessaire. L'introduction de ces pertes est expliquée par les fortes pertes mesurées expérimentalement pour cette fibre de $-2,3$ dB en régime non linéaire avant la série de mesures distribuées. Cette valeur reste inférieure à la valeur introduite dans les simulations numériques pour cette fibre. Ces désaccords entre les pertes et les puissances crêtes numériques et expérimentales devront faire l'objet d'une étude ultérieure plus approfondie.

Concernant maintenant les résultats expérimentaux de la figure 4.10 obtenus dans la fibre standard avant la transition 1, nous avons simulé avec l'ENLS simplifiée (équation 1.62) la propagation de la lumière dans une fibre standard à une puissance crête de 1200 W et les résultats numériques sont montrés dans la figure 4.11.

Plus précisément, le spectre orangé est obtenu sur une distance de propagation de 1 m et le spectre vert est obtenu sur une distance de propagation de 2 m. Tout d'abord, nous pouvons remarquer que le spectre vert est en bon accord avec les mesures expérimentales de l'OSA présentées dans la figure 4.9 et en bon accord qualitatif avec le spectre vert de la diffusion Rayleigh présenté sur la figure 4.10. De plus le spectre numérique obtenu sur 1 m de la figure 4.11 est également en bon accord qualitatif avec le spectre orange expérimental obtenu avec l'OSA (figure 4.10). En effet, le spectre numérique développe 1 seul ORS au bout de 1 m et 2 ORS et 1 ORAS pour 2 m (spectre vert), mais avec une différence de puissance notable, inexplicable par rapport aux résultats expérimentaux de la diffusion Rayleigh (puissance de 1200 W numérique contre 350 W expérimentale) comme nous avons mentionné précédemment.

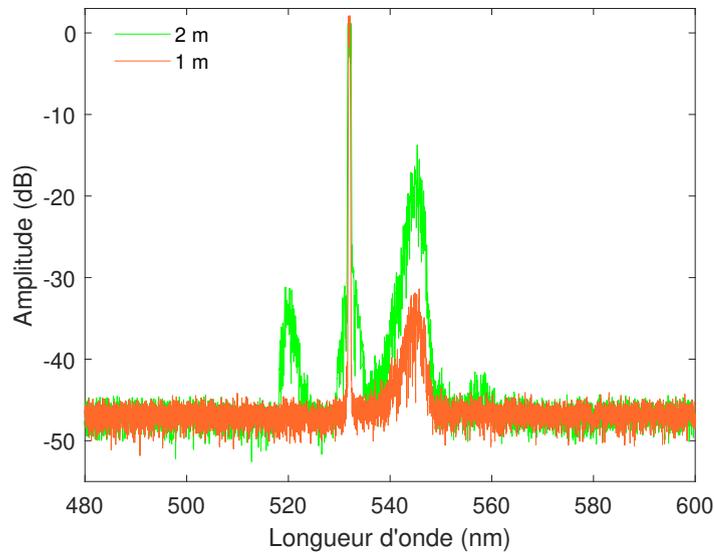


FIGURE 4.11 – Simulations numériques avec l'ENLS du champ propagé le long d'une fibre standard SM450 de longueur de 1 m (spectre orangé) et de longueur de 2 m (spectre vert) à une puissance crête de 1200 W.

4.2.2.4/ ÉTUDE DE LA TRANSITION 1

Observation expérimentale

La figure 4.12 montre la comparaison entre le spectre numéro 2 (vert) et le spectre numéro 3 (noir) obtenus respectivement en entrée et en sortie de la transition 1 de la fibre SM450-NF. Notez que la sortie de la transition 1 représente également l'entrée de la nanofibre (figure 4.7). Nous pouvons remarquer que le spectre mesuré en sortie de la transition 1 (spectre noir) présente un élargissement spectral plus important côté anti-Stokes par rapport au spectre 2 (vert) en entrée de la transition 1 (figure 4.10). De plus, nous pouvons remarquer la présence de deux pics très étroits de faibles intensités localisés respectivement à une longueur d'onde de 384 nm et 660 nm. Ces pics sont reproductibles dans le spectre obtenu en sortie de la nanofibre (spectre rouge numéro 4 de la figure 4.15) ce qui montre qu'ils ne correspondent pas à un rayonnement cosmique qui traverse le détecteur du spectromètre (souvent observé sur nos spectres). Le spectre de l'OSA obtenu à la sortie de la fibre SM450-NF de la figure 4.8 ne montre pas ces deux pics, ce qui confirme qu'ils ne sont pas générés dans la nanofibre mais qu'ils résultent d'une lumière parasite capturée par le détecteur du spectromètre durant les acquisitions.

Expliquons maintenant l'amplification des composantes anti-Stokes observée sur les spectres (figure 4.12). Dans une fibre standard, comme le gain Raman stimulé est une fonction impaire, seules les composantes Stokes sont amplifiées, les composantes anti-Stokes ne pouvant pas être générées par amplification Raman (voir figure 1.17 du chapitre 1). De plus, les ondes Stokes et anti-Stokes ne sont pas accordées en phase du fait de la dispersion chromatique de la fibre, ce qui éliminerait donc le processus de FWM pour générer les composantes anti-Stokes. Néanmoins, la phase non linéaire due à l'effet Kerr est accumulée lors de la propagation par la composante Stokes, amenant une diminution de sa vitesse de phase. Dès lors que cette phase non linéaire est suffisante pour

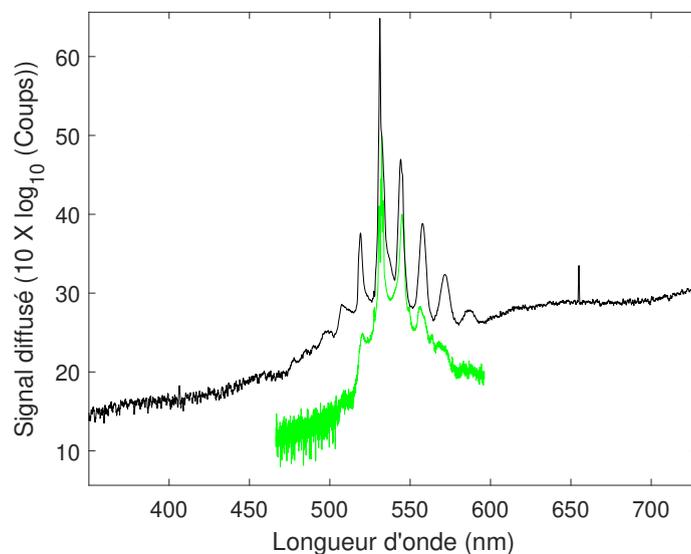


FIGURE 4.12 – Évolution spectrale mesurée avec notre système d'imagerie le long de la transition 1 du guide. Les spectres vert et noir représentent respectivement les spectres obtenus en entrée (spectre 2 figure 4.7)) et en sortie (spectre 3 figure 4.7)) de la transition 1.

équilibrer le déphasage dû à la dispersion chromatique, un accord de phase est alors rendu possible entre les composantes Stokes et anti-Stokes, entraînant donc l'apparition du processus de FWM. De plus, afin de maintenir cette différence de phase non linéaire entre les composantes Stokes et anti-Stokes et maintenir ainsi le FWM, les composantes Stokes et anti-Stokes doivent présenter une différence d'intensité constante lors de la propagation. Plus la dispersion chromatique est grande, plus cette différence d'intensité doit être importante.

Dans le cas d'une fibre effilée, comme la dispersion de la fibre décroît avec le diamètre dans la transition 1, la différence de phase linéaire entre les composantes Stokes et anti-Stokes décroît également. Ainsi, les composantes anti-Stokes croissent en intensité plus vite que les composantes Stokes afin de maintenir en permanence la phase non linéaire adéquate. Par ailleurs, le processus de cascade Raman s'accélère et le nombre de composantes Stokes et anti-Stokes s'équilibre grâce à cette diminution de la dispersion et du décalage de la ZDW dans la transition 1.

Afin de vérifier notre hypothèse sur l'évolution spectrale côté anti-Stokes observée sur la figure 4.12, nous avons réalisé une étude numérique en utilisant l'équation de Schrödinger non linéaire simplifiée (équation 1.62) et le résultat obtenu est présenté dans le présent ci-dessous.

Étude numérique de la transition 1

La figure 4.13 montre les résultats numériques de l'évolution de la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW) pour des diamètres allant de $D = 5 \mu\text{m}$ à $D = 0,68 \mu\text{m}$, avec $D = 0,68 \mu\text{m}$ le diamètre final de la transition 1 (nanofibre).

Dans la gamme des longueurs d'onde étudiées dans notre modèle numérique (400 – 1000 nm), la ZDW dans la transition 1 de la fibre diminue de $1 \mu\text{m}$ à 488 nm pour des

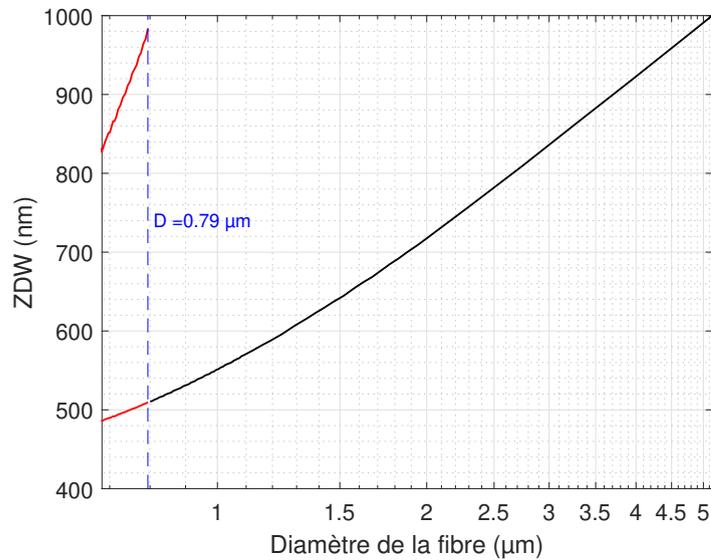


FIGURE 4.13 – Évolution de la longueur d'onde de dispersion nulle ZDW avec le diamètre de la fibre. Le trait vertical bleu montre le diamètre de la fibre ($D = 0,79 \mu\text{m}$) pour lequel la transition présente deux ZDWs.

diamètres de nanofibre variant de $D = 5, 10 \mu\text{m}$ à $0,68 \mu\text{m}$. Pour calculer les valeurs des ZDWs pour les diamètres supérieurs à $D = 5 \mu\text{m}$, il faut élargir la gamme spectrale étudiée dans le modèle numérique sachant que la fibre standard SM450 présente une ZDW à $\lambda = 1300 \text{ nm}$. Les parties des courbes colorées noire et rouge dans la figure 4.13 montrent respectivement la gamme de diamètres avec une seule ZDW et avec deux ZDWs. Il est clair que la ZDW de la fibre se décale de 1300 nm au niveau de la fibre standard SM450, jusqu'à deux positions, à savoir $\lambda = 842 \text{ nm}$ et $\lambda = 488 \text{ nm}$, sont observées au niveau de la nanofibre ($D = 0,69 \mu\text{m}$). En effet, à partir d'un diamètre de $D = 0,79 \mu\text{m}$ (indiqué par le trait pointillé vertical), deux ZDW sont observées au niveau de la fibre comme le montre le trait bleu vertical.

La figure 4.14 montre le résultat numérique obtenu avec l'équation de Schrödinger non-linéaire simplifiée (équation 1.62). Sur cette figure, les spectres vert et noir représentent respectivement les spectres obtenus en entrée et en sortie de la transition 1 (de la même façon que la figure 4.12). Ce résultat montre que le spectre est quasiment symétrique en sortie de la première transition avec une différence d'environ 5 dB entre les amplitudes des ordres Raman cotés Stokes et anti-Stokes du spectre noir. Cette différence d'amplitude est plus prononcée sur les résultats expérimentaux obtenus avec notre système d'imagerie de la figure 4.12, avec une différence d'amplitude d'environ 9 dB entre le premier ORS et le 1 ORAS et d'environ 10 dB entre le deuxième ORS et le 2 ORAS. Cette caractéristique est également confirmée avec l'étude de l'évolution spectrale du supercontinuum en fonction de la puissance réalisée précédemment dans la partie 4.2.2, comme nous pouvons le voir sur les spectres de la figure 4.6 (a).

La différence observée entre les spectres expérimentaux de la figure 4.12 et le résultat numérique correspondant de la figure 4.14 peut être due aux pertes non linéaires au niveau de la transition 1 qui ne sont pas prises en compte dans notre modèle numérique. Ces pertes peuvent provenir des modes à fuites générés dans la transition 1 (même si la transition est adiabatique) comme nous allons discuter dans l'annexe B sur la

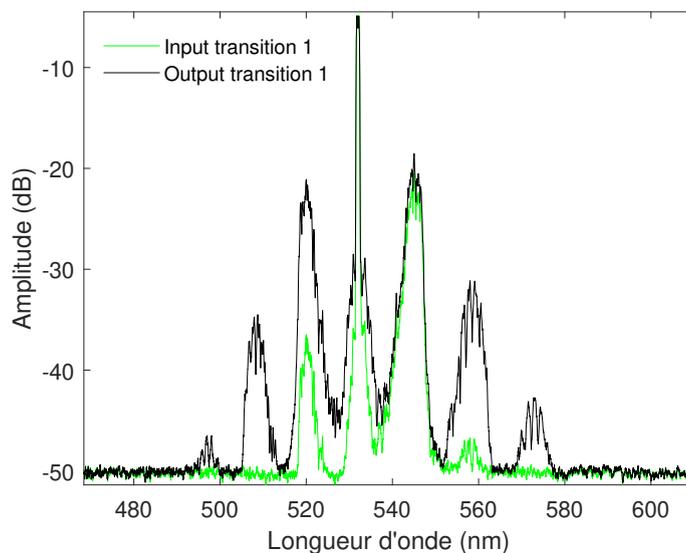


FIGURE 4.14 – Résultat numérique de l'évolution spectrale le long de la transition 1 de la fibre SM450-NF avec une crête en entrée de 1200 W. Les spectres vert et noir représentent respectivement les spectres obtenus en entrée et en sortie de la transition 1.

dégradation du supercontinuum. Par conséquent, ces pertes peuvent atténuer l'amplification spectrale côté anti-Stokes résultante du processus FWM. Notez que même si les deux spectres numériques (figure 4.14) ne sont pas en accord quantitatif avec les deux spectres expérimentaux correspondants de la figure 4.12, notre étude numérique confirme bien l'effet de la transition 1 sur la génération des composantes spectrales coté anti-Stokes du spectre. Les spectres numériques montrent également une amplification importante des ordres Raman coté Stokes à partir du deuxième ordre Raman et sans changement significatif de l'intensité du premier ordre (saturation des effets non linéaire). Cet effet est observé également sur notre spectre expérimental (spectre noir de la figure 4.12).

4.2.2.5/ ÉTUDE DE LA RÉGION SUBMICROMÉTRIQUE DE LA NANOFIBRE

Observation expérimentale

Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution spectrale obtenue le long de la région submicrométrique de la nanofibre (de diamètre $D = 690$ nm et de longueur $L_{ONF} = 2$ cm). Les résultats expérimentaux sont montrés sur la figure 4.15. Sur cette figure, le spectre noir (spectre numéro 3 de la figure 4.7) et le spectre rouge (spectre numéro 4 de la figure 4.7) représentent respectivement les spectres de la diffusion Rayleigh obtenus en entrée et en sortie de la nanofibre. Le spectre noir correspond à celui montré dans la figure 4.12. Notez que le niveau du signal observé dans les deux spectres (3 et 4) vers les grandes longueurs d'ondes est lié au signal parasite collecté par le détecteur.

Tout d'abord, le spectre rouge mesuré en sortie de la nanofibre présente une amplification globale des deux cotés Stokes et anti-Stokes par rapport au spectre noir mesuré

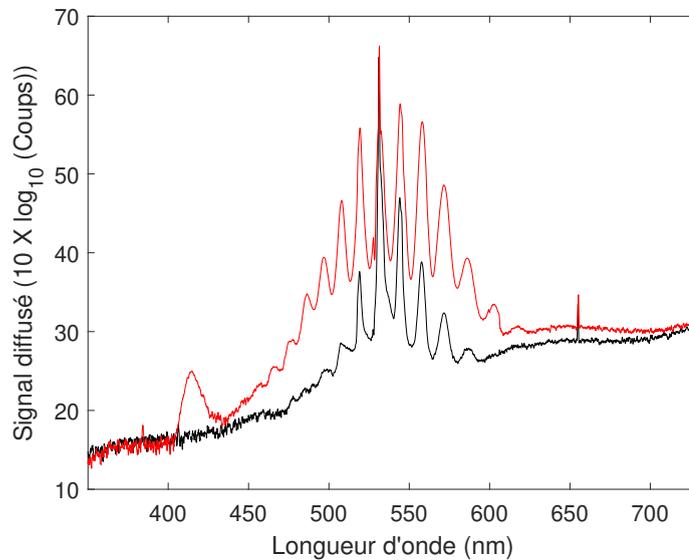


FIGURE 4.15 – Évolution spectrale mesurée avec notre système d'imagerie le long de la nanofibre ($D = 690$ nm, $L_{ONF} = 20$ mm). Les spectres rouge et noir représentent les spectres obtenus respectivement en entrée et en sortie de la nanofibre.

en entrée de la nanofibre. En effet, en raison de la forte non-linéarité de la nanofibre, les différents ordres Raman coté Stokes et anti-Stokes en entrée de la fibre (spectre noir) sont progressivement amplifiés et élargis avec la distance de propagation, puis se recouvrent spectralement pour former un continuum en sortie de la nanofibre (spectre rouge). Néanmoins, nous pouvons remarquer que l'étendue spectrale coté anti-Stokes est plus remarquable que du côté Stokes, avec la présence de plus d'ordres Raman anti-Stokes (environ sept ordres) que d'ordres Stokes (six ordres), ce qui induit une asymétrie dans le spectre en sortie de la nanofibre. Cette observation est également confirmée avec les spectres OSA obtenus en sortie de la fibre SM450-NF (voir figure 4.6 (b)).

D'autre part, le spectre rouge en sortie de la nanofibre montre la présence d'une bande spectrale intense située dans l'UV et centrée à une longueur d'onde d'environ 415 nm. L'apparition de cette bande large côté anti-Stokes ne peut être attribuée à un effet d'instabilité de modulation ou de mélange à quatre ondes en raison de la non-symétrie spectrale par rapport à la fréquence de la pompe ($f_p = 2\pi c/\lambda_p$). L'apparition de cette bande spectrale est attribuée au processus de génération de l'onde dispersive (voir chapitre 1) comme nous allons le vérifier par la suite dans notre étude numérique.

Afin d'apporter une meilleure compréhension de la dynamique de génération du supercontinuum et vérifier l'origine de la bande spectrale observée dans l'UV, nous avons étudié numériquement l'évolution spectrale avec l'ENLS simplifiée (équation 1.62), et les résultats numériques sont présentés dans la partie suivante.

Étude numérique la région submicrométrique de la nanofibre

Il est possible de prédire l'existence de l'onde dispersive en analysant la courbe de dispersion de la vitesse de groupe. La figure 4.16 montre l'évolution du coefficient de dispersion de vitesse de groupe β_2 (GVD) en fonction de la longueur d'onde, calculé au niveau de la nanofibre ($D = 690$ nm). Le calcul est obtenu par simulation numérique par la méthode

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

des éléments finis (COMSOL Multiphysics). Ce résultat montre que la nanofibre présente deux ZDWs à $\lambda_{01} = 488 \text{ nm}$ et $\lambda_{02} = 842 \text{ nm}$. Étant donné que le pompage laser de la fibre SM450-NF est réalisé à une longueur d'onde de 532 nm (trait vert vertical) qui est plus proche de λ_{01} que de λ_{02} , cela se traduit par l'émission d'une seule onde dispersive par les solitons perturbés émise du côté anti-Stokes de cette ZDW.

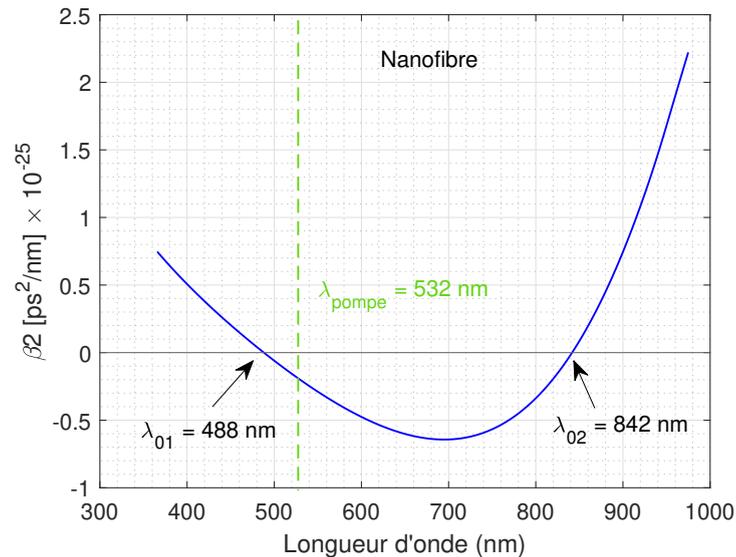


FIGURE 4.16 – Évolution du coefficient de dispersion de vitesse de groupe β_2 en fonction de la longueur d'onde calculée au niveau de la nanofibre ($D = 690 \text{ nm}$). Le trait vert en pointillé indique la position spectrale de la pompe ($\lambda_{pompe} = 532 \text{ nm}$).

Pour prédire numériquement la position de l'onde dispersive, nous allons utiliser l'équation d'accord de phase (expression 1.65 du chapitre 1). Pour ce calcul, nous avons besoin de la constante de propagation $\beta(\omega_{soliton})$ et de la puissance P_c des solitons. Dans notre cas, nous allons supposer que les solitons (ou ondes de respiration) perturbés se propagent avec la même pulsation ω_0 que la pompe ($\omega_{soliton} = \omega_0$). Cette hypothèse est justifiée par le fait que l'auto-décalage Raman des solitons est très faible pour les impulsions laser de durée $\tau = 36 \text{ ps}$. À partir de l'équation d'accord de phase 1.65, il est clair que la position spectrale de l'onde dispersive est sensible à la dispersion de la nanofibre, mais aussi à la puissance crête des solitons perturbés et au diamètre de la nanofibre. L'estimation de la puissance crête des solitons dans la nanofibre est difficile en raison de la complexité du système étudié. Pour cela, nous avons choisi la puissance crête $P_{c,1} = 340 \text{ W}$ mesurée expérimentalement pour l'impulsion pompe incidente, ainsi que $P_{c,2} = 10 \times P_{c,1} = 3400 \text{ W}$, puissance estimée numériquement. Cette valeur représente la valeur moyenne des puissances maximales des solitons générés au cours de la propagation dans la nanofibre. D'autre part, les mesures MEB du profil de la fibre de (Fig. 1.9) montrent que l'incertitude sur la mesure de diamètre de la nanofibre est d'environ $\delta D = 12 \text{ nm}$. C'est pour cette raison que nous avons montré sur la figure 4.17 (b) trois représentations graphiques de l'équation d'accord de phase aux différentes puissances crêtes $P_{c,1}$ et $P_{c,2}$, et pour différents diamètres de la nanofibre ($D_1 = 690 \text{ nm}$ et $D_2 = 690 + \delta D = 702 \text{ nm}$).

La figure 4.17 (a) montre le spectre du supercontinuum mesuré en sortie de la nanofibre avec notre système (identique spectre rouge de la figure 4.15) et la figure 4.17 (b) montre

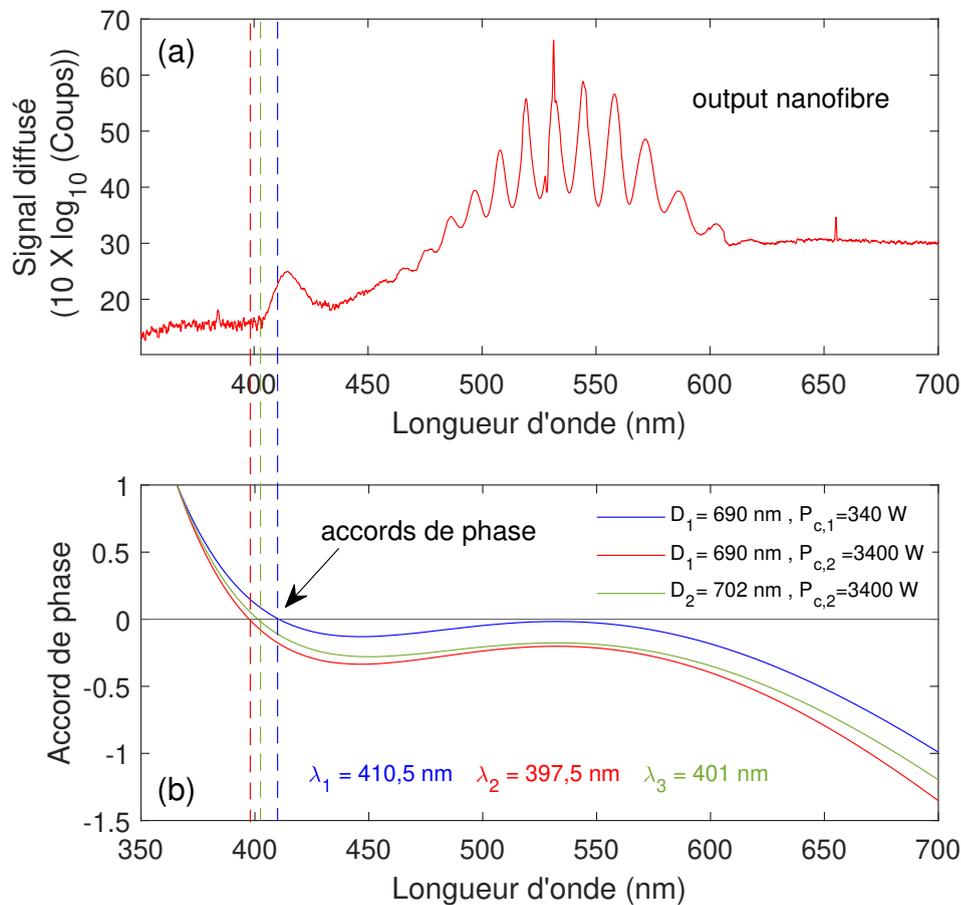


FIGURE 4.17 – Position spectrale de l'onde dispersive : (a) le spectre expérimental de la diffusion Rayleigh obtenu en sortie de la nanofibre et (b) des représentations graphiques de l'équation d'accord de phase 1.65 de l'onde dispersive à différents diamètres et à différentes puissances crêtes. Les traits colorés montrent les accords de phase obtenus.

les trois représentations graphiques de l'équation d'accord de phase pour les différents paramètres, comme expliqué ci-après. Noter que chacune des courbes est normalisée par rapport à sa valeur maximale. Plus précisément, les deux courbes bleue et rouge sont obtenues pour un même diamètre de $D_1 = 690$ nm mais à différentes puissances crêtes respectivement de $P_{c,1} = 340$ W et de $P_{c,2} = 3400$ W. D'après ce résultat, nous remarquons que les deux courbes montrent chacune un seul accord de phase à une longueur d'onde de $\lambda_1 = 410,5$ nm à $P_{c,1}$ et de $\lambda_2 = 397,5$ nm à $P_{c,2}$. Ces deux positions spectrales (λ_1 et λ_2) sont en bon accord avec la position spectrale de l'onde dispersive ($\lambda = 414$ nm) observée sur le spectre expérimental de la figure 4.17 (a) et en bon accord avec le spectre expérimental mesuré en sortie de la fibre avec l'OSA (spectre bleue de la figure 4.18). D'autre part, la comparaison entre ces deux courbes montre que lorsqu'on multiplie la puissance crête par un facteur $\times 10$, l'onde dispersive se décale spectralement vers le bleu d'une valeur de $\Delta\lambda = 13$ nm.

Par ailleurs, la position spectrale $\lambda_3 = 401$ nm de l'onde dispersive obtenue avec la courbe verte (à $P_{c,2}$ et pour un diamètre de $D_2 = 702$ nm) est en bon accord avec la position

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

expérimentale observée sur le spectre rouge de la figure 4.17 (a). En comparant cette courbe avec la courbe rouge obtenue à la même puissance crête $P_{c,2}$ mais un diamètre $D_1 = 690$ nm, nous pouvons remarquer qu'une incertitude sur le diamètre de la nanofibre de $\delta D = 12$ nm correspond à un faible décalage spectral de l'onde dispersive de $\delta \lambda = 3,5$ nm.

Ces résultats numériques confirment que la bande spectrale située du côté anti-Stokes du spectre en sortie de la nanofibre (figure 4.17) correspond à une onde dispersive. Par ailleurs, ces calculs indiquent que la position spectrale de l'onde dispersive est peu affectée par les variations de la puissance des solitons et du diamètre de la nanofibre. De plus, lorsque la puissance crête du soliton augmente (pour un diamètre constant), ou bien lorsque le diamètre diminue (à puissance crête constante), on remarque que la longueur d'onde d'accord de phase (et donc l'onde dispersive) se décale vers l'UV. Cette dépendance vis-à-vis du diamètre peut être exploitée en tant que méthode pour estimer le diamètre de la nanofibre.

4.2.2.6/ ÉTUDE DE LA TRANSITION 2

Observation expérimentale

La figure 4.18 montre une comparaison entre le spectre numéro 4 (en rouge) obtenu avec notre système d'imagerie en sortie de la nanofibre et le spectre numéro 5 (en bleu) obtenu avec l'OSA en sortie de la fibre SM450-NF.

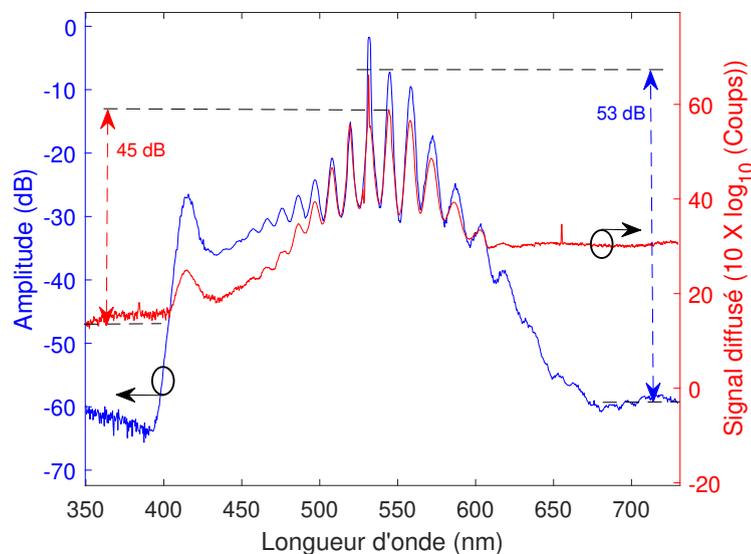


FIGURE 4.18 – Évolution spectrale mesurée le long de la transition 2 du guide. Les spectres rouge et bleu représentent respectivement le spectre expérimental obtenu avec notre système d'imagerie en sortie de la nanofibre et le spectre expérimental obtenu avec l'OSA en sortie de la fibre SM450-NF.

Les résultats expérimentaux montrent une similitude entre le spectre rouge obtenu en sortie de la nanofibre avec notre technique d'imagerie et le spectre bleu obtenu avec l'OSA en sortie de la fibre SM450-NF, mais avec de faibles différences. En effet, les caractéristiques du supercontinuum observées en sortie de la fibre SM450-NF sont déjà

présentes en sortie de la région submicrométrique de la fibre SM450-NF. Ce résultat met en évidence le rôle essentiel de la transition 1 et de la nanofibre dans le développement des caractéristiques de supercontinuum en sortie de la fibre affiliée. Les différences observées correspondent à l'amplification du côté anti-Stokes de l'onde dispersive, l'amplification des pics Raman (des deux coté du spectre) et la différence entre les niveaux du signal vers les courtes et les grandes longueurs d'ondes. Ces différences peuvent être évidemment attribuées à la différence des sensibilités et les dynamiques des mesures entre notre système (45 dB) et l'OSA (53 dB), mais éventuellement à une contribution de la transition 2 sur le développement du spectre final en sortie de la fibre SM450-NF.

Afin de confirmer cette hypothèse, et étudier l'effet de la transition 2 sur l'évolution spectrale du supercontinuum, nous avons réalisé une étude numérique avec l'ENLS simplifiée (équation 1.62) et le résultat est présenté dans la partie suivante.

Étude numérique de la transition 2

La figure 4.19, montre une comparaison entre le spectre numérique obtenu en sortie de la nanofibre (rouge) et le spectre numérique obtenu en sortie de la transition 2 (bleu). Tout d'abord, d'un point de vue global, nous pouvons remarquer que le spectre bleu obtenu en sortie de la fibre SM450-NF est en bon accord qualitatif avec le spectre expérimental mesuré avec l'OSA (spectre bleu de la figure 4.18). Cette observation confirme à nouveau l'exactitude de notre modèle numérique de la propagation avec l'ENLS simplifiée (équation 1.62). Notons que la position spectrale de l'onde dispersive observée sur le spectre numérique en sortie de la transition 2 est légèrement décalée d'environ 12 nm par rapport à la position spectrale observée sur le spectre expérimental de l'OSA (spectre bleu, figure 4.18) en sortie de la fibre et le spectre de la diffusion Rayleigh mesuré avec notre système en sortie de la nanofibre (spectre rouge figure 4.17). En effet, comme nous avons expliqué précédemment, la position de l'onde dispersive dépend de la puissance crête des solitons et du diamètre de la nanofibre qui dépend aussi de la puissance crête de l'impulsion initiale. Ce décalage spectral peut être alors attribué à la différence de la puissance crête entre les mesures expérimentales et les simulations numériques, et peut-être liée également à l'incertitude sur le diamètre de la nanofibre.

D'autre part, le spectre numérique en sortie de la transition 2 montre une faible amplification du supercontinuum des deux cotés Stokes et anti-Stokes par rapport au spectre numérique obtenu en sortie de nanofibre (rouge). De plus, ce spectre montre une légère augmentation continue du signal vers les grandes longueurs d'onde au-delà d'environ 710 nm qui est également observée sur le spectre OSA (spectre bleu, figure 4.18). également. Ces résultats numériques confirment notre hypothèse que les différences observées entre les spectres expérimentaux de la figure 4.18 sont liées à une contribution faible de la transition 2 sur la génération du supercontinuum. Cette contribution reste bien évidemment faible, voir négligeable, par rapport à la contribution de la transition 1 où la non-linéarité de la fibre croît fortement avec la propagation de l'impulsion optique jusqu'à atteindre la région de la nanofibre avec une dispersion décroissante et négative en fin de transition 1. Cette contribution entraîne des effets plus prononcés sur la dynamique ultérieure de la génération du supercontinuum par comparaison à l'effet de la transition 2 ou la non-linéarité de la transition décroît avec la distance comme l'aire effective du mode augmente progressivement (voir figure 1.4 du chapitre 1) et la dispersion croît et redevient positive. Il est également à noter que ces différences observées dans

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

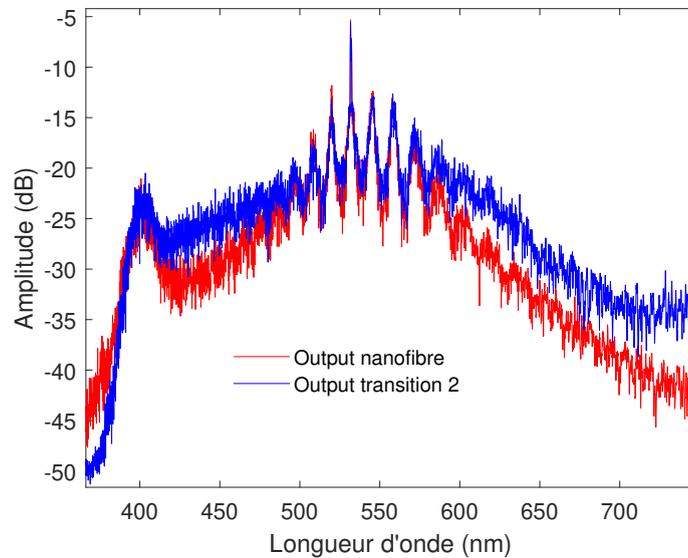


FIGURE 4.19 – Comparaison des spectres numériques obtenus avec l'ENLS en sortie de la nanofibre (rouge) et en sortie de la transition 2 (bleu).

la figure 4.18 entre le spectre expérimental mesuré avec notre système en sortie de la nanofibre (spectre rouge) et le spectre OSA sont peut-être liées à la différence des deux systèmes de mesure, notre système d'imagerie et l'OSA.

4.2.2.7/ ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION LONGITUDINALE DE L'ONDE DISPERSIVE

Pour une faible puissance crête ($P_c = 122$ W), nous avons montré dans la première partie de ce chapitre que l'évolution du spectre initial des impulsions injectées conduit à la génération d'une cascade Raman en sortie de la fibre SM450-NF dont l'évolution longitudinale le long de la nanofibre a été étudiée avec notre système d'imagerie. En augmentant la puissance crête, nous avons montré dans la deuxième partie que la cascade Raman se développe pour donner naissance à un supercontinuum en sortie de la nanofibre avec la génération d'une onde dispersive coté anti-Stokes.

Après avoir caractérisé le mécanisme de génération du supercontinuum et la contribution de chacune des zones de la fibre effilée, nous allons nous intéresser dans cette partie à l'étude de l'évolution longitudinale de l'onde dispersive le long de la région sub-micrométrique de la fibre effilée. Pour cela, nous avons augmenté la puissance crête (de 340 W à 515 W) afin d'augmenter le signal diffusé dans l'UV au niveau de l'onde dispersive. En outre, pour améliorer le rapport SNR, nous avons augmenté également le temps d'exposition du détecteur du spectromètre qui est fixé pour cette étude à 3 min par spectre.

La figure 4.20 montre les résultats expérimentaux obtenus pour cette étude. Plus précisément, elle montre les différents spectres mesurés le long de la nanofibre (spectre $/2$ mm). Noter que chaque spectre représente le " $10 \times \log_{10}$ " du signal diffusé et les différents spectres sont présentés sur la figure 4.20 avec 2 dB d'écart entre deux spectres successifs pour la clarté. De plus, l'évolution des spectres du bas vers le haut dans la figure représente exactement l'évolution des spectres avec la distance de la propagation

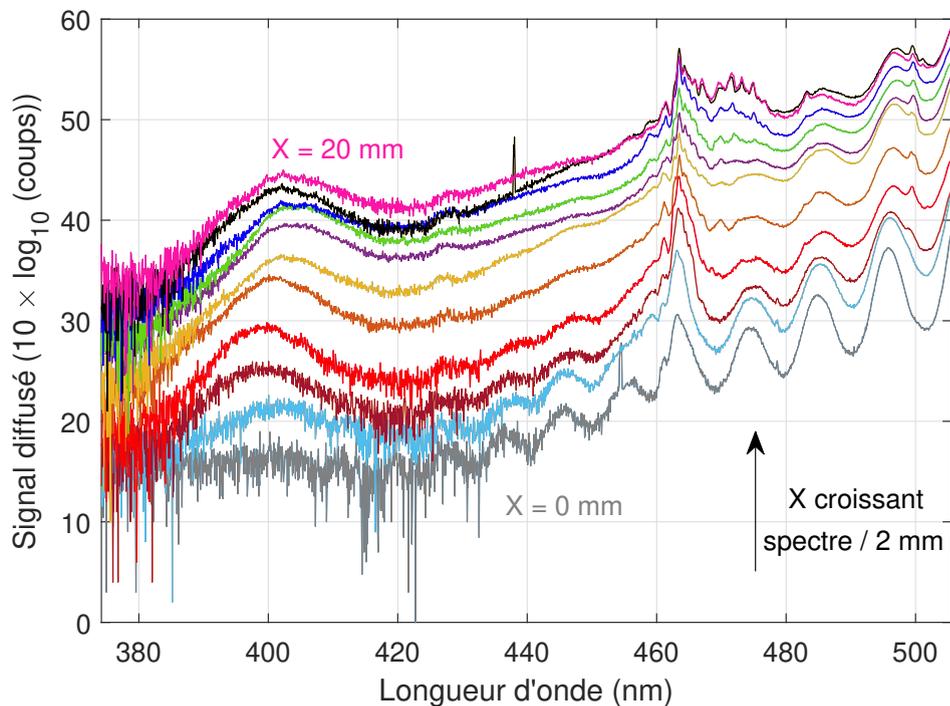


FIGURE 4.20 – Étude de l'évolution longitudinale de l'onde dispersive le long de la nanofibre (20 mm) avec notre système d'imagerie. Les spectres sont présentés en unités arbitraires avec un écart de 2 dB entre deux spectres successifs (spectre tous les 2 mm).

X le long de la nanofibre comme montré avec la flèche noir sur la figure. À partir de cette figure, on peut commencer à observer l'onde dispersive à partir de $X = 2$ mm de la distance de propagation dans la nanofibre avec une amplitude qui s'amplifie le long de la propagation. Toutefois, nous pouvons remarquer que l'amplitude de l'onde dispersive baisse au-delà de $X = 16$ mm. Cette observation s'explique par une dégradation du supercontinuum observée sur les mesures simultanées obtenues avec l'OSA, comme le montre la figure 4.21 (a). En effet, cette figure montre une cartographie 2D de l'évolution en fonction du temps du spectre de l'onde dispersive en sortie de la fibre SM450-NF. Cette cartographie montre que l'amplitude de l'onde dispersive varie au cours du temps. À nouveau, ces deux observations cohérentes entre les spectres OSA et les spectres de diffusion Rayleigh montrent que les intensités des signaux détectés par notre technique correspondent à l'évolution réelle temporelle du champ en propagation dans la nanofibre.

niveau D'autre part, à partir de la figure 4.20, nous pouvons remarquer clairement que les ordres Raman en entrée de la fibre ($X = 0$ mm) s'amplifient avec la distance de propagation et se chevauchent (lissage du spectre) pour former le supercontinuum (dans l'UV ici) en sortie de la nanofibre ($X = 20$ mm) comme nous avons expliqué précédemment. En outre, on commence à observer la génération de différents pics spectraux secondaires à partir de $X = 6$ mm (spectre rouge) qui apparaissent sur les deux pics Raman à $\lambda = 463,4$ nm et $\lambda = 474,3$ nm. Le nombre de ces pics augmente aussi avec la distance le long de la nanofibre. Nous supposons que ces pics sont générés par des couplages du mode fondamental avec les modes d'ordre élevé propagés dans la nanofibre (TM01, TE01, HE21) par des mélanges à quatre ondes intermodaux. D'autre part, le spectre OSA de la figure 4.21 (b) montre l'absence de ces pics secondaires en sortie

4.2. MESURES DISTRIBUÉES DE LA GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM LE LONG D'UNE NANOFIBRE

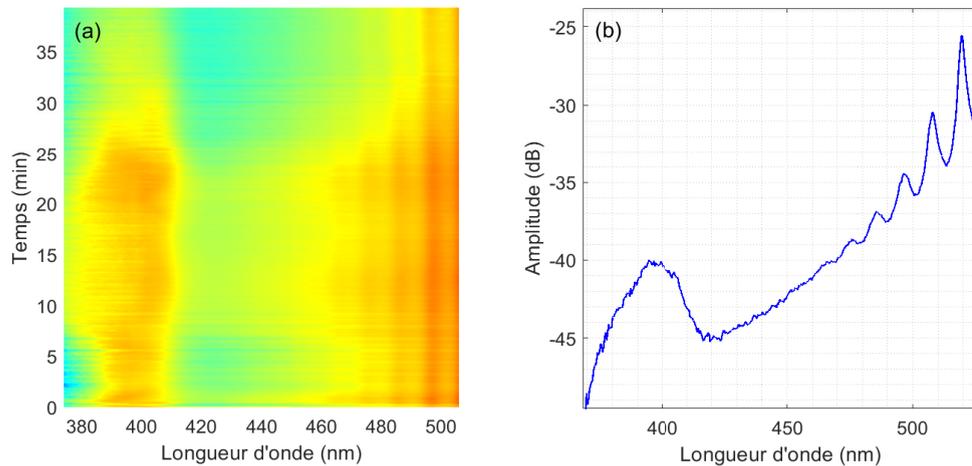


FIGURE 4.21 – Évolution spectrale mesurée en sortie de la fibre SM450-NF avec l'OSA. (a) Cartographie 2D, et (b) le dernier spectre mesuré avec l'OSA.

de la fibre SM450-NF. Ceci s'expliquerait par le fait que la fibre standard SM450 après la transition 2 ne supporte que le mode fondamental et donc que les modes d'ordre élevé sont filtrés en sortie de la transition 2. Cet argument confirmerait que la génération des pics secondaires dans le spectre est liée à des modes d'ordre élevé générés par le processus de mélange à quatre ondes intermodal uniquement dans la nanofibre. Cette observation nécessite néanmoins une étude complète (numérique et expérimentale) pour évaluer avec précision l'effet des modes d'ordre élevé sur l'évolution spectrale du supercontinuum. Cette étude n'entre pas dans le cadre de ce travail de thèse.

Il est néanmoins important de noter que ces dernières mesures montrent toute l'importance et la pertinence de la méthode expérimentale développée lors de cette thèse. En effet, notre dispositif expérimental de mesures distribuées permet d'observer des phénomènes physiques qui ne peuvent être appréciés lors de mesures classiques en sortie de fibre.

CONCLUSION GÉNÉRALE DE LA THÈSE, LIMITES DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DÉVELOPPÉ ET PERSPECTIVES DE LA TECHNIQUE

Conclusion générale de la thèse

Ce travail de thèse a permis le développement d'une technique innovante non-destructive et non invasive avec une haute résolution spectrale et spatiale pour l'imagerie spectrale distribuée le long de composantes photoniques en fonctionnement nominal. Comme première démonstration, la technique a été testée avec succès en régime linéaire et non linéaire sur des nanofibres optiques de taille submicrométrique et de longueur centimétrique. Ces travaux ont été réalisés au département d'optique de l'institut FEMTO-ST (UMR 6174 CNRS) au sein de l'équipe Optique Non Linéaire (ONL), sous la direction de Gil Fanjoux et la co-direction de Samuel Margueron, et ont été financés en grande partie par l'EUR EIPHI. Durant ma thèse, j'ai profité également d'un partenariat entre l'équipe ONL de notre institut, le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique de Paris et le groupe Thales Research & Technology (TRT) dans le cadre du projet FUNFILM de l'agence nationale de la recherche (ANR).

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous avons abordé les concepts théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes optiques linéaires et non linéaires étudiés par la suite dans la partie expérimentale. Nous avons également présenté le banc optique utilisé pour la fabrication de nos nanofibres optiques ainsi que le profil des fibres effilées étudiées dans ce travail. Dans le chapitre 2, nous avons exposé le dispositif expérimental de la technique développée. Pour les fibres optiques effilées, nous avons décrit en détail la procédure de détermination de la trajectoire de la fibre et présenté les deux configurations en régime linéaire et non linéaire. Par ailleurs, nous avons mesuré la résolution spatiale et spectrale de notre technique. Nous avons ainsi démontré que notre méthode permet une résolution spatiale de l'ordre du micron grâce au microscope confocal, ainsi qu'une résolution spectrale inférieure à 0,2 nm, obtenue grâce au réseau de diffraction du spectromètre (300 traits/mm). Noter que la résolution spectrale du système peut être améliorée avec l'utilisation du réseau de diffraction de 1500 trait/mm ou de 2500 traits/mm, mais pour des étendues spectrales limitées. Ces performances offrent la possibilité d'une caractérisation précise des propriétés optiques le long de composantes photoniques de taille submicrométrique et de longueur centimétrique ou millimétrique.

Afin de prouver la faisabilité de notre technique en régime linéaire, nous avons étudié dans le chapitre 3 des fibres effilées de diamètres submicrométriques et de longueurs centimétriques dans la gamme des longueurs d'onde visible à $\lambda = 652$ nm. Nous avons ainsi testé deux types de fibres : une fibre monomode visible SM450-NF et une fibre multimode visible SMFG652D-NF, en analysant la lumière diffusée par diffusion Rayleigh

du champ propagé dans chacune des fibres. Plus précisément, pour la fibre monomode SM450-NF, le profil de la diffusion Rayleigh mesuré à $\lambda = 652$ nm est en bon accord avec celui mesuré avec la technique de l'état de l'art pour la fibre SMFG652D-NF à 1566 nm. Les caractéristiques observées pour ces deux fibres effilées sont en bon accord avec nos prédictions numériques et avec le profil de rétrodiffusion obtenu par Lai et *al.* [5]. Ce résultat confirme alors la pertinence de notre technique pour l'imagerie distribuée le long d'une fibre effilée. Par ailleurs, notre système d'imagerie nous a permis d'estimer les pertes totales de la propagation induites par la fibre SM450-NF totale, ainsi que la localisation des pertes induites par la propagation de la lumière dans la région submicrométrique (nanofibre) de la fibre effilée. De plus, les mesures ont permis de localiser les défauts ou les fissures identifiables grâce aux points de diffusion intenses présents sur la surface de la fibre. L'analyse de l'évolution spatiale du champ guidé en 2D nous a permis d'estimer le diamètre de changement de guidage du mode fondamental et la vérification de l'adiabaticité de la transition d'entrée de la fibre. Il est important de noter que cette information (en 2D) ne peut pas être vue avec le système OBR qui est limité à une mesure en une seule dimension (1D) de la lumière rétro-diffusée le long de la fibre.

Pour la fibre multimode SMFG652D-NF nous avons comparé le profil de diffusion Rayleigh à $\lambda = 652$ nm avec le résultat obtenu avec le système OBR à 1566 nm. Nous avons alors obtenu un bon accord global mais avec quelques différences qui résultent de l'aspect multimodal de la fibre à la longueur d'onde étudiée. Nous avons alors identifié la présence de modes de pertes qui ne sont plus guidés par la transition d'entrée de la fibre après avoir atteint leur diamètre de coupure. De la même façon, nous avons identifié des modes d'ordres élevés conservés tout le long de la fibre, ce que nous avons pu observer grâce à leurs caractéristiques de diffusion. En effet, les modes d'ordres élevés de perte rayonnant à l'extérieur de la fibre sont caractérisés par un signal de diffusion brouillé par une forte augmentation du niveau de la diffusion Rayleigh au niveau de l'interface gain-air le long de la transition d'entrée de la fibre effilée. Par ailleurs, les modes guidés le long de la fibre présentent une diminution du signal de diffusion (creux d'intensité) en entrée de la transition 1 et en sortie de la transition 2, aux mêmes diamètres de la fibre, qui sont associés aux changements de guidage respectifs de ces différents modes. La cartographie 2D-XY de la diffusion Rayleigh du champ guidé le long de la transition 1 de la fibre nous a fourni un moyen pratique pour confirmer la non-adiabaticité de la transition d'entrée de la fibre effilée pour les modes d'ordres élevés de pertes.

Après avoir validé notre méthode en régime linéaire, nous avons utilisé notre technique en régime non linéaire, objectif initial de ce travail. Pour ce faire, nous avons évalué le couplage entre l'analyse spatiale et spectrale en mesurant le processus de cascade Raman le long de la région submicrométrique de la fibre effilée SMFG652D-NF en régime impulsionnel sub-nanoseconde (à 500 ps) et en mesurant la génération du supercontinuum optique le long de la fibre SM450-NF en régime impulsionnel picoseconde (à 36 ps).

En étudiant la cascade Raman avec notre système d'imagerie, nous avons pu démontrer pour la première fois, en régime non linéaire, l'observation directe de la génération de nouvelles composantes spectrales le long d'une nanofibre optique de longueur centimétrique. Nous avons ainsi caractérisé et calculé le gain Raman des différents pics Raman côté Stokes et anti-Stokes générés le long de la nanofibre. En comparant ces résultats avec les prédictions théoriques pour l'évolution du premier ordre Raman, nous avons obtenu un accord satisfaisant. De plus, l'évolution des intensités des différents pics Raman a permis d'identifier un processus de double pompage dans la génération de la cascade. Toutefois, une étude numérique plus approfondie sera nécessaire pour

compléter cette étude.

Nous avons étudié l'évolution spectrale du supercontinuum le long de la fibre SM450-NF en utilisant notre système d'imagerie. Nous avons pu identifier la contribution de chaque zone de la fibre, notamment la partie non étirée, la nanofibre, ainsi que les deux transitions 1 et 2. Nous avons montré que la transition 1 est importante pour le développement quasi-symétrique du spectre en sortie de la transition, avec la génération de pics Raman côté anti-Stokes qui ne peuvent pas être observés dans une fibre standard à dispersion constante. Nous avons également montré l'importance de la nanofibre pour l'amplification du spectre et la génération de l'onde dispersive. Toutefois, nous avons constaté que la transition de sortie a peu d'effet sur l'évolution du supercontinuum. Les spectres mesurés avec notre système sont en accord qualitatif avec les spectres numériques obtenus à partir de l'équation non linéaire de Schrödinger. Nous avons ainsi pu obtenir un spectre en sortie de la fibre SM450-NF en bon accord qualitatif avec le spectre OSA mesuré en sortie du guide.

En étudiant le côté anti-Stokes du spectre, nous avons observé l'évolution longitudinale de l'onde dispersive et nous avons confirmé sa génération dans la nanofibre. De plus nous avons identifié des pics secondaires sur les spectres mesurés qui sont absents sur le spectre OSA en sortie de fibre, indiquant qu'ils peuvent être générés par des couplages intermodaux dans la nanofibre. Nous supposons qu'une étude numérique plus approfondie prenant en compte l'aspect multimodal de la nanofibre pourrait montrer un accord quantitatif avec les résultats expérimentaux.

Limites du dispositif expérimental développé et perspectives de la technique

La technique développée dans ce travail présente un grand intérêt dans le domaine de la métrologie optique car elle a permis d'observer pour la première fois l'évolution spectrale le long d'une nanofibre optique de longueur millimétrique ou centimétrique avec une résolution spatiale micrométrique. De plus, les mesures sont non destructives et non invasives, ce qui est un avantage par rapport aux techniques basées sur l'imagerie en champ proche (SNOM [7], technique de contact [9], etc.). Cependant, à l'heure actuelle, cette méthode est plus efficace dans la plage des longueurs d'onde visibles, où la diffusion Rayleigh est importante et où les optiques utilisées pour la détection sont plus adaptées. Pour étudier un composant photonique fonctionnant dans le domaine des longueurs d'onde de télécommunication, il est nécessaire d'utiliser des optiques adaptées à cette gamme pour la détection. De plus, la diffusion Rayleigh diminue d'un facteur d'environ 16 pour la longueur d'onde utilisée en télécommunication de 1550 nm par rapport à la diffusion observée à la longueur d'onde limite étudiée dans ce travail de thèse, qui est de l'ordre de 750 nm. Cela impose une limite supplémentaire à la détection d'un signal faible, en particulier dans le régime non linéaire, où l'intensité diffusée des composants générés diminue encore une fois par rapport à la diffusion Rayleigh de la pompe.

D'autre part, dans la gamme des longueurs d'onde visibles, la caractérisation est plus efficace pour des composants photoniques qui présente un niveau de diffusion Rayleigh important en régime linéaire et non linéaire de la propagation. C'est la raison pour laquelle nous avons restreint notre étude à l'analyse des fibres effilées présentant une forte diffusion au niveau de la nanofibre dans cette gamme de longueurs d'onde, et aussi grâce à la richesse des effets non linéaire qu'elle présente sur de courtes distances de propagation. L'étude des guides PPLN est aussi rendue possible grâce à l'intensité du

champ guidé en régime non linéaire qui croît exponentiellement avec la distance le long du guide, ce qui se traduit par un niveau de diffusion suffisant pour être détecté avec notre système d'imagerie.

Une solution alternative que nous pouvons envisager pour dépasser les limites actuelles de détection des niveaux de signal faible avec cette technique est l'utilisation d'un système de détection EMCCD ou d'un système de détection synchrone. Ces systèmes permettent de détecter des niveaux de diffusion plus faibles que ceux actuellement détectables avec notre détecteur CCD.

Avec la configuration actuelle du système d'imagerie, une possibilité intéressante consiste à réaliser l'imagerie 1D spectrale suivant l'axe horizontal y du détecteur CCD et spatiale suivant l'axe vertical x du détecteur en utilisant la composante transverse non dispersée du système (voir figure 2.8). permettant ainsi une acquisition plus rapide que l'approche point par point. Par ailleurs, il serait intéressant de caractériser les effets thermiques dans les guides optiques, tels que l'échauffement d'un composant en fonctionnement, en utilisant la thermométrie Raman pour cartographier le spectre Raman spontané le long d'un guide d'onde en fonctionnement. En effet, la différence d'amplitude entre les ordres Stokes et anti-Stokes dépend de la température, ce qui permettrait de fournir une évaluation précise des variations thermiques dans le guide optique en fonctionnement nominal.

Par ailleurs, il est intéressant d'examiner le signal détecté en fonction de la polarisation de l'onde incidente, ainsi que d'étudier la polarisation de l'onde diffusée, ce qui pourrait potentiellement améliorer le niveau du signal détecté.

En termes d'applications, dans ce travail, nous nous sommes limités à des fibres optiques effilées et des guides PPLN. Cependant, il est également intéressant d'utiliser ce système pour caractériser d'autres effets non linéaires et d'autres composants en régime linéaire et non linéaire, tels que des coupleurs, des guides en nitrure de silicium pour la génération du supercontinuum, ou encore des systèmes de photonique intégrée.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BRAMBILLA, G. **Optical fibre nanowires and microwires : a review.** *Journal of Optics* 12, 4 (2010), 043001.
- [2] BILLET, C., DUDLEY, J. M., JOLY, N., AND KNIGHT, J. **Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm.** *Optics Express* 13, 9 (2005), 3236–3241.
- [3] SOLLER, B. J., GIFFORD, D. K., WOLFE, M. S., AND FROGGATT, M. E. **High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies.** *Optics express* 13, 2 (2005), 666–674.
- [4] HORIGUCHI, T., KURASHIMA, T., AND TATEDA, M. **Tensile strain dependence of brillouin frequency shift in silica optical fibers.** *IEEE Photonics Technology Letters* 1, 5 (1989), 107–108.
- [5] LAI, Y.-H., YANG, K. Y., SUH, M.-G., AND VAHALA, K. J. **Fiber taper characterization by optical backscattering reflectometry.** *Optics Express* 25, 19 (2017), 22312–22327.
- [6] HONTINFINDE, R., COULIBALY, S., MEGRET, P., TAKI, M., AND WUILPART, M. **Nondestructive distributed measurement of supercontinuum generation along highly nonlinear optical fibers.** *Optics letters* 42, 9 (2017), 1716–1719.
- [7] COILLET, A., MEISTERHANS, M., JAGER, J.-B., PETIT, M., DORY, J.-B., NOÉ, P., GRELU, P., AND CLUZEL, B. **Near-field imaging of octave-spanning supercontinua generation in silicon nitride waveguides (conference presentation).** In *Nanophotonics VII* (2018), vol. 10672, SPIE, p. 106720L.
- [8] LALOUAT, L., CLUZEL, B., VELHA, P., PICARD, E., PEYRADE, D., HUGONIN, J.-P., LALANNE, P., HADJI, E., AND DE FORNEL, F. **Near-field interactions between a subwavelength tip and a small-volume photonic-crystal nanocavity.** *Physical Review B* 76, 4 (2007), 041102.
- [9] FATEMI, F. K., HOFFMAN, J. E., SOLANO, P., FENTON, E. F., BEADIE, G., ROLSTON, S. L., AND OROZCO, L. A. **Modal interference in optical nanofibers for sub-angstrom radius sensitivity.** *Optica* 4, 1 (2017), 157–162.
- [10] HOFFMAN, J. E., FATEMI, F. K., BEADIE, G., ROLSTON, S. L., AND OROZCO, L. A. **Rayleigh scattering in an optical nanofiber as a probe of higher-order mode propagation.** *Optica* 2, 5 (2015), 416–423.
- [11] FATEMI, F. K., AND BEADIE, G. **Spatially-resolved rayleigh scattering for analysis of vector mode propagation in few-mode fibers.** *Optics Express* 23, 3 (2015), 3831–3840.

- [12] BIRKS, T. A., AND LI, Y. W. **The shape of fiber tapers.** *Journal of Lightwave Technology* 10, 4 (1992), 432–438.
- [13] FLEMING, J. W. **Dispersion in geo 2–sio 2 glasses.** *Applied optics* 23, 24 (1984), 4486–4493.
- [14] AGRAWAL, G. P. **Nonlinear fiber optics.** In *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. Springer, 2000, pp. 195–211.
- [15] YU, J., AND ZHOU, X. **16×107 -gb/s 12.5-ghz-spaced pdm-36 qam transmission over 400 km of standard single-mode fiber.** *IEEE Photonics Technology Letters* 22, 17 (2010), 1312–1314.
- [16] SOROKINA, I. T., DVOYRIN, V. V., TOLSTIK, N., AND SOROKIN, E. **Mid-ir ultrashort pulsed fiber-based lasers.** *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20, 5 (2014), 99–110.
- [17] MÉNDEZ, A., AND DIATZIKIS, E. **Fiber optic distributed pressure sensor based on brillouin scattering.** In *Optical Fiber Sensors* (2006), Optica Publishing Group, p. ThE46.
- [18] HARTOG, A. **A distributed temperature sensor based on liquid-core optical fibers.** *Journal of lightwave Technology* 1, 3 (1983), 498–509.
- [19] GAFSI, R., LECOY, P., AND MALKI, A. **Stress optical fiber sensor using light coupling between two laterally fused multimode optical fibers.** *Applied optics* 37, 16 (1998), 3417–3425.
- [20] BERGANO, N. S., AND DAVIDSON, C. **Wavelength division multiplexing in long-haul transmission systems.** *Journal of Lightwave technology* 14, 6 (1996), 1299–1308.
- [21] **Sm450 thorlabs** : <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=sm450>.
- [22] **Smg652d** : <https://www.itu.int/rec/t-rec-g.652-201611i/fr>.
- [23] BURES, J. **Optique guidée : fibres optiques et composants passifs tout-fibre.** Presses inter Polytechnique, 2009.
- [24] TONG, L., AND SUMETSKY, M. **Subwavelength and nanometer diameter optical fibers.** Springer Science & Business Media, 2011.
- [25] GODET, A. **Spectroscopie Brillouin des micro et nanofils optiques de silice.** PhD thesis, Université Bourgogne Franche-Comté, 2018.
- [26] TONG, L., GATTASS, R. R., ASHCOM, J. B., HE, S., LOU, J., SHEN, M., MAXWELL, I., AND MAZUR, E. **Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding.** *Nature* 426, 6968 (2003), 816–819.
- [27] BOUHADIDA, M., DELAYE, P., AND LEBRUN, S. **Long-term optical transmittance measurements of silica nanofibers.** *Optics Communications* 500 (2021), 127336.
- [28] TONG, L., LOU, J., GATTASS, R. R., HE, S., CHEN, X., LIU, L., AND MAZUR, E. **Assembly of silica nanowires on silica aerogels for microphotonic devices.** *Nano letters* 5, 2 (2005), 259–262.

- [29] KIMBLE, H. J. **The quantum internet**. *Nature* 453, 7198 (2008), 1023–1030.
- [30] BIRKS, T., WADSWORTH, W., AND RUSSELL, P. S. J. **Supercontinuum generation in tapered fibers**. *Optics letters* 25, 19 (2000), 1415–1417.
- [31] BIRKS, T., BAHLOUL, D., MAN, T., WADSWORTH, W., AND RUSSELL, P. S. J. **Supercontinuum generation in tapered fibres**. In *Summaries of Papers Presented at the Lasers and Electro-Optics. CLEO'02. Technical Digest* (2002), IEEE, pp. 486–487.
- [32] FOSTER, M., DUDLEY, J., KIBLER, B., CAO, Q., LEE, D., TREBINO, R., AND GAETA, A. **Nonlinear pulse propagation and supercontinuum generation in photonic nanowires : experiment and simulation**. *Applied Physics B* 81 (2005), 363–367.
- [33] YING, P., FENG, G., LI, X., MA, Z., CHEN, J., ZHU, Q., AND ZHANG, X. **Supercontinuum generation based on nanofiber**. *Optik* 119, 13 (2008), 648–653.
- [34] CUI, L., LI, X., GUO, C., LI, Y., XU, Z., WANG, L., AND FANG, W. **Generation of correlated photon pairs in micro/nano-fibers**. *Optics letters* 38, 23 (2013), 5063–5066.
- [35] HA, C. K., NAM, K. H., AND KANG, M. S. **Efficient intermodal third-harmonic generation in adiabatic silica nanofiber**. In *2020 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)* (2020), IEEE, pp. 1–2.
- [36] LUO, W., GUO, W., HU, W., XU, F., AND LU, Y.-Q. **Enhanced second-harmonic generation based on surface nonlinearity in slot nanofibers**. In *Asia Communications and Photonics Conference* (2013), Optica Publishing Group, pp. AW3C–6.
- [37] KHUDUS, M. I. A., LEE, T., HORAK, P., AND BRAMBILLA, G. **Effect of intrinsic surface roughness on the efficiency of intermodal phase matching in silica optical nanofibers**. *Optics Letters* 40, 7 (2015), 1318–1321.
- [38] LÆGSGAARD, J. **Theory of surface second-harmonic generation in silica nanowires**. *JOSA B* 27, 7 (2010), 1317–1324.
- [39] SHAN, L., PAULIAT, G., VIENNE, G., TONG, L., AND LEBRUN, S. **Stimulated raman scattering in the evanescent field of liquid immersed tapered nanofibers**. *Applied Physics Letters* 102, 20 (2013), 201110.
- [40] FANJOUX, G., CHRETIEN, J., GODET, A., PHAN-HUY, K., BEUGNOT, J.-C., AND SYLVESTRE, T. **Demonstration of the evanescent kerr effect in optical nanofibers**. *Optics Express* 27, 20 (2019), 29460–29470.
- [41] LE KIEN, F., BALYKIN, V., AND HAKUTA, K. **Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber**. *Physical Review A* 70, 6 (2004), 063403.
- [42] PHELAN, C., HENNESSY, T., AND BUSCH, T. **Shaping the evanescent field of optical nanofibers for cold atom trapping**. *Optics Express* 21, 22 (2013), 27093–27101.
- [43] LE KIEN, F., I. BALYKIN, V., AND HAKUTA, K. **State-insensitive trapping and guiding of cesium atoms using a two-color evanescent field around a subwavelength-diameter fiber**. *Journal of the Physical Society of Japan* 74, 3 (2005), 910–917.

- [44] LACROÛTE, C., CHOI, K., GOBAN, A., ALTON, D., DING, D., STERN, N., AND KIMBLE, H. **A state-insensitive, compensated nanofiber trap.** *New Journal of Physics* 14, 2 (2012), 023056.
- [45] LEE, J., PARK, D., MITTAL, S., DAGENAIS, M., AND ROLSTON, S. **Integrated optical dipole trap for cold neutral atoms with an optical waveguide coupler.** *New Journal of Physics* 15, 4 (2013), 043010.
- [46] GOBAN, A., CHOI, K., ALTON, D., DING, D., LACROÛTE, C., POTOTSCHNIG, M., THIELE, T., STERN, N., AND KIMBLE, H. **Demonstration of a state-insensitive, compensated nanofiber trap.** *Physical review letters* 109, 3 (2012), 033603.
- [47] DALY, M., TRUONG, V. G., PHELAN, C., DEASY, K., AND CHORMAIC, S. N. **Nano-structured optical nanofibres for atom trapping.** *New Journal of Physics* 16, 5 (2014), 053052.
- [48] NAYAK, K., MELENTIEV, P., MORINAGA, M., LE KIEN, F., BALKIN, V., AND HAKUTA, K. **Optical nanofiber as an efficient tool for manipulating and probing atomic fluorescence.** *Optics express* 15, 9 (2007), 5431–5438.
- [49] YALLA, R., LE KIEN, F., MORINAGA, M., AND HAKUTA, K. **Efficient channeling of fluorescence photons from single quantum dots into guided modes of optical nanofiber.** *Physical review letters* 109, 6 (2012), 063602.
- [50] TALATAISON, W., ISMAEEL, R., AND BRAMBILLA, G. **A review of microfiber-based temperature sensors.** *Sensors* 18, 2 (2018), 461.
- [51] WARKEN, F., VETSCH, E., MESCHKE, D., SOKOLOWSKI, M., AND RAUSCHENBEUTEL, A. **Ultra-sensitive surface absorption spectroscopy using sub-wavelength diameter optical fibers.** *Optics Express* 15, 19 (2007), 11952–11958.
- [52] CORRES, J. M., BRAVO, J., MATIAS, I. R., AND ARREGUI, F. J. **Nonadiabatic tapered single-mode fiber coated with humidity sensitive nanofilms.** *IEEE Photonics Technology Letters* 18, 8 (2006), 935–937.
- [53] ROSENZWEIG, Z., AND KOPELMAN, R. **Development of a submicrometer optical fiber oxygen sensor.** *Analytical chemistry* 67, 15 (1995), 2650–2654.
- [54] POLYNKIN, P., POLYNKIN, A., PEYGHAMBARIAN, N., AND MANSURIPUR, M. **Evanescent field-based optical fiber sensing device for measuring the refractive index of liquids in microfluidic channels.** *Optics letters* 30, 11 (2005), 1273–1275.
- [55] KUDE, V. P., AND KHAIRNAR, R. **Fabrication and numerical evaluation of the tapered single mode optical fiber : Detection of change in refractive index.**
- [56] LACROIX, S., BLACK, R. J., VEILLEUX, C., AND LAPIERRE, J. **Tapered single-mode fibers : external refractive-index dependence.** *Applied optics* 25, 15 (1986), 2468–2469.
- [57] FUJIWARA, M., NODA, T., TANAKA, A., TOUBARU, K., ZHAO, H.-Q., AND TAKEUCHI, S. **Coupling of ultrathin tapered fibers with high-q microsphere resonators at cryogenic temperatures and observation of phase-shift transition from under-coupling to overcoupling.** *Optics Express* 20, 17 (2012), 19545–19553.

- [58] KNIGHT, J. C., CHEUNG, G., JACQUES, F., AND BIRKS, T. **Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper.** *Optics letters* 22, 15 (1997), 1129–1131.
- [59] BUENO, F.-J., ESTEBAN, O., DÍAZ-HERRERA, N., NAVARRETE, M.-C., AND GONZÁLEZ-CANO, A. **Sensing properties of asymmetric double-layer-covered tapered fibers.** *Applied Optics* 43, 8 (2004), 1615–1620.
- [60] BOYD, R. W. **Nonlinear optics.** Academic press, 2020.
- [61] FABELSKII, I. **Molecular scattering of light,** 1968.
- [62] FEYNMAN, R., LEIGHTON, R., AND SANDS, M. **The feynman lectures on physics addison-wesley.** *Reading, Ma* 1 (1963), 1–9.
- [63] DUSSARDIER, B., AND MONNOM, G. **Matériaux fibrés (optical fibre materials),** 2003.
- [64] RAWSON, E. G. **Analysis of scattering from fiber waveguides with irregular core surfaces.** *Applied Optics* 13, 10 (1974), 2370–2377.
- [65] BLANC, W., AND DUSSARDIER, B. **Formation and applications of nanoparticles in silica optical fibers.** *Journal of Optics* 45, 3 (2016), 247–254.
- [66] WETZEL, B. **Etudes expérimentales et numériques des instabilités non-linéaires et des vagues scélérates optiques.** PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2012.
- [67] BRABEC, T., AND KRAUSZ, F. **Intense few-cycle laser fields : Frontiers of nonlinear optics.** *Reviews of Modern Physics* 72, 2 (2000), 545.
- [68] BOUCON, A. **Instabilité Modulationnelle et Génération de Supercontinuum en Régime d'Excitation Quasi-continue dans les Fibres Optiques Hautement Non Linéaires et Microstructurées.** PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2008.
- [69] DUDLEY, J. M., GENTY, G., AND COEN, S. **Supercontinuum generation in photonic crystal fiber.** *Reviews of modern physics* 78, 4 (2006), 1135.
- [70] ROTTWITT, K., AND POVLSEN, J. H. **Analyzing the fundamental properties of raman amplification in optical fibers.** *Journal of lightwave technology* 23, 11 (2005), 3597.
- [71] DUDLEY, J. M., AND TAYLOR, J. R. **Supercontinuum generation in optical fibers.** Cambridge University Press, 2010.
- [72] RANKA, J. K., WINDELER, R. S., AND STENTZ, A. J. **Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm.** *Optics letters* 25, 1 (2000), 25–27.
- [73] LEON-SAVAL, S., BIRKS, T., WADSWORTH, W., RUSSELL, P. S. J., AND MASON, M. **Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides.** *Optics Express* 12, 13 (2004), 2864–2869.
- [74] BRAMBILLA, G., KOIZUMI, F., FINAZZI, V., AND RICHARDSON, D. **Supercontinuum generation in tapered bismuth silicate fibres.** *Electronics Letters* 41, 14 (2005), 1.

- [75] WADSWORTH, W. J., ORTIGOSA-BLANCH, A., KNIGHT, J. C., BIRKS, T. A., MAN, T.-P. M., AND RUSSELL, P. S. J. **Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers : a novel light source.** *JOSA B* 19, 9 (2002), 2148–2155.
- [76] **Matlab-based nonlinear schrödinger equation solver :** <https://labsites.rochester.edu/agrawal/software/matlab-based-nonlinear-schrodinger-equation-solver/>.
- [77] ROY, S., BHADRA, S. K., AND AGRAWAL, G. P. **Effects of higher-order dispersion on resonant dispersive waves emitted by solitons.** *Optics letters* 34, 13 (2009), 2072–2074.
- [78] DEMIRCAN, A., AND BANDELOW, U. **Supercontinuum generation by the modulation instability.** *Optics communications* 244, 1-6 (2005), 181–185.
- [79] **idus 416 series :** <https://andor.oxinst.com/assets/uploads/products/andor/documents/andor-idus-416-specifications.pdf>.
- [80] FUJIWARA, M., TOUBARU, K., AND TAKEUCHI, S. **Optical transmittance degradation in tapered fibers.** *Optics express* 19, 9 (2011), 8596–8601.
- [81] **Obr system :** <https://lunainc.com/product/obr-4600>.
- [82] FATEMI, F. K., HOFFMAN, J. E., SOLANO, P., FENTON, E. F., BEADIE, G., ROLSTON, S. L., AND OROZCO, L. A. **Near-field measurement of modal interference in optical nanofibers for sub-angstrom radius sensitivity.** *arXiv preprint arXiv:1610.01693* (2016).
- [83] BOLDYREVA, E. **Mesures réparties par réflectométrie fréquentielle sur fibre optique.** PhD thesis, 2016.
- [84] TURNER, M. D., MONRO, T. M., AND AFSHAR, S. **A full vectorial model for pulse propagation in emerging waveguides with subwavelength structures part ii : Stimulated raman scattering.** *Optics Express* 17, 14 (2009), 11565–11581.
- [85] TEIPEL, J., FRANKE, K., TÜRKE, D., WARKEN, F., MEISER, D., LEUSCHNER, M., AND GIESSEN, H. **Characteristics of supercontinuum generation in tapered fibers using femtosecond laser pulses.** *Applied Physics B* 77 (2003), 245–251.
- [86] DATLA, R. U., AND PARR, A. C. **1. introduction to optical radiometry.** *Optical Radiometry. Series : Experimental Methods in the Physical Sciences* 41 (2005), 1–34.
- [87] YIP, G., AND MARTUCCI, J. **Scattering from a localized inhomogeneity in a clad-ded fiber optical waveguide. 1 : Radiation loss.** *Applied optics* 15, 9 (1976), 2131–2136.
- [88] BIU, C. K. **Electromagnetic wave propagation in optical waveguides.** PhD thesis, Queen Mary University of London, 1972.
- [89] LEBRUN, S., ABDEDU, Y., BESBES, M., DELAYE, P., BEUGNOT, J., CHRETIEN, J., ROMANET, M., COLOMBEL, S., SALVI, J., ZERBIB, M., AND OTHERS. **Study of laser induced temperature variation in silica nanofibers.** In *EOS Annual meeting" TOM11 : Tapered optical fibers, from fundamental to applications"* (2022).

- [90] ABDEDOU, Y., BESBES, M., DELAYE, P., LEBRUN, S., BEUGNOT, J.-C., CHRÉTIEN, J., ROMANET, M., COLOMBEL, S., SALVI, J., ZERBIB, M., AND OTHERS. **Study of laser induced temperature variation in silica nanofibers.** In *European Physical Journal Web of Conferences* (2022), vol. 266, p. 11001.
- [91] ANDERSON, P., JALNAPURKAR, S., MOISEEV, E., CHANG, D., BARCLAY, P., LEZAMA, A., AND LVOVSKY, A. **Optical nanofiber temperature monitoring via double heterodyne detection.** *AIP Advances* 8, 5 (2018), 055005.
- [92] SYLVESTRE, T., GENIER, E., GHOSH, A. N., BOWEN, P., GENTY, G., TROLES, J., MUSSOT, A., PEACOCK, A. C., KLIMCZAK, M., HEIDT, A. M., AND OTHERS. **Recent advances in supercontinuum generation in specialty optical fibers.** *JOSA B* 38, 12 (2021), F90–F103.
- [93] SYLVESTRE, T., RAGUEH, A., LEE, M., STILLER, B., FANJOUX, G., BARVIAU, B., MUSSOT, A., AND KUDLINSKI, A. **Black-light continuum generation in a silica-core photonic crystal fiber.** *Optics Letters* 37, 2 (2012), 130–132.
- [94] OZEKI, T., ITO, T., AND TAMURA, T. **Tapered section of multimode cladded fibers as mode filters and mode analyzers.** *Applied Physics Letters* 26, 7 (1975), 386–388.
- [95] PECHEUR, V., PORTE, H., HAUDEN, J., BASSIGNOT, F., DEROH, M., AND CHAUVET, M. **Watt-level shg in undoped high step-index ppln ridge waveguides.** *OSA Continuum* 4, 5 (2021), 1404–1414.

TABLE DES FIGURES

1.1	(a) Schéma d'une fibre optique cylindrique à saut d'indice avec son profil d'indice de réfraction en fonction du rayon de la fibre.	3
1.2	(a) Schéma simplifié d'une fibre optique effilée obtenue par étirage à chaud à partir d'une fibre standard : les diamètres du cœur et de la gaine diminuent avec le même rapport de réduction dans la transition 1 et augmentent avec ce même rapport dans la transition 2. (b) Image MEB d'une nanofibre de silice de 690 nm de diamètre fabriquée avec notre banc d'étirage.(c) Image MEB d'une nanofibre de silice de 500 nm de diamètre nouée et placée sur un cheveu humain [24].	6
1.3	Évolution des indices effectifs des modes guidés dans une fibre effilée fabriquée à partir d'une fibre standard télécom (SMF-G.652D) en fonction du diamètre D normalisé à la longueur d'onde D/λ . (a) Les modes supportés par le cœur de la fibre standard et (b) les modes supportés par la nanofibre pour des diamètres de gaine normalisés D/λ variant respectivement de 30 à 190 et de 0,15 à 1,5. Le trait noir horizontal en pointillé de la figure (a) représente l'indice de la gaine n_{gaine} et le trait noir vertical pointillé sur la figure (b) montre le rapport critique D/λ pour le guidage monomode de la nanofibre.	7
1.4	Évolution du mode fondamental dans la transition à $\lambda = 652$ nm : (a) Aire effective, et (b) pourcentage de la puissance optique dans le cœur (courbe rouge) et dans la gaine (courbe verte).	8
1.5	Champ évanescent \vec{S} . (a) et (b) (resp. (c) et (d)) illustrent des représentations 2D (resp. 1D) du vecteur de Poynting \vec{S} pour deux nanofibres optiques ayant des diamètres de 2 μ m et de 400 nm respectivement. Les figures (c) et (d) sont obtenus avec des coupes le long de l'axe X ($Y = 0$) des figures (a) et (b), respectivement.	11
1.6	Définition de l'angle local Ω_{taper} de la transition d'une fibre effilée.	12
1.7	Schéma de principe de l'étirage à chaud d'une fibre optique standard SMF-G.652D ou SM450. r_z le rayon local de la transition. r_0 le rayon initial de la fibre standard. L_0 la largeur initiale de la zone ramollie de la fibre standard. x représente l'élongation appliquée. L_{TR} et L_{NF} les longueurs des transitions (1 et 2) et de la nanofibre respectivement.	13

1.8	Banc d'étirage des fibres effilées. (a) Photographie du banc et (b) schéma simplifié issu de la thèse de Godet [25] et modifié selon les paramètres utilisés dans ce travail (source laser, fibres utilisées). Les éléments numérotés en (a) sont montrés avec les mêmes numéros en (b) (sauf les éléments numéro 4 et 5 qui représentent respectivement le support de la mise en boîte et le capot du banc), PHD : Photodiode, RdL : labjack Redlab, PC : Ordinateur.	15
1.9	Profil des fibres fabriquées pour nos mesures (échelle logarithmique).	17
1.10	Schéma simplifié de la diffusion Rayleigh par une particule chargée (atome ou molécule). \vec{E}_i et ω_i représentent le champ électrique et la pulsation de l'onde incidente, et $E_{DR}^{\vec{}}$ le champ électrique de l'onde diffusée.	19
1.11	Diffusion Rayleigh latérale dans un milieu (a) dense et homogène et (b) dense et non-homogène. dV_1 et dV_2 représentent deux volumes élémentaires et θ représente l'angle de la diffusion. Les flèches rouges représentent le champ diffusé par le matériau.	20
1.12	Spectre des pertes totales mesurées dans une fibre optique monomode à base de silice en fonction de la longueur d'onde [65]. La limite théorique de la contribution de la diffusion Rayleigh et de l'absorption IR aux pertes totales sont montrées en pointillé avec une courbe bleue et avec une courbe rouge respectivement. Les pertes totales mesurées sont représentées par la courbe en trait continu.	23
1.13	(a) Courbe de variation d'indice optique de la silice pure n_{si} (ligne bleue) et d'indice de groupe n_g (trait rouge) de la silice. (b) Dispersion de la vitesse de groupe β_2 (ligne noire) et le paramètre de dispersion D correspondant (ligne verte). λ_0 est la longueur d'onde de dispersion nulle ZDW (pour lequel $\beta_2 = D = 0$).	26
1.14	Spectres de gain d'instabilité de modulation pour trois valeurs de la longueur non linéaire, $L_{NL} = 1, 2,$ et 5 km obtenus dans une fibre de dispersion égale à $\beta_2 = -5ps^2/km$ [14].	34
1.15	Diagramme du processus du mélange à quatre ondes (FWM). (a) Cas du FWH non dégénéré, et (b) cas du FWH dégénéré.	35
1.16	Diagramme énergétique de la diffusion Raman stimulée SRS. Dans cette figure, E_i et E_{vib} représentent respectivement l'état d'énergie fondamental et un état d'énergie vibrationnel excité du milieu matériel (silice), et E_{vib} et E'_{vib} représentent des états d'énergies virtuels.	38
1.17	(a) Partie réelle $Re\{\chi\}$ (rouge), et partie imaginaire $Im\{\chi\}$ (bleu) de la susceptibilité Raman (χ) de la silice.	38
1.18	Simulations numériques obtenues avec l'ENLS standard de l'évolution temporelle (a) et spectrale (b) en échelle logarithmique d'une impulsion de profil temporel $sech^2$ à $\lambda_0 = 853$ nm et une durée de $T_0 = 50$ fs. L'impulsion se propage dans ces conditions comme un soliton d'ordre élevé ($N = 2$) le long de la fibre. La distance de propagation est normalisée par L_D et le coefficient de dispersion d'ordre 3 normalisé de la fibre est $\gamma_3 = \beta_3/(6T_0 \beta_2) = 0,05$	42

1.19	Simulations numériques obtenues dans les mêmes conditions que la figure précédente (Fig 1.18), mais avec l'ESNL généralisée où nous avons pris en compte tous les termes perturbatifs (diffusion Raman, dispersion d'ordre supérieur, terme choc optique et bruit quantique) et dans le cas d'un soliton d'ordre $N = 6$. Les figures (a) et (b) montrent respectivement en échelle logarithmique les évolutions temporelle et spectrale le long de la fibre. OD : onde dispersive et Soliton (RS) : montre l'auto-décalage Raman des solitons.	43
1.20	Évolution d'un supercontinuum généré avec une impulsion de durée $T_0 = 20$ ps, à $\lambda_0 = 800$ nm et une puissance crête de $P_0 = 500$ W se propageant sur une distance de 100 cm dans une fibre PCF de ZDW de 780 nm [69].	46
2.1	Dispositif expérimental et configuration d'une fibre effilée sous le microscope.	48
2.2	Efficacité quantique du détecteur CCD du spectromètre (iDus 416) [79].	49
2.3	Trajectoire 3D-XYZ d'une fibre SM450-NF. Cercles rouges : les points ajustés manuellement. Ligne bleue : ligne interpolée (spline).	50
2.4	Évolution du coefficient de correction totale C_{tot} du système d'imagerie en fonction de la longueur d'onde dans la gamme 350 – 750 nm.	51
2.5	Schéma optique depuis le microscope jusqu'au détecteur CCD. L_1 est l'objectif de microscope, L_2 une lentille convergente. L_3 et L_4 deux lentilles miroirs paraboliques. M_1 et M_2 deux miroirs en réflexion. ES : fente d'entrée du spectromètre ; γ_1 et γ_2 les grossissements du système au niveau de la fente et du détecteur CCD respectivement.	53
2.6	Spectre de la lampe à mercure Argon, avec (a) spectre obtenu avec une fente de largeur de 50 μm dans la gamme des longueurs d'onde 350 – 590 nm. (b) Zoom de la raie émise à $\lambda = 546,45$ nm utilisé pour estimer la résolution spectrale (FWHM).	54
2.7	Évolution de la résolution spectrale du système d'imagerie en fonction de la largeur de la fente d'entrée du spectromètre (ES).	54
2.8	Définition de la résolution spatiale du système, R_x : résolution longitudinale (le long de la fibre suivant l'axe X) et R_y résolution latérale suivant l'axe Y.	55
2.9	Évolution du coefficient de conversion \tilde{X} en fonction de la longueur d'onde. La trace noire est obtenue avec un lissage de la trace bleue.	56
3.1	Évolution des indices effectifs n_{neff} des modes guidés dans une fibre SM450 immergée dans l'air en fonction du diamètre de la gaine de la fibre à une longueur d'onde de 652 nm. Les figures (a) et (b) montrent l'évolution des indices effectifs des modes guidés pour des diamètres de gaine d_{gaine} variants respectivement de 20 μm à 120 μm et de 0,1 μm à 1 μm . Le trait noir horizontal sur la figure (a) indique l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} et le trait bleu vertical de la figure (b) indique la limite du diamètre de la nanofibre ($D = 0,69 \mu\text{m}$).	60

- 3.2 Évolution des indices effectifs n_{neff} des modes guidés dans une fibre SMF-G.652D immergée dans l'air en fonction du diamètre de la gaine de la fibre à différentes longueurs d'onde (652 nm et 1566 nm). Les figures (a) et (c) (resp. (b) et (d)) montrent respectivement l'évolution des indices effectifs des modes guidés à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm (resp. $\lambda = 1566$ nm) pour des diamètres de gaine d_{gaine} variant respectivement de $20 \mu\text{m}$ à $123 \mu\text{m}$ et de $0,1 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$. Les traits horizontaux dans les figures (a) et (b) représentent l'indice de réfraction de la gaine de la fibre à $\lambda = 652$ nm et $\lambda = 1566$ nm respectivement, et le trait vertical en pointillés dans les figures (c) et (d) montre la limite du diamètre de la nanofibre ($D = 0,69 \mu\text{m}$). 62
- 3.3 Évolutions des fréquences de battement en fonction du diamètre de la gaine, (a) pour les modes du cœur de la fibre standard pour des diamètres de gaine compris entre $d_{gaine} = 20 \mu\text{m}$ et $d_{gaine} = 120 \mu\text{m}$, et (b) pour les modes supportés par la nanofibre et pour des diamètres de gaine compris entre ($d_{gaine} = 0,52 \mu\text{m} - d_{gaine} = 3 \mu\text{m}$). 63
- 3.4 Principe d'un OFDR cohérent simplifié. p et s représentent la polarisation du signal référence et signal de test. 65
- 3.5 Modèle simplifié de la diffusion Rayleigh d'un émetteur isotrope (noté \vec{J}) placé dans le cœur d'une fibre optique à trois couches (cœur-gaine-air) . . . 68
- 3.6 (a) En bleu : la trace OBR mesurée à $\lambda = 1566$ nm pour le SMFG652D-NF avec une résolution de $10 \mu\text{m}$, et la trace noire est obtenue numériquement pour la même fibre. (b) Évolution en fonction du diamètre de la fibre des coefficients de rétrodiffusion Rayleigh du cœur $\sigma_{cœur}$ (courbe verte), de la gaine σ_{gaine} (courbe rouge), de la surface de la fibre $\eta_{surface}$ (courbe rose) et l'indice effectif du mode fondamental (courbe noire). Le trait noir pointillé horizontal en (b) représente l'indice de la gaine et le trait bleu vertical en pointillé montre le diamètre de changement de guidage pour lequel $n_{eff} = n_{gaine}$ 69
- 3.7 Trace OBR (courbe bleue) à $\lambda = 1566$ nm pour le SMFG652D-NF (idem que Fig 3.6 (a)), et trace de diffusion Rayleigh (DR) obtenue avec notre technique (courbe rouge notée : trace DR) à $\lambda = 652$ nm pour la fibre SM450-NF avec une puissance laser de $1,8$ mW, un temps d'exposition de 1 seconde et une résolution spatiale de $9,5 \mu\text{m}$. Le cadre en haut montre l'évolution du diamètre de la fibre en échelle logarithmique le long de l'axe X et les traits verticaux verts indiquent un diamètre $50 \mu\text{m}$ de la fibre. 72
- 3.8 Évolution de l'indice effectif du mode fondamental en fonction du diamètre, (a) pour la fibre SM450-NF à $\lambda = 652$ nm et (b) pour la fibre SMFG652D-NF à $\lambda = 1566$ nm. Sur chacune des figures (a et b), le trait noir horizontal en pointillé représente l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} du mode et le trait vert vertical en pointillé représente le diamètre $D = 50 \mu\text{m}$ de changement de guidage. 73

3.9	Cartographie 2D-XY en échelle logarithmique de la DR obtenue le long de la transition 1 de la fibre SM450-NF entre $X = -6$ mm et $X = 75$ mm dans la direction longitudinale (direction de propagation) et entre $Y = -60 \mu\text{m}$ et $Y = 60 \mu\text{m}$ dans la direction transversale. Les courbes blanches en pointillé représentent le profil de la fibre mesuré grossièrement avec la caméra CCD du spectromètre et les deux traits en pointillé horizontaux montrent le rayon de changement de guidage du mode fondamental ($R = 25 \mu\text{m}$).	74
3.10	Estimation des pertes linéiques totales de la fibre SM450-NF à une longueur d'onde de $\lambda = 652$ nm, (a) pour la fibre SM450-NF entière, et (b) pour la région submicrométrique (nanofibre).	75
3.11	Mesure expérimentale obtenue avec la fibre SMG652D-NF. La courbe bleue : trace OBR (idem que la trace de la fig 3.6 (a)) à $\lambda = 1566$ nm. La courbe rouge : trace DR obtenue avec notre système d'imagerie à $\lambda = 652$ nm pour la même fibre. Flèche A : modes d'ordres élevés (modes de perte) et B creux d'intensité de changement de guidages. Les deux lignes pointillées en noir délimitent la région de la nanofibre.	77
3.12	Cartographie 2D-XY en échelle logarithmique de la DR mesurée le long de la transition 1. La ligne pointillée blanche correspond au profil de la fibre mesurée grossièrement avec la caméra CCD du spectromètre.	78
3.13	(a) Battement des modes dans la transition 1 : Trace 1D-X obtenue au niveau de la transition 1 avec 2000 points. Cadre en haut : évolution du diamètre de la fibre dans la même portion et mesurée grossièrement avec la CCD du spectromètre. La ligne verticale en pointillé et la flèche noire indiquent la position à partir de laquelle les battements des modes disparaissent.	79
3.14	Spectrogramme de la trace 1D-X montré sur la figure (a) illustrant l'évolution des fréquences de battement entre les différents modes supportés initialement par le cœur de la fibre standard en fonction de la distance de propagation X. Les lignes colorées correspondent aux prédictions numériques des fréquences de battement montrées sur la figure 3.3 (a).	81
3.15	Test de reproductibilité des mesures 1D-X du système d'imagerie. (a) Comparaison entre deux traces 1D-X obtenues dans les mêmes conditions avec la même trajectoire 3D-XYZ (notée trajectoire 1) sur une distance totale de la fibre égale à 70 mm avec : 300 points, un temps d'exposition de 0,1 second, et une résolution de $9,5 \mu\text{m}$. (b) Comparaison de la trace (bleu) de la Fig.(a) avec une autre trace obtenue avec 2000 points entre $X = 40$ mm et $X = 70$ mm et après la redétermination de la trajectoire 1 (nouvelle trajectoire notée trajectoire 2).	82
4.1	Système de fibre optique pour l'étude de l'évolution longitudinale d'une cascade Raman le long de la nanofibre de la fibre effilée SMFG652D-NF.	84

4.2	Étude de la stabilité. (a) Cartographie 2D de l'évolution en fonction du temps de la cascade Raman en sortie de la fibre SMFG652D-NF obtenu avec l'OSA. (b) Comparaison entre le premier (courbe bleue) et le dernier (courbe verte) spectre OSA. Le spectre orange est mesuré avec l'OSA en sortie du cordon SM600.	85
4.3	Mesures distribuées : Cartographie 2D en échelle logarithmique de l'évolution longitudinale de la cascade Raman le long de la nanofibre ($L_{NF} = 20$ mm).	86
4.4	Comparaison des spectres obtenus avec notre système d'imagerie : en entrée (courbe bleue) et en sortie (courbe rouge) de la nanofibre. (b) Évolution du logarithme népérien des intensités des ordres Raman en fonction de la distance X. Les lignes pointillées représentent les pentes linéaires des différentes courbes.	87
4.5	Schéma du montage expérimental pour l'étude de l'évolution spectrale du supercontinuum en fonction de la puissance crête en sortie de la fibre SM450-NF.	90
4.6	Évolution du spectre en sortie de la fibre SM450-NF en fonction de la puissance crête, avec un écart de puissance non régulier. (a) Huit spectres obtenus en variant la puissance crête de la pompe progressivement entre 0.55 W et 172 W, et (b) sept spectres obtenus en variant la puissance crête de la pompe progressivement entre 193 W et 488 W. En (b) les spectres sont montrés avec 15 dB d'écart entre deux spectres successifs.	91
4.7	Systèmes de fibre optique pour l'étude de l'évolution spectrale d'un supercontinuum optique le long de la fibre effilée SM450-NF. Les flèches colorées montrent les positions des différents spectres enregistrés le long de la fibre, soit avec l'OSA (les spectres 1 et 5) aux extrémités de la fibre, soit avec le spectromètre (spectres 2 à 4) le long de la fibre.	92
4.8	Étude de la stabilité du supercontinuum en fonction du temps avec l'OSA en sortie de la fibre SM450-NF. (a) Cartographie 2D de l'évolution temporelle du supercontinuum durant 18 min, et (b) une comparaison entre le premier spectre mesuré à $t=0$ min et celui mesuré à $t=7$ min. Les lignes en pointillé et les flèches colorées indiquent les spectres mesurés (2, 3 et 4) avec notre système d'imagerie pendant les mesures avec l'OSA.	94
4.9	Évolution spectrale en fonction de la puissance crête obtenue avec l'OSA en sortie d'une fibre SM450 de longueur de 2 m avec un taux de répétition de 200 kHz	95
4.10	Évolution spectrale mesurée entre l'extrémité du cordon d'injection SM600 (spectre orangé obtenu avec l'OSA) et l'entrée de la transition 1 (spectre vert obtenu avec notre système d'imagerie) dans la zone non étirée de la fibre SM450-NF.	96
4.11	Simulations numériques avec l'ENLS du champ propagé le long d'une fibre standard SM450 de longueur de 1 m (spectre orangé) et de longueur de 2 m (spectre vert) à une puissance crête de 1200 W.	98

4.12	Évolution spectrale mesurée avec notre système d'imagerie le long de la transition 1 du guide. Les spectres vert et noir représentent respectivement les spectres obtenus en entrée (spectre 2 figure 4.7)) et en sortie (spectre 3 figure 4.7)) de la transition 1.	99
4.13	Évolution de la longueur d'onde de dispersion nulle ZDW avec le diamètre de la fibre. Le trait vertical bleu montre le diamètre de la fibre ($D= 0.79 \mu\text{m}$) pour lequel la transition présente deux ZDWs.	100
4.14	Résultat numérique de l'évolution spectrale le long de la transition 1 de la fibre SM450-NF avec une crête en entrée de 1200 W. Les spectres vert et noir représentent respectivement les spectres obtenus en entrée et en sortie de la transition 1.	101
4.15	Évolution spectrale mesurée avec notre système d'imagerie le long de la nanofibre ($D = 690 \text{ nm}$, $L_{ONF} = 20 \text{ mm}$). Les spectres rouge et noir représentent les spectres obtenus respectivement en entrée et en sortie de la nanofibre.	102
4.16	Évolution du coefficient de dispersion de vitesse de groupe β_2 en fonction de la longueur d'onde calculée au niveau de la nanofibre ($D= 690 \text{ nm}$). Le trait vert en pointillé indique la position spectrale de la pompe ($\lambda_{pompe} = 532 \text{ nm}$).	103
4.17	Position spectrale de l'onde dispersive : (a) le spectre expérimental de la diffusion Rayleigh obtenu en sortie de la nanofibre et (b) des représentations graphiques de l'équation d'accord de phase 1.65 de l'onde dispersive à différents diamètres et à différentes puissances crêtes. Les traits colorés montrent les accords de phase obtenus.	104
4.18	Évolution spectrale mesurée le long de la transition 2 du guide. Les spectres rouge et bleu représentent respectivement le spectre expérimental obtenu avec notre système d'imagerie en sortie de la nanofibre et le spectre expérimental obtenu avec l'OSA en sortie de la fibre SM450-NF.	105
4.19	Comparaison des spectres numériques obtenus avec l'ENLS en sortie de la nanofibre (rouge) et en sortie de la transition 2 (bleu).	107
4.20	Étude de l'évolution longitudinale de l'onde dispersive le long de la nanofibre (20 mm) avec notre système d'imagerie. Les spectres sont présentés en unités arbitraires avec un écart de 2 dB entre deux spectres successifs (spectre tous les 2 mm).	108
4.21	Évolution spectrale mesurée en sortie de la fibre SM450-NF avec l'OSA. (a) Cartographie 2D, et (b) le dernier spectre mesuré avec l'OSA.	109
A.1	Géométrie du problème étudié.	136
A.2	Photographies du dispositif expérimental. (a) corps noir montré sur le microscope, (b) corps noir chauffé à $T = 900^\circ\text{C}$ et (c) four éteint à température ambiante.	139

A.3	(a) Spectre d'émission du corps noir obtenu à $T = 900^{\circ}\text{C}$ et évolution du coefficient de conversion \tilde{X} en fonction de la longueur d'onde (b). La trace noire en (b) est obtenue en lissant la courbe bleue.	140
A.4	Trace 1D-X de la diffusion Rayleigh de la fibre SM450-NF (trace rouge montrée dans la figure 3.7) en fonction de la puissance lumineuse (axe des ordonnées à droite) et en fonction du nombre de coups (axe des ordonnées à gauche).	140
B.1	(a) Évolution temporelle du supercontinuum mesuré avec l'OSA en sortie de la fibre effilée SMFG652D-NF-A de nanofibre de longueur 8 cm et de diamètre 560 nm. Le taux de répétition du laser est de 25 kHz et la puissance crête est gale à 611 W. (b) Comparaison entre cinq spectres obtenus à différents instants.	144
B.2	Évolution temporelle du supercontinuum mesuré avec l'OSA pour la fibre SMFG652D-NF-A avec l'utilisation d'un obturateur laser (Laser shutter). Cette mesure est obtenue avec une puissance crête de 580 W et un taux de répétition de 100 kHz.	144
B.3	Évolution temporelle du supercontinuum mesurée avec l'OSA pour la fibre SMFG652D-NF-B à une puissance crête de 472 W et un taux de répétition de 100 kHz.	145
B.4	Évolution temporelle du supercontinuum obtenue avec l'OSA toutes les 12 secondes, avec : (a) $P_c = 1270$ W et $f = 100$ kHz pour la fibre SM450-NF-C, et (b) $P_c = 340$ W et $f = 200$ kHz pour la fibre SM450-NF-D. Les figures (c) et (d) représentent des comparaisons entre le spectre initial et le spectre final des deux figures (a) et (b) respectivement.	147
B.5	Anneaux d'éjection des modes d'ordres élevés (HOMs)	148
B.6	Évolution temporelle du supercontinuum en sortie de la fibre effilée SM450-NF-D mesuré avec l'OSA après la dégradation montrée sur la figure B.4 (b). (a) Évolution temporelle (mesure OSA 1) obtenue à $P_c = 522$ W et $f = 100$ kHz. (b) Évolution temporelle (mesure OSA 2) obtenue à $P_c = 763$ W et $f = 50$ kHz. (c) Comparaison entre le dernier spectre ($t = 35$ min) de la figure (a) (spectre bleu), le dernier spectre ($t = 66$ min) de la figure (b) (spectre rouge) et le premier spectre ($t = 0$ s) obtenu au début de la mesure avant dégradation (spectre noir : issue la figure B.4 (b)). (d) Mesure distribuée du supercontinuum le long de la nanofibre obtenue avec notre système obtenu avec un temps d'exposition de 10 secondes.	150
B.7	Traces 1D-X de la diffusion Rayleigh obtenues pour la fibre SM450-NF-D : avant (trace bleue) et après (trace rouge) les mesures en régime non linéaire et la dégradation du supercontinuum (après les mesures montrées sur la figure B.6 (b)).	151
B.8	Spectre Raman de la silice mesuré à une longueur d'onde de 532 nm au niveau de la nanofibre de la fibre SM450-NF-D après la dégradation de la nanofibre (figure B.7).	152
C.1	Schéma simplifié du guide PPLN étudié dans ce travail.	156

C.2	(a) Cartographie 2D-X en échelle logarithmique de la diffusion Rayleigh du champ guidé le long du guide PPLN, et (b) une représentation en 3D de la figure (a).	157
C.3	Trace 1D-X de la diffusion Rayleigh du champ propagé le long du guide PPLN.	157
C.4	(a) Évolution longitudinale du spectre numérique de la SHG (en dBm) en fonction de la distance de propagation X dans la plage spectrale $\lambda = 0.77 - 0.78 \mu\text{m}$. (b) Évolution de la puissance de la SHG (en mW) en fonction de la distance pour trois longueurs d'onde différentes : $\lambda = 0,775 \mu\text{m}$ (courbe noire), $\lambda = 0,7747 \mu\text{m}$ (courbe bleue) et $\lambda = 0,7740 \mu\text{m}$ (courbe rouge). . . .	158
C.5	(a) Comparaison entre le spectre obtenu en sortie du guide en $X = 20 \text{ mm}$ avec notre système (spectre bleu noté DR) et le spectre transmis par le guide mesuré avec un Puissance-Mètre (spectre rouge noté transmis). (b) Évolution longitudinale du spectre expérimental de la SHG mesurée avec notre système d'imagerie le long du guide entre $X = 10 \text{ mm}$ et $X = 20 \text{ mm}$.	159

LISTE DES TABLES

1.1	Longueurs d'onde de résonance λ_j de Sellmeier et les coefficients B_j correspondants (pour $j=1,2$ et 3) pour le cas de la silice fondue valable dans la plage de longueurs d'onde $365 \text{ nm} - 2,3 \mu\text{m}$ [66].	24
3.1	Caractéristiques géométriques et indices de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre à différentes longueurs d'onde (652 nm et à 1566 nm) des fibres standards SMF-G.652D et SM450.	60
4.1	Estimations des gains Raman (G_R) des différents ordres cotés Stokes et anti-Stokes de la cascade Raman obtenues à partir de la figure 4.4 (b). . .	88

A

ANNEXES A : CONVERSION NOMBRE DE COUPS DU CCD/PUISSANCE SPECTRALE DÉTECTÉE

L'objectif de cette annexe est destinée à évaluer le coefficient de conversion entre le nombre de coups collectés par le détecteur du spectromètre et le nombre de photons correspondants. Cette calibration permet de calculer la puissance émise par un composant photonique étudié avec notre système d'imagerie. Les calculs sont basés sur l'hypothèse d'un émetteur lambertien (corps noir) représenté par une surface de graphite pyrolytique (ou pyrocarbone), chauffé à 900 °C comme nous l'expliquerons par la suite.

A.1/ MODÈLE THÉORIQUE

Dans cette partie, nous allons calculer la fraction de l'énergie rayonnée par un corps noir et collectée par le détecteur du spectromètre. Les calculs théoriques présentés dans ce travail sont basés sur la référence suivante [86].

A.1.1/ EXPRESSION DU FLUX RADIANT (PUISSANCE RAYONNÉE)

La figure A.1 montre la géométrie du modèle théorique de l'émetteur lambertien considéré pour le problème. La puissance rayonnée où le flux énergétique $d\Phi$ (radiant flux or radiant power en anglais, exprimée en Watt) émise par unité de temps t d'un élément de surface infinitésimale dA de la source, dans un intervalle de longueur d'onde $d\lambda=[\lambda,\lambda+d\lambda]$, et dans un angle solide $d\Omega$ défini par les directions θ et ϕ (voir figure A.1) est reliée à la puissance spectrale *monochromatique* rayonnée (spectral radiant flux in $W/\mu m^{-1}$) $d\Phi_\lambda$ par la relation suivante :

$$d^3\Phi(\lambda, \phi) = d^2\Phi_\lambda(\lambda, \phi)d\lambda \quad (\text{A.1})$$

avec

$$d^2\Phi_\lambda(\lambda, \phi) = L_\lambda(\lambda, \phi)dA_{pro}d\Omega \quad (\text{A.2})$$

ou Ω représente l'angle solide est donnée par :

$$d\Omega = \int_0^\pi \int_0^\theta 2\pi(1 - \cos(\theta)) \quad (A.3)$$

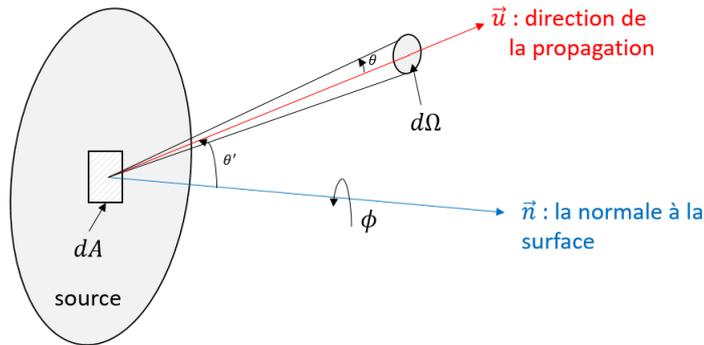


FIGURE A.1 – Géométrie du problème étudié.

Dans l'expression A.2, $L_\lambda(\lambda, \phi)$ s'exprime en $W / (m^2 \cdot sr \cdot \mu m)$ et représente la luminance énergétique spectrale (où la radiance spectrale). Cette quantité représente physiquement la puissance émise par la source par unité de surface à une longueur d'onde donnée, dans une direction donnée par unité d'angle solide (L est monochromatique). La quantité dA_{pro} représente la projection de l'élément de surface dA de la source sur la direction de propagation définie par le vecteur unitaire \vec{u} et elle est égale à :

$$dA_{pro} = dA \cos(\theta') \quad (A.4)$$

avec θ' est l'angle défini entre la normale à la surface de la source (noté \hat{n}) et la direction de propagation \vec{u} comme montré sur la figure A.1. L'expression A.1 du flux radiant s'écrit alors comme suit :

$$d^3\Phi(\lambda, \phi) = L(\lambda, \phi) dA \cos(\theta') d\Omega d\lambda \quad (A.5)$$

À partir de l'expression A.5 du flux radiant $\Phi(\lambda)$, nous pouvons calculer l'énergie radiante $E(\lambda)$ (qui s'exprime en W.s) par la relation suivante :

$$d^3E(\lambda) = d^3\Phi(\lambda) dt \quad (A.6)$$

Cette quantité représente l'énergie totale émise par la surface infinitésimale dA de la source dans un intervalle de temps dt et à un angle θ par rapport à la normale \hat{n} de la surface dA .

A.1.2/ FRACTION DE LA PUISSANCE CAPTURÉE PAR LE DÉTECTEUR DU SPECTROMÈTRE

Pour une source qui émet sur un intervalle spectral couvrant toutes les longueurs d'onde (cas idéal d'un corps noir), la puissance totale rayonnée, d'un élément de surface infinitésimale ΔA de la source et obtenue à partir de l'intégration de l'équation A.5 par rapport à la longueur d'onde λ comme suit :

$$d^2\Phi(\phi) = \int_0^\infty d^2L(\lambda, \phi) dA \cos(\theta') d\Omega d\lambda \quad (\text{A.7})$$

Une expression approximative de la puissance totale rayonnée qui prend en compte de l'étendu spectral limité d'un capteur ($\lambda \in [\lambda_i, \lambda_f]$), est donnée par l'expression suivante :

$$d^2\Phi(\Delta\lambda, \phi) \approx \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} d^2\Phi(\lambda, \phi) d\lambda = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} L(\lambda, \phi) \Delta A \cos(\theta') d\Omega d\lambda \quad (\text{A.8})$$

Dans cette expression, le symbole Δ dans l'expression de $d^2\Phi(\Delta\lambda, \phi)$ (parfois notée $\Delta\Phi(\lambda, \phi)$) dans certaines références), est utilisé pour indiquer que la gamme de longueur d'onde considérée est limitée ($\lambda \in [\lambda_i, \lambda_f]$).

Dans nos mesures, nous collectons l'énergie émise par un corps noir dans une direction orthogonale à la surface de la source. Dans ce cas particulier, l'angle $\theta' = 0$ et donc l'expression A.8 se simplifie comme suit :

$$d^2\Phi(\Delta\lambda, \phi) \approx \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} d^2\Phi(\lambda, \phi) d\lambda = L(\lambda, \phi) \Delta A d\Omega d\lambda \quad (\text{A.9})$$

Pour un objectif de microscope d'ouverture numérique ON, nous avons :

$$ON = n_{ext} \sin \theta = \sin \theta \quad (\text{A.10})$$

avec n_{ext} est l'indice de réfraction du milieu extérieur. Dans notre cas les guides sont étudiées dans l'air donc $n_{ext} = 1$. Nous pouvons donc exprimer l'angle solide $d\Omega$ en fonction de l'ouverture numérique ON de l'objectif du microscope comme suit :

$$d\Omega = 2\pi(1 - \sqrt{1 - ON^2}) \quad (\text{A.11})$$

L'élément de surface ΔA est l'élément de la surface du corps noir (source) dont l'énergie émise est totalement reçue sur le détecteur du spectromètre. Cette surface est délimitée par la surface du détecteur du spectromètre (ROI) utilisé pour les mesures et elle est alors donnée par l'expression suivante :

$$\Delta A = N_{pix,z} N_{pix,y} L_{pix} \quad (\text{A.12})$$

avec $N_{pix,x}$ et $N_{pix,y}$ les nombres de pixels suivant la hauteur et la largeur du ROI et $L_{pix} = 13,5 \mu\text{m}$ est la taille d'un pixel.

A.1.3/ CAS D'UN CORPS NOIR

Un corps noir est une source idéale caractérisée par une émission hémisphérique lambertienne caractériser par une luminance L_λ angulairement uniforme et un spectre d'émission qui ne dépend que de sa température T . On peut écrire donc :

$$L_\lambda = L(T) \quad (\text{A.13})$$

Dans ce cas, la luminance énergétique spectrale (ou monochromatique) L_λ est reliée à l'exittance énergétique spectrale (monochromatique) M_λ (spectral radiance en anglais) par la relation suivante :

$$M(\lambda, T) = \pi L(\lambda, T) \quad (\text{A.14})$$

Notons que M_λ représente physiquement le flux d'énergie par unité de surface rayonnée par une surface élémentaire dans le demi-espace libre d'un corps noir chauffé à une température T . M_λ s'exprime en W/m^2 et elle est donnée par l'expression suivante :

$$L(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)} \right] \quad (\text{A.15})$$

Avec :

- $h = 6,62607015 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg/s}$: la constante de Planck,
- $c = 2,99 \times 10^8 \text{ m/s}$: la vitesse de la lumière dans le vide,
- $k_B = 1,380649 \times 10^{-23} \text{ J/K}$: la constante de Boltzmann,

À partir de cette expression A.15, L est donnée par :

$$M(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)} \right] \quad (\text{A.16})$$

Dans les expressions A.14 et A.15, T s'exprime en Kelvin.

Remplaçons maintenant les expressions A.10, A.11 et A.16 dans l'expression A.9, la fraction de la puissance lumineuse $\Phi(\Delta\lambda, T)$ émise par le corps noir et collecté par le détecteur du spectromètre (dans la gamme des longueurs d'ondes $[\lambda_i - \lambda_f]$) devienne comme suit :

$$\Phi(\Delta\lambda, T) \approx \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \frac{hc^2 \pi^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda T k_B} - 1\right)} \right) (1 - \sqrt{1 - ON^2}) \Delta A^2 d\lambda \quad (\text{A.17})$$

A.1.4/ COEFFICIENT DE CONVERSION COUPS/PHOTONS

Le coefficient de conversion (noté \tilde{X}) à une longueur d'onde donnée est défini par le rapport entre le nombre de coups détectés par seconde par le détecteur du spectromètre (noté $N_{couples}$) et le nombre de photons émis par le corps noir par seconde (noté $N_{photons}$) comme suit :

$$\tilde{X}_\lambda = \frac{N_{couples}}{N_{photons}} \quad (\text{A.18})$$

Le nombre de photons théorique collecté par le détecteur du spectromètre par seconde est lié à la puissance lumineuse A.17 par l'expression suivante :

$$N_{photons} = \frac{\Phi(\Delta\lambda, T) \lambda \Delta t}{hc} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \frac{c \pi^2 \Delta t}{\lambda^4} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda T k_B} - 1\right)} \right) (1 - \sqrt{1 - ON^2}) \Delta A^2 d\lambda \quad (\text{A.19})$$

À partir de la relation A.19, l'expression A.18 du coefficient de conversion \tilde{X} devient comme suit :

$$\tilde{X}_\lambda = \frac{N_{coups}}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \frac{c\pi^2\Delta t}{\lambda^4} \left(\frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda T k_B}) - 1} \right) (1 - \sqrt{1 - ON^2}) \Delta A^2 d\lambda} \quad (\text{A.20})$$

A.2/ RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La figure A.2 montre des photographies du dispositif expérimental utilisé pour nos mesures de calibration.

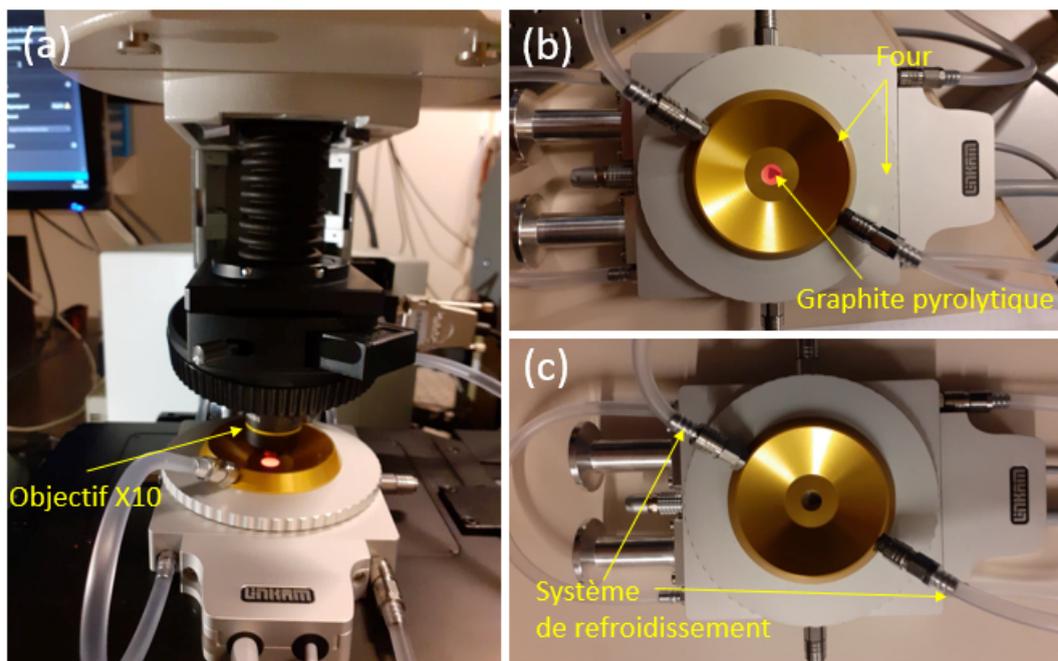


FIGURE A.2 – Photographies du dispositif expérimental. (a) corps noir montré sur le microscope, (b) corps noir chauffé à $T = 900^\circ\text{C}$ et (c) four éteint à température ambiante.

Ce dispositif consiste en un four à corps noir de température réglable et refroidi avec un système hydrodynamique utilisant l'eau. L'échantillon utilisé par le four représente une lame mince de graphite pyrolytique de quelques millimètres de taille et caractérisée par une grande émissivité thermique, et considéré donc comme un corps noir idéal. Le corps noir est placé par la suite dans le four qui est fixé sous l'objectif du microscope (sur la platine) pour mesurer le spectre d'émission comme le montre la figure A.2 (a).

L'acquisition du spectre du corps noir est obtenue à une température $T = 900^\circ\text{C}$ avec un temps d'exposition du détecteur de 10 secondes, une largeur de la fente d'entrée du spectromètre de 1 mm et avec un objectif de microscope d'agrandissement $\times 10$ ($ON = 0,25$). Les résultats obtenus sont montrés sur la figure A.3.

La figure A.3 (a) montre le spectre d'émission du corps noir à $T = 900^\circ\text{C}$ et la figure A.3 (b) montre l'évolution du coefficient de conversion \tilde{X} en fonction de la longueur d'onde λ dans la gamme spectrale [500–800] nm. La trace noire en (b) est obtenue avec un lissage de la

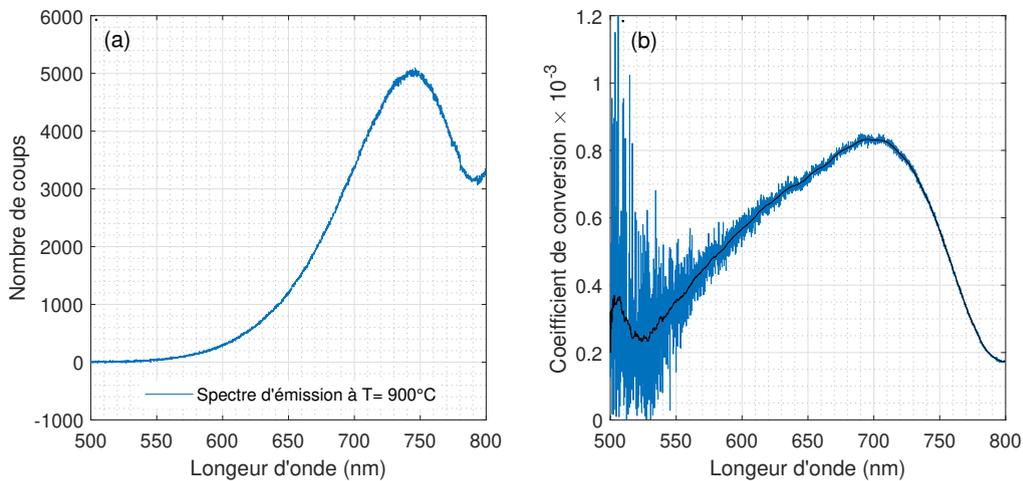


FIGURE A.3 – (a) Spectre d'émission du corps noir obtenu à $T = 900^{\circ}\text{C}$ et évolution du coefficient de conversion \tilde{X} en fonction de la longueur d'onde (b). La trace noire en (b) est obtenue en lissant la courbe bleue.

trace bleue. Nous pouvons remarquer que la conversion des coups en photons est limitée à une longueur d'onde 550 nm puisque l'émission du corps noir est faible à $T = 900^{\circ}\text{C}$. Pour obtenir la conversion dans la région UV, une acquisition du spectre d'émission à plus haute température est nécessaire. Il convient de noter que cette méthode de calibration prend en compte dans le coefficient \tilde{X} toutes les caractéristiques du chemin optique (objectif utilisé, ouverture de la fente, nombre de pixels utilisés sur le CCD, éléments additionnels sur le chemin optique) de notre système d'imagerie et aussi le rendement quantique du détecteur du spectromètre.

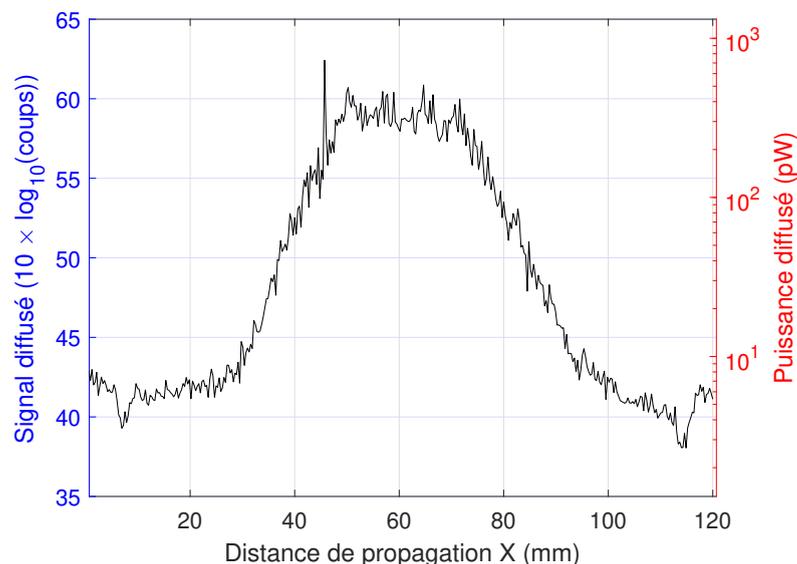


FIGURE A.4 – Trace 1D-X de la diffusion Rayleigh de la fibre SM450-NF (trace rouge montrée dans la figure 3.7) en fonction de la puissance lumineuse (axe des ordonnées à droite) et en fonction du nombre de coups (axe des ordonnées à gauche).

Dans le chapitre 3, les mesures de la diffusion Rayleigh ont été obtenues à une longueur d'onde de 652 nm. D'après la figure A.3 (b) le coefficient de conversion $\tilde{X}_{652nm} = 0,73 \times 10^{-3}$, ce qui nous permet de calculer l'énergie lumineuse rayonnée le long d'une fibre effilée. En effet, dans la figure A.4, nous avons présenté la trace 1D-X de la diffusion de Rayleigh de la fibre SM450-NF (trace rouge montré dans la figure 3.7 du chapitre 3) en fonction de la puissance lumineuse en Watt (axe des ordonnées à droite) et en fonction du nombre de coups (axe des ordonnées à gauche). La figure montre que la puissance rayonnée par un élément de surface dA d'une nanofibre de diamètre de 690 nm est de l'ordre de 400 pW, ce qui représente la puissance capturée par l'ouverture numérique de l'objectif de microscope. Le calcul de la puissance totale diffusée par la nanofibre ($L_{NF} = 20$ mm) est difficile [87, 88] et nécessite un modèle théorique rigoureux de la diffusion du champ guidé à l'extérieur de la nanofibre qui ne fera pas l'objet de notre travail.

B

ANNEXE B : ÉTUDE DE LA DÉGRADATION DU SUPERCONTINUUM

B.1/ DÉGRADATION DU SUPERCONTINUUM

Cette partie est destinée à présenter des résultats préliminaires obtenus sur la dégradation du supercontinuum observée lors de l'étude présentée dans le chapitre 4. Il convient de noter, qu'à notre connaissance, aucune étude n'a été publiée dans la littérature sur ce sujet, ce qui montre l'importance de ces mesures préliminaires pour comprendre le mécanisme de dégradation du supercontinuum dans les nanofibres optiques. Toutes les mesures présentées dans cette annexe sont obtenues avec le dispositif expérimental illustré dans la figure 4.7.

B.1.1/ CAS DES NANOFIBRES LONGUES

Dans ces travaux de thèse, pour notre étude en régime non linéaire, nous avons testé dans un premier temps le cas d'une fibre effilée longue, qui présente une nanofibre de longueur 8 cm et un diamètre de 560 nm. La génération du supercontinuum dans ces fibres présente de fortes fluctuations et des dégradations remarquables du spectre au cours du temps comme nous pouvons le voir sur la figure B.1. Plus précisément, la figure B.1 (a) montre l'évolution temporelle du supercontinuum (un spectre toutes les 12 secondes) sur une durée totale de 50 minutes, mesurée avec l'OSA en sortie d'une fibre effilée SMFG652D-NF (nommée SMFG652D-NF-A) intégrant une nanofibre de longueur 8 cm et de diamètre 560 nm. La figure B.1 (b) montre une comparaison entre cinq spectres obtenus à différents instants de la figure B.1 (a). Notez que les mesures sont obtenues à une puissance crête de 611 W et un taux de répétition de 25 kHz.

La figure B.1 (a) montre que l'évolution temporelle du supercontinuum présente une dégradation initiale d'environ 8 minutes, suivie d'une grande stabilité d'environ 22 minutes avant la dégradation complète du spectre, avec seulement la présence du 1ORS, 2ORS et le 1ORAS avec la disparition de la composante spectrale située à $\lambda = 700$ nm. Il est important de noter que la puissance de la source laser a également été mesurée simultanément et ne présente pas de variations significatives au cours du temps des mesures. Cela indique que les fluctuations observées dans le supercontinuum ne sont pas liées aux fluctuations de la puissance du laser de la source, mais plutôt à la dégradation du supercontinuum dans la fibre effilée.

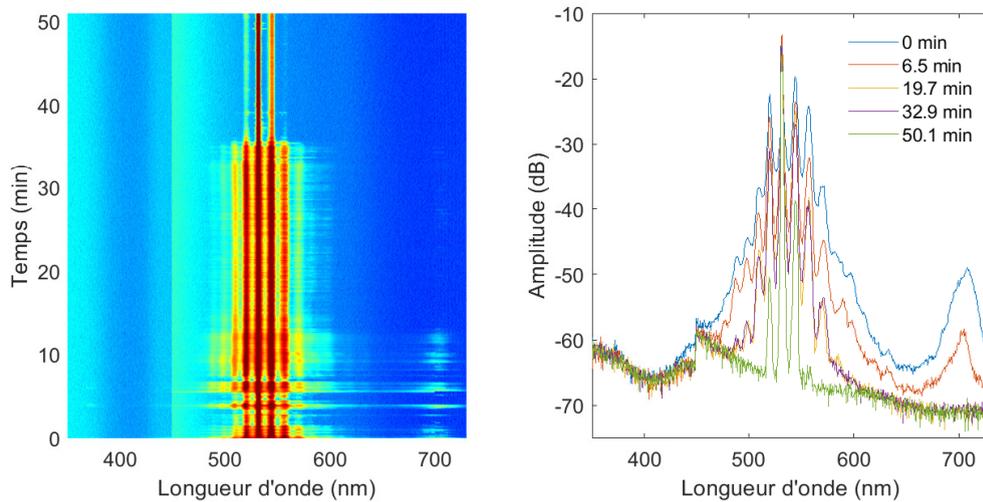


FIGURE B.1 – (a) Évolution temporelle du supercontinuum mesuré avec l’OSA en sortie de la fibre effilée SMFG652D-NF-A de nanofibre de longueur 8 cm et de diamètre 560 nm. Le taux de répétition du laser est de 25 kHz et la puissance crête est gale à 611 W. (b) Comparaison entre cinq spectres obtenus à différents instants.

Nous supposons que ces dégradations sont liées à l’intensité élevée du champ propagé dans la région submicrométrique (nanofibre). Cette forte intensité peut engendrer une dégradation de la structure de la nanofibre, telles qu’une dégradation de la silice ou de l’état de surface de la nanofibre. De plus, cette forte intensité peut modifier la dispersion de la nanofibre en entraînant une variation de l’indice de réfraction par des effets thermiques.

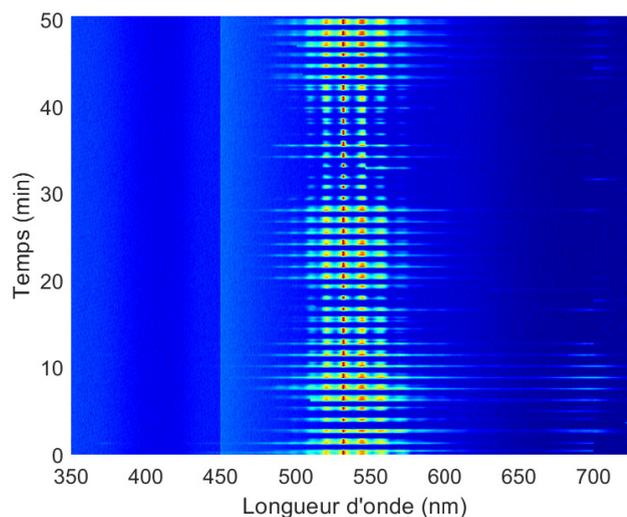


FIGURE B.2 – Évolution temporelle du supercontinuum mesuré avec l’OSA pour la fibre SMFG652D-NF-A avec l’utilisation d’un obturateur laser (Laser shutter). Cette mesure est obtenue avec une puissance crête de 580 W et un taux de répétition de 100 kHz.

En effet, dans le régime des impulsions longues (picoseconde dans ce cas), les effets thermiques ne peuvent pas être négligés, et la température à l’intérieur de la fibre ef-

filée augmente considérablement jusqu'à une valeur maximale située dans la région de la nanofibre [89–91]. Comme l'indice de réfraction varie avec la température [14, 60], des variations de température de la nanofibre entraînent des variations de l'indice de réfraction et donc de la dispersion.

Dans cette étude préliminaire, afin de minimiser les effets thermiques et de tester leurs impacts sur les dégradations observées dans la figure B.1, nous avons utilisé un obturateur laser (Laser shutters) pour effectuer des mesures OSA toutes les 30 secondes et pour relaxer la fibre (laser éteint) également toutes les 30 secondes. Le résultat obtenu avec l'OSA est présenté dans la figure B.2. Noter que cette mesure est obtenue avec une puissance crête de 580 W et un taux de répétition de 100 kHz. Ce résultat nous permet de constater que la composante spectrale située à $\lambda = 700\text{nm}$ ne disparaît pas complètement, mais plutôt apparaît et disparaît de manière aléatoire dans le temps, à comparer avec l'évolution montrée dans la figure B.1 lorsque le shutter n'est pas utilisé. Cela montre que les effets thermiques contribuent à la dégradation du spectre mais une étude plus précise et complète est nécessaire pour pouvoir conclure sur cette observation préliminaire. De plus, ce résultat met toujours en évidence la présence des fluctuations dans le spectre même avec la relaxation de la fibre ce qui indique la possibilité de la présence d'autres sources de dégradation que les effets thermiques.

La figure B.3 montre une autre mesure obtenue avec l'OSA pour une autre fibre effilée SMFG652D-NF (nommée SMFG652D-NF-B) de même géométrie que la fibre SMFG652D-NF-A.

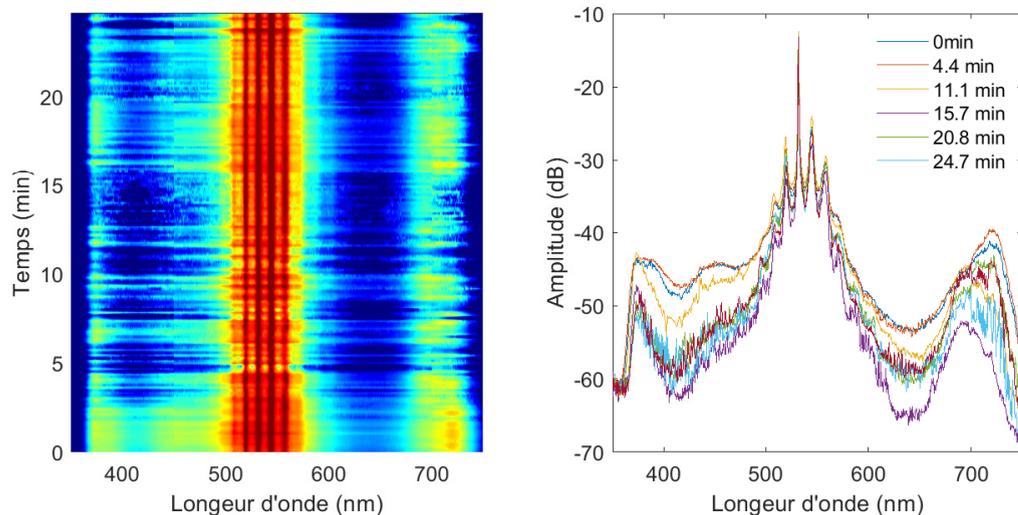


FIGURE B.3 – Évolution temporelle du supercontinuum mesurée avec l'OSA pour la fibre SMFG652D-NF-B à une puissance crête de 472 W et un taux de répétition de 100 kHz.

Cette mesure est obtenue à une puissance crête de 472 W et un taux de répétition de 100 kHz. La figure B.3 (a) montre une cartographie 2D de l'évolution temporelle du supercontinuum sur une durée totale de 25 min, et la figure B.3 (b) montre une comparaison entre six spectres obtenus à différents instants. L'évolution temporelle du supercontinuum pour cette fibre effilée (SMFG652D-NF-B) présente toujours des atténuations aléatoires du spectre, mais moins dégradée que l'évolution obtenue pour la fibre SMFG652D-NF-A, malgré que la puissance crête utilisée soit supérieure. Cela indique que la dégradation du supercontinuum varie d'une mesure à une autre et nous supposons que cela dépend

de plusieurs facteurs, qualité d'étirage, état de surface de la nanofibre avant la mesure (présence de défauts et poussière), puissance crête du laser et taux de répétition.

Cette étude préliminaire montre qu'une forte évolution du supercontinuum est observée au cours du temps. Cette évolution présente des phases de dégradation et des phases de fort signal, montrant un aspect réversible de la dégradation du supercontinuum. Par ailleurs, nous avons remarqué que la durée de la stabilité du supercontinuum dépend du taux de répétition du laser, et des exemples des résultats préliminaires obtenus seront présentés dans la suite.

B.1.2/ CAS DES NANOFIBRES COURTES SM450-NF

Dans ce paragraphe, nous allons suivre la dégradation progressive d'une nanofibre avec des utilisations successives.

B.1.2.1/ EFFET DU TAUX DE RÉPÉTITION DU LASER

Dans le but d'améliorer la stabilité du supercontinuum pour pouvoir observer l'évolution longitudinale du spectre le long d'une fibre effilée avec notre système avant sa dégradation, nous avons décidé de modifier la géométrie de la fibre effilée. En effet, nous avons testé des fibres effilées avec une nanofibre plus courte que 8 cm et de plus grand diamètre (> 560 nm) pour assurer une évacuation facilitée de l'énergie thermique dans la nanofibre. D'autre part, le choix du diamètre de la nanofibre doit être fait de manière à maintenir une dispersion anormale ($\beta_2 < 0$) et une onde dispersive générée le plus loin possible des bandes d'absorption de la silice situées dans la gamme des longueurs d'onde UV. Ceci permet d'éviter les dégradations du matériau de la fibre dues à l'absorption de la silice dans l'UV et la formation de centres colorés dans la fibre, un effet appelé *photo-darkening effect* en anglais [92, 93]. Cet effet génère des défauts dans les fibres et peut limiter les performances de la génération de supercontinuum dans l'UV, car il peut réduire la transmission de la fibre. De plus, le diamètre de la nanofibre doit être suffisamment petit pour obtenir un niveau suffisant de signal de la diffusion Rayleigh à l'extérieur de la fibre, c'est-à-dire, une dynamique de mesure suffisante pour observer l'évolution spectrale du supercontinuum le long de la fibre avec notre système d'imagerie. Un compromis doit être trouvé entre un grand diamètre (effet thermique moins important et onde dispersive loin de l'UV, diffusion faible) et un petit diamètre (dynamique de mesure suffisante, onde dispersive proche de l'UV). D'autre part, les deux transitions de la fibre effilée doivent être adiabatiques à la longueur d'onde utilisée ($\lambda = 532$ nm) pour minimiser les pertes dues aux modes d'ordres supérieurs (HOMs de pertes) dans les transitions.

La géométrie de la fibre effilée qui vérifie toutes ces conditions est montrée dans la figure 1.9 du chapitre 1, avec une longueur de nanofibre de 20 mm et un diamètre de 690 nm. La figure B.4 montre un exemple de mesure de l'évolution temporelle du supercontinuum en sortie d'une fibre de type SM450-NF à différentes puissances crête et à différents taux de répétition du laser, tels que $P_c = 1270$ W et $f = 100$ kHz pour la figure B.4 (a) (obtenue pour une fibre nommée SM450-NF-C) et à $P_c = 340$ W et $f = 200$ kHz pour la figure B.4 (b) (obtenue pour une fibre nommée SM450-NF-D). La figure B.4 (c) (resp. (d)) montre une comparaison entre le premier et le dernier spectre obtenu dans la figure B.4 (a) (resp. (b)). Notez que la figure B.4 (b) montre l'évolution temporelle du spectre sur une durée totale de 30 minutes obtenue lors des mesures

distribuées présentées la section (4.2.2.2) du chapitre 4 pour l'étude de la stabilité du supercontinuum pour la fibre effilée SM450-NF étudiée (c'est la même fibre notée ici SM450-NF-C). En effet, la figure 4.8 (section (4.2.2.2) du chapitre 4) représente ainsi un extrait sur une durée de 18 min (durée des mesures distribuée avec notre système) de l'évolution spectrale montrée sur la figure B.4 (b) de cette annexe.

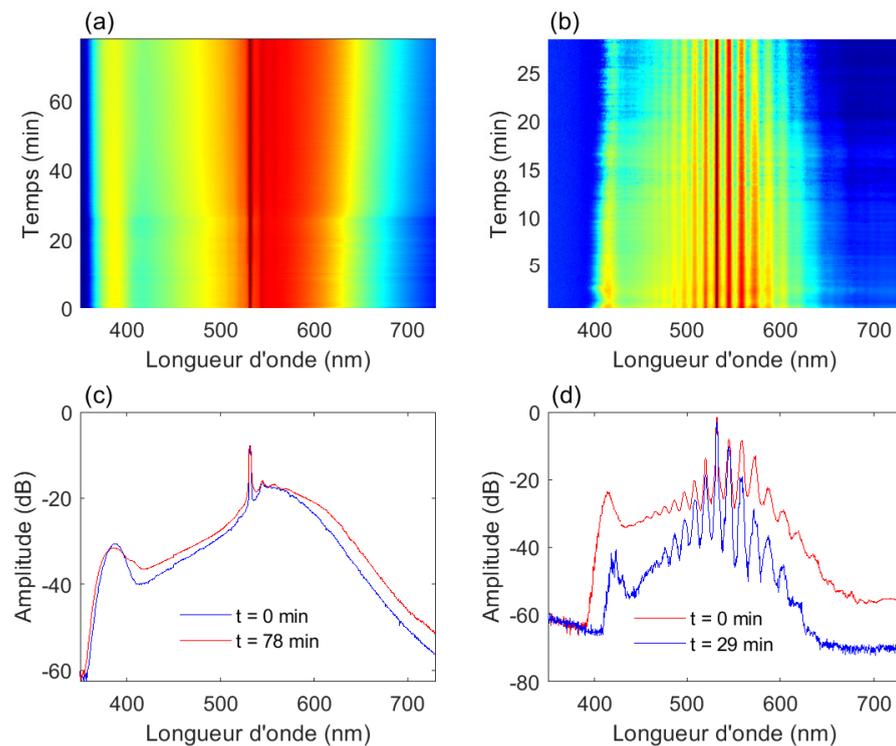


FIGURE B.4 – Évolution temporelle du supercontinuum obtenue avec l'OSA toutes les 12 secondes, avec : (a) $P_c = 1270$ W et $f = 100$ kHz pour la fibre SM450-NF-C, et (b) $P_c = 340$ W et $f = 200$ kHz pour la fibre SM450-NF-D. Les figures (c) et (d) représentent des comparaisons entre le spectre initial et le spectre final des deux figures (a) et (b) respectivement.

En comparant les deux figures B.4 (a) et (b), nous remarquons que la durée de stabilité du supercontinuum à un taux de répétition du laser de 100 kHz est largement supérieure (4× pour ces mesures) à celle obtenue à $f = 200$ kHz, qui est d'environ 18 min. Ce résultat est clair avec les comparaisons montrées sur les figures B.4 (c) et (d). En effet, pour les mesures obtenues pour $f = 100$ kHz (figure B.4 (a)), la comparaison entre le premier ($t = 0$ min) et le dernier ($t = 78$ min) spectre montre que les deux spectres sont identiques sans variations significatives comme illustrée dans la figure B.4 (c). Toutefois, pour les mesures obtenues à $f = 200$ kHz (figure B.4 (b)), la comparaison illustrée dans la figure B.4 (d) entre le premier ($t = 0$ min) et le dernier spectre ($t = 29$ min) montre que le supercontinuum est très dégradé à la fin de la mesure, avec une forte atténuation d'environ -21 dB observée au niveau de l'onde dispersive à $\lambda = 412$ nm. Notez que pour toutes les mesures réalisées, nous avons constaté que le niveau de la dégradation augmente avec le taux de répétition du laser avec une durée de stabilité qui diminue fortement.

B.1.2.2/ HYPERBOLOÏDES D'ÉJECTION DES MODES À FUITE

Concernant la mesure obtenue pour la fibre SM450-NF-D (figure B.4 (b)), la transmission de la fibre effilée décroît de $T = 59\%$ à $T = 23\%$ entre $t = 0$ s en début de mesure et $t = 29$ min en fin de mesure, ce qui montre la présence de fortes pertes d'énergie. Dans ce paragraphe nous allons présenter des observations importantes qui peuvent être attribuées à l'origine des pertes observées.

Tout d'abord, lorsque l'évolution temporelle du supercontinuum fait apparaître des dégradations, à environ $t = 15$ min, des anneaux de forte intensité sont observés à l'extérieur de la fibre comme le montre la figure B.5. Ces anneaux correspondent à l'observation des hyperboloïdes d'éjection des modes à fuites sur un plan orthogonal à la direction de propagation (plan OYZ). La figure B.5 (a) montre un schéma simplifié et les deux figures B.5 (b) et (c) montrent deux photos des anneaux observés lors de nos mesures pour la fibre SM450-NF-B. En outre, nous avons constaté que la transmission de la fibre diminue considérablement et fluctue de manière imprévisible dans le temps. Cette diminution de la transmission est souvent associée à une augmentation significative de l'intensité des anneaux.

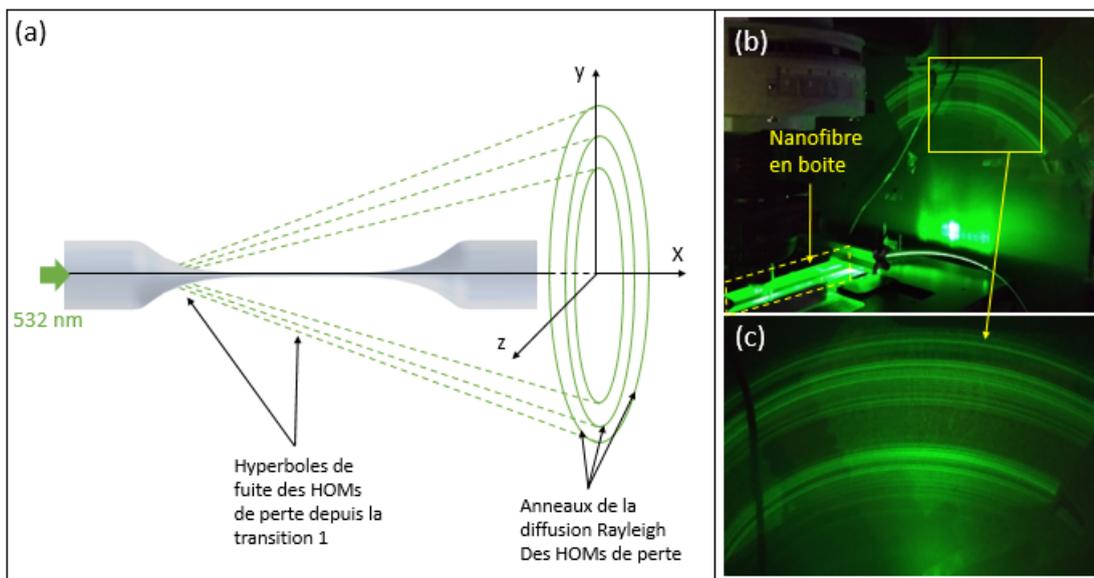


FIGURE B.5 – Anneaux d'éjection des modes d'ordres élevés (HOMs)
 . (a) Schéma simplifié, et (b) et (c) deux photos des anneaux.

Pour une fibre fonctionnant en régime linéaire de propagation, Ozeki et *al.* [94] ont identifié l'origine de ces anneaux comme étant des fuites de modes d'ordres élevés qui ne sont plus supportés par la transition d'entrée de la fibre effilée lorsqu'ils atteignent leur diamètre de coupure (voir chapitre 3). Notez que cette caractéristique est cohérente avec nos mesures de diffusion Rayleigh pour les fuites des modes d'ordres élevés observés dans la transition 1, sur la trace 1D-X (voir flèche B de la fig 3.11), et dans la cartographie 2D-XY (voir la figure 3.12) pour notre étude de la fibre multimode visible SMFG652D-NF à $\lambda = 652$ nm. Néanmoins, ces anneaux n'ont pas été observés en régime linéaire. Cela signifie que les couplages du mode fondamental avec les HOMs sont exacerbés en régime non linéaire.

Cette observation nécessitera une étude complète pour identifier le processus à l'origine

de l'apparition des modes de pertes en régime non linéaire.

B.1.2.3/ ÉTUDE APRÈS LA DÉGRADATION DE LA FIBRE SM450-NF-D : NOUVEAU RÉGIME DE STABILITÉ

Dans ce paragraphe, nous présentons des mesures obtenues avec la fibre SM450-NF-D utilisée pour l'étude du supercontinuum dans le chapitre 4, et pour l'étude de la dégradation du supercontinuum au cours du temps présentée dans la figure B.6 (b).

Après une période de relaxation de la fibre (laser éteint pendant environ 30 min), nous avons réalisé deux nouvelles mesures OSA successives et nous avons constaté que d'autres régimes de stabilité de durées plus longues sont obtenus. Notez que la fibre a également été relaxée entre ces deux mesures (laser éteint pendant environ 30 min). Les deux figures B.6 (a) et (b) montrent les deux mesures successives ((a) puis (b)) de l'évolution temporelle du supercontinuum obtenues avec l'OSA en sortie de fibre effilée SM450-NF-D, avec une durée de mesure totale de 35 min et de 66 min respectivement. La figure B.6 (a) est obtenue à une puissance crête de 522 W et un taux de répétition de 100 kHz (notée mesure OSA 1), et la figure B.6 (b) est obtenue à une puissance crête de 763 W et un taux de répétition de 50 kHz (notée mesure OSA 2).

Nous remarquons que le supercontinuum est très stable pour les deux mesures OSA 1 et 2 illustrées dans les figures B.6 (a) et (b) respectivement, sans variation significative durant les deux durées de mesures. Cependant, des différences sont observées entre ces deux résultats. En effet, sur la figure B.6 (c), nous avons montré une comparaison entre le spectre OSA obtenu avant la dégradation du supercontinuum à $t = 0$ s (spectre noir : issue de la figure B.4 (b)), le spectre OSA obtenu en fin de mesure montrée sur la figure B.6 (a) (spectre bleu obtenu à $t = 35$ min) et le spectre OSA obtenu en fin de mesure montrée sur la figure B.6 (b) (spectre rouge obtenu à $t = 66$ min). Cette figure révèle que malgré les deux régimes de stabilité observés dans les deux figures B.6 (a) et (b), la qualité du supercontinuum se détériore considérablement et de manière continue avec la durée d'utilisation. En outre, en examinant les spectres noir et bleu, nous remarquons que les deux spectres sont quasiment identiques dans la région de Stokes, mais le spectre bleu présente de fortes atténuations dans la région UV par rapport au spectre noir obtenu avant la dégradation du supercontinuum. Cela suggère que la dégradation du supercontinuum commence du côté anti-Stokes du spectre, suivi d'une détérioration des deux côtés (Stokes et anti-Stokes), comme observé dans le spectre rouge de la mesure OSA 2. D'autre part, la comparaison entre le spectre noir et le spectre bleu ou rouge montre un décalage d'environ 11 nm pour la position spectrale de l'onde dispersive située à environ $\lambda = 412$ nm. Ce décalage spectral de l'onde dispersive pourrait provenir de la modification de la dispersion de la nanofibre. Ce décalage spectral vers l'UV peut par ailleurs contribuer à la dégradation du matériau via l'absorption de la silice dans l'UV. Cela peut donc causer de fortes dégradations du spectre dans l'UV, comme le montre la comparaison entre les spectres bleu et rouge (spectre rouge (mesure OSA 2) étant obtenu après le spectre bleu (mesure OSA 1), où l'onde dispersive est fortement atténuée. Noter que pour des durées longues d'utilisation, nous avons remarqué la disparition totale de l'onde dispersive et une disparition du supercontinuum avec la présence de quelques pics Raman Stokes et anti-Stokes observés sur le spectre.

Par ailleurs, nous avons réalisé une mesure distribuée du supercontinuum avec notre système, simultanément avec les mesures OSA 2 de la figure B.6 (b), le long de la nano-

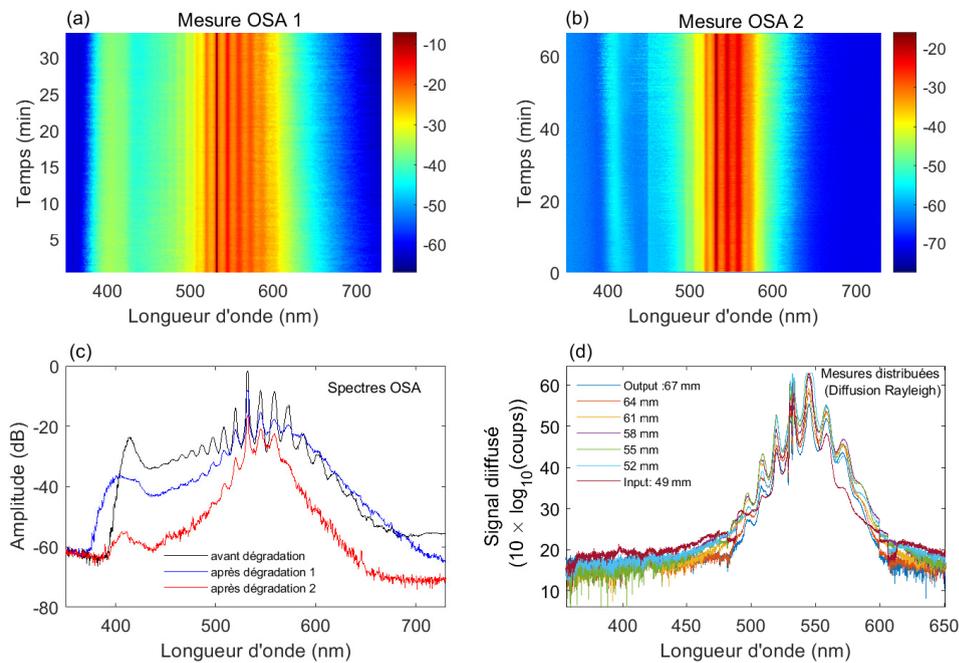


FIGURE B.6 – Évolution temporelle du supercontinuum en sortie de la fibre effilée SM450-NF-D mesuré avec l’OSA après la dégradation montrée sur la figure B.4 (b). (a) Évolution temporelle (mesure OSA 1) obtenue à $P_c = 522$ W et $f = 100$ kHz. (b) Évolution temporelle (mesure OSA 2) obtenue à $P_c = 763$ W et $f = 50$ kHz. (c) Comparaison entre le dernier spectre ($t = 35$ min) de la figure (a) (spectre bleu), le dernier spectre ($t = 66$ min) de la figure (b) (spectre rouge) et le premier spectre ($t = 0$ s) obtenu au début de la mesure avant dégradation (spectre noir : issue la figure B.4 (b)). (d) Mesure distribuée du supercontinuum le long de la nanofibre obtenue avec notre système obtenu avec un temps d’exposition de 10 secondes.

fibre entre $X = 49$ mm et $X = 67$ mm, sachant que la nanofibre est située entre $X = 49$ mm et $X = 69$ mm pour cette mesure. Les mesures sont obtenues avec un temps d’exposition de 10 seconde par spectre et une largeur de fente d’entrée de $300 \mu\text{m}$ dans la plage spectrale $\lambda = 350 - 750$ nm. Nous pouvons remarquer que le temps d’exposition nécessaire est six fois inférieur à celui utilisé pour les mesures présentées dans le chapitre 4, à cause de la forte diffusion de la surface dégradée de la nanofibre. Les spectres obtenus le long de la nanofibre sont montrés sur la figure B.6 (d). Tout d’abord, nous pouvons remarquer l’absence de l’onde dispersive dans les spectres mesurés le long de la nanofibre malgré qu’elle soit observée en sortie de la fibre effilée dans les mesures OSA (figure B.6 (b)). Ceci s’explique par la limite de détection de notre système et par le fait que l’onde dispersive est très atténuée (spectre rouge de la figure B.6 (c)). D’autre part, ces mesures montrent que les spectres en entrée ($X = 49$ mm) et en sortie ($X = 67$ mm) de la nanofibre sont parfaitement identiques, sans amplification des pics Raman des deux côtés Stokes et anti-Stokes, indiquant ainsi l’absence de gain Raman dans la nanofibre. Ce résultat peut être expliqué par la faible puissance crête se propageant dans la nanofibre à cause des fortes pertes non linéaires générées dans la transition et dans le début de la nanofibre, comme nous avons montré précédemment. Notez que la transmission de la fibre SM450-NF-D mesurée en fin de mesure OSA 2 est de l’ordre de 7%.

B.1.3/ TRACE 1D-X APRÈS DÉGRADATION IRRÉVERSIBLE DE LA NANOFIBRE

Pour un taux de répétition de $f = 200$ kHz, nous avons remarqué que la dégradation du supercontinuum est toujours accompagné d'une très forte augmentation du niveau de diffusion Rayleigh de la surface de la nanofibre. De plus, pour un temps d'exposition long, la dégradation semble devenir irréversible. La figure B.7 montre deux traces 1D-X obtenues en régime linéaire à $\lambda = 532$ nm avec notre système d'imagerie pour la fibre SM450-NF-D, avant (trace bleue) et après (trace rouge) les mesures en régime non linéaire et la dégradation du supercontinuum (après les mesures montrées sur la figure B.6 (b)). Sur les deux traces bleue et rouge, la nanofibre se situe approximativement entre $X = 42$ mm et $X = 62$ mm.

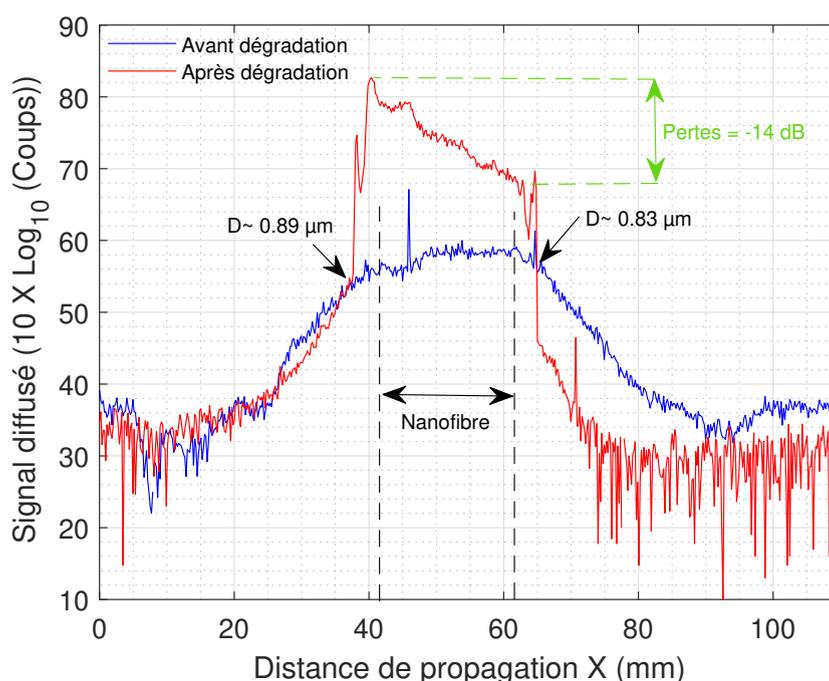


FIGURE B.7 – Traces 1D-X de la diffusion Rayleigh obtenues pour la fibre SM450-NF-D : avant (trace bleue) et après (trace rouge) les mesures en régime non linéaire et la dégradation du supercontinuum (après les mesures montrées sur la figure B.6 (b)).

La comparaison entre les deux traces rouge et bleue montre la présence d'une augmentation significative du niveau de diffusion Rayleigh de la nanofibre après les mesures en régime non linéaire et la dégradation du supercontinuum. Cette forte augmentation de la diffusion est située précisément autour de la zone de la nanofibre entre $X \approx 37,6$ mm et $X \approx 65$ mm, c'est-à-dire pour un diamètre $D \approx 0,93 \mu\text{m}$ et un diamètre $\approx 0,85 \mu\text{m}$ dans la région submicrométrique. Dans cette zone de la fibre, les pertes totales sont estimées à -14 dB (flèches vertes avec les deux traits horizontaux). Cette observation indique la dégradation de la zone située autour la nanofibre, ce qui contribue à la dégradation du supercontinuum. Notez que la mesure de la transmission de la fibre montre de fortes fluctuations avec une évolution aléatoire. Le diamètre de $\approx 0,93 \mu\text{m}$ représente un diamètre limite en dessous de laquelle la fibre se dégrade avec une fréquence de répétition de $f = 200$ kHz et une puissance crête de 340 W. Il est important de noter que nous avons remarqué que cette forte augmentation du niveau de diffusion croît d'une manière continue

avec la durée d'utilisation de la nanofibre, accompagnée d'une forte diminution continue de la transmission de la puissance en sortie de la fibre SM450-NF-D.

Grâce à la très forte diffusion observée dans la figure B.7 pour la fibre SM450-NF-B, nous avons pu réaliser un spectre de diffusion Rayleigh du spectre Raman spontané de la silice obtenu avec notre spectromètre au niveau de la nanofibre, avec le laser continu à $\lambda = 532$ nm injecté dans la fibre. Le spectre obtenu est illustré dans la figure B.8.

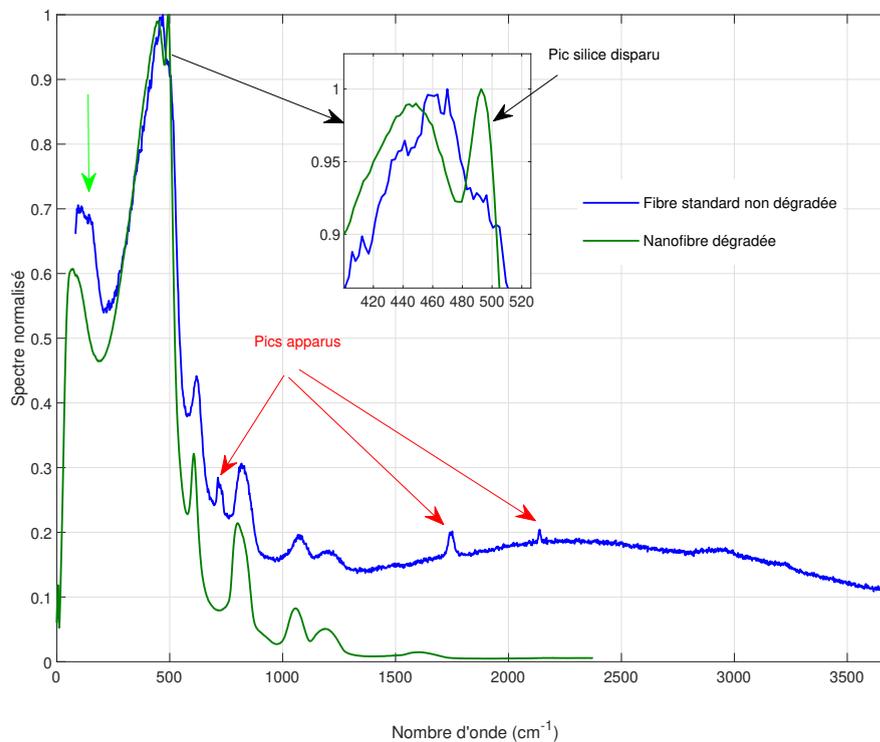


FIGURE B.8 – Spectre Raman de la silice mesuré à une longueur d'onde de 532 nm au niveau de la nanofibre de la fibre SM450-NF-D après la dégradation de la nanofibre (figure B.7).

Sur cette figure, les spectres vert et bleu représentent respectivement le spectre Raman silice d'une fibre standard et le spectre Raman de la nanofibre dégradée de la fibre effilée SM450-NF-D. La comparaison entre ces deux spectres montre l'apparition de trois nouveaux pics dans le spectre Raman de la nanofibre dégradée situés à environ $\lambda = 711$ cm^{-1} , $\lambda = 1738$ cm^{-1} et $\lambda = 2138$ cm^{-1} . L'origine de ces pics peut être des dépôts de composés aliphatiques sur la surface de la nanofibre, mais cela nécessite d'autres mesures sur d'autres nanofibres. De plus le spectre bleu de la nanofibre modifiée montre la disparition du pic Raman de la silice situé à $\lambda = 492,7$ nm correspondant au pic des cycles à 4 tétraèdres de la silice. Ces résultats semblent montrer que les caractéristiques de la silice ont été modifiées dans la nanofibre, ce que peut expliquer ainsi les dégradations observées sur le supercontinuum en sortie de fibre.

B.2/ CONCLUSION

Dans cette annexe, nous avons montré des mesures préliminaires obtenues sur la dégradation du supercontinuum observée lors de nos mesures en régime non linéaire dans le cas d'une fibre effilée. Nous avons montré que le supercontinuum est très dégradé dans le cas des fibres effilées avec une nanofibre longues de 80 mm et un diamètre de 560 nm. Nous avons montré que la stabilité du supercontinuum peut-être améliorée en modifiant la géométrie de la fibre étudiée (nanofibre plus courte avec un diamètre plus gros). Nous avons alors testé le cas d'une fibre effilée avec une nanofibre de longueur de 20 mm et de diamètre de 690 nm. Cette étude préliminaire montre que la stabilité est largement améliorée et nous avons identifié également des caractéristiques remarquables pour une fibre effilée dégradée, qui peuvent être attribuées à l'origine de la dégradation du supercontinuum telles les que :

- l'apparition d'anneaux d'éjection des modes à fuites pour une fibre initialement monomode et avec des transitions adiabatiques pour le mode fondamental,
- la dégradation de l'état de surface de la nanofibre avec un fort niveau de diffusion,
- des nouveaux régimes de stabilité sont observés après la dégradation du supercontinuum, toutefois avec un décalage vers l'UV de l'onde dispersive et une forte atténuation qui augmente avec la durée de l'utilisation de la fibre. De plus, cette atténuation débute du côté anti-Stokes du spectre après un décalage vers l'UV de l'onde dispersive,
- apparition de nouveaux pics dans le spectre Raman spontané de la nanofibre dont l'origine n'a pas été clairement identifié, et la disparition du pic Raman de la silice situé à $\lambda = 492,7$ nm correspondant au pic des cycles à 4 tétraèdres de la silice ce qui semble montrer que les caractéristiques de la silice ont été modifiées dans la nanofibre.
- une forte baisse de la transmission avec des fluctuations aléatoires en sortie de la fibre effilée.

Ces constatations nécessitent une étude complémentaire afin de comprendre le processus de dégradation du supercontinuum.

C

ANNEXES C : ÉTUDE D'UN GUIDE DE TYPE PPNL (PERIODICALLY POLED LITHIUM NIOBATE)

Dans cette annexe, nous allons présenter des résultats préliminaires obtenus avec un guide d'onde de type PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) ridge. Ce type de guides d'ondes permet la génération de la seconde harmonique (SHG) d'un champ optique injecté à une longueur d'onde télécom de manière efficace [95] sur des distances de propagation millimétriques, grâce à la forte non-linéarité d'ordre 2 du matériau. Ce type de guide d'onde est basé sur une structure en forme de crête (ridge) fabriquée à partir de cristaux de niobate de lithium (LiNbO_3) périodiquement polarisés pour créer une modulation périodique de l'indice de réfraction. Lorsque la lumière est injectée dans le guide PPLN, elle interagit avec cette structure et subit une modulation de phase qui doit permettre un quasi-accord de phase entre la fondamentale et la seconde harmonique, induisant la génération efficace de la SHG le long du guide.

En régime linéaire de propagation, nous allons caractériser les pertes linéiques et l'état de la surface du guide, et en régime non linéaire, nous présenterons des résultats préliminaires sur la caractérisation de la génération de la SHG le long d'un guide PPLN de longueur de 20 mm et de largeur de $10 \mu\text{m}$. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Mathieu Chauvet, enseignant-chercheur dans notre équipe Optique Non Linéaire de l'institut FEMTO-ST qui travaille sur ce type de guide.

C.1/ RÉGIME LINÉAIRE DE LA PROPAGATION

La figure C.1 montre un schéma simplifié du guide PPLN étudié. Il est formé d'une superposition de quatre couches, telles que : un Wafer de silicium d'épaisseur de 500 nm, une couche d'Or de 350 nm, une couche de SiO_2 de 600 nm et une couche de Wafer de Nitrate de lithium LiNO_3 d'épaisseur de $500 \mu\text{m}$ et d'indice de réfraction de $n = 2,2$ pour guider la lumière. La couche LiNO_3 est périodiquement polarisée. Les guides ridge sont ensuite découpés à la scie qui polie simultanément les flans des guides.

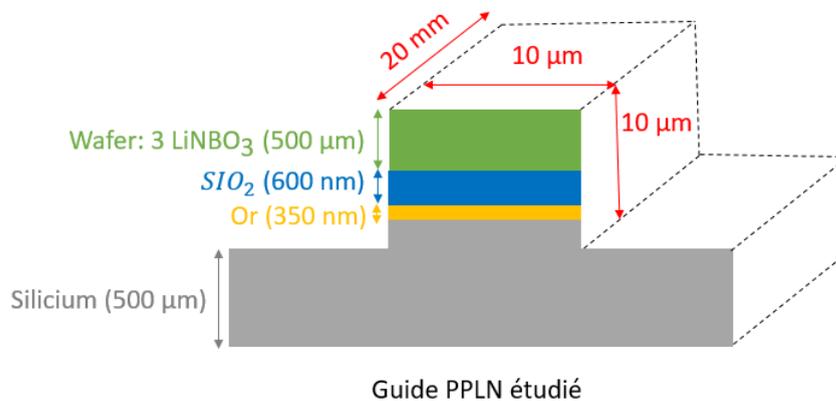


FIGURE C.1 – Schéma simplifié du guide PPLN étudié dans ce travail.

C.1.1/ ÉTATS DE LA SURFACE DU GUIDE

Nous avons mesuré une cartographie 2D-XY de la diffusion Rayleigh à la longueur d'onde de pompe de 653 nm le long du guide entre $X = 0$ mm et $X = 19,7$ mm de la distance de propagation et entre $Y = -70$ mm et $Y = 70$ mm dans la direction transverse. La figure C.2 (a) présente en échelle logarithmique le résultat obtenu avec un temps d'exposition de 0,3 secondes, une largeur de fente d'entrée du spectromètre de $30 \mu\text{m}$, un objectif de microscope $\times 50$. La figure C.2 (b) montre une représentation en trois dimensions (3D) de la figure C.2 (a).

La figure C.2 (a) démontre que notre système est capable de détecter le signal diffusé de la lumière qui se propage tout au long du guide. On peut observer la présence d'une forte diffusion en entrée du guide à $X = 0$ mm, accompagnée d'un signal brouillé détecté à l'extérieur du guide le long de la direction transverse Y (de part et d'autre du guide). Ce signal est causé par l'efficacité d'injection du laser de pompe dans le cœur du guide, qui n'est pas à 100%. De plus, comme le guide est très multimode à la longueur d'onde étudiée (652 nm), le filtrage des modes d'ordre élevé non supportés par le cœur en entrée du guide peut également contribuer à ce signal de diffusion en $X = 0$ mm. Lorsque cette lumière est rayonnée à l'extérieur du guide, elle subit une réflexion à la surface de la boîte métallique dans laquelle le guide est placé, avant d'être détectée par notre système.

La figure C.2 (b) illustre une représentation en trois dimensions (3D) de la figure C.2 (a). Cette figure révèle une forte diffusion de lumière à la surface et aux bords du guide optique, avec une forte diffusion observée également à l'extérieur du guide, indiquant une mauvaise qualité de la surface et principalement des bords de l'échantillon étudié. De plus nous remarquons que cette diffusion est non homogène le long du guide avec la présence de forts pics dans la structure. Cette forte diffusion est liée à la technique de découpe utilisant une scie (Dicing Ridge en anglais), ainsi qu'à la qualité de polissage de la scie. La rugosité de la surface supérieure du guide optique atteint 1 nm (RMS), avec une qualité moins bonne au niveau des bords de 3 nm (RMS), comme l'ont rapporté Pecheur et al.[95].

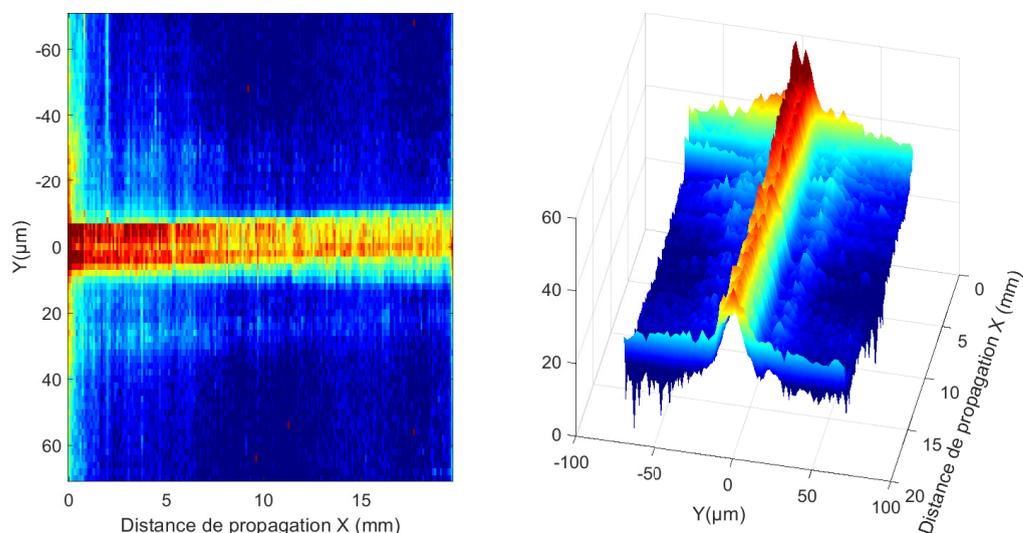


FIGURE C.2 – (a) Cartographie 2D-X en échelle logarithmique de la diffusion Rayleigh du champ guidé le long du guide PPLN, et (b) une représentation en 3D de la figure (a).

C.1.2/ PERTES LINÉIQUES

Pour mesurer l'atténuation totale du guide, nous avons mesuré une trace 1D-X de l'intensité diffusée le long du guide comme le montre la figure C.3. Plus précisément, cette trace est obtenue en intégrant le signal de la diffusion Rayleigh mesurée dans la cartographie 2D de la figure C.3 (a) le long du guide entre $X = 0$ mm et $X = 19.7$ mm et sur une largeur transverse entre $Y = -12$ μm et $Y = 12$ μm (elle représente le $10 \times \log_{10}$ du signal intégré).

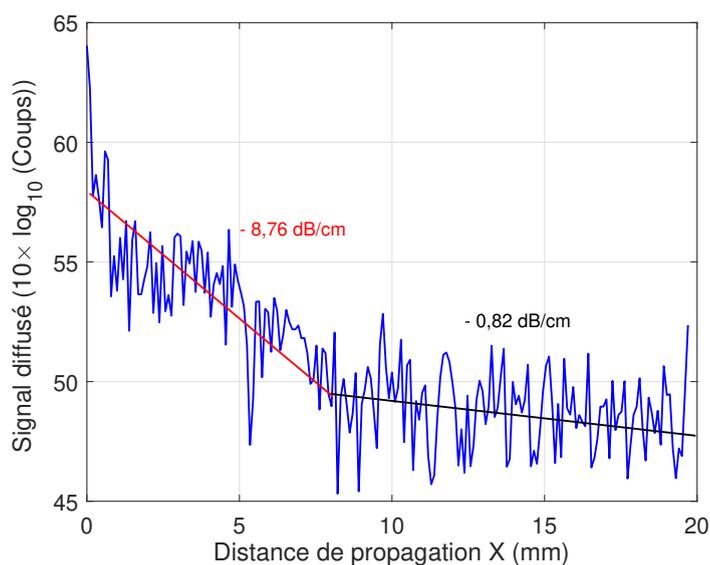


FIGURE C.3 – Trace 1D-X de la diffusion Rayleigh du champ propagé le long du guide PPLN.

La pente de l'ajustement linéaire de la trace 1D-X fournit une estimation des pertes du

guide par millimètre. L'ajustement montre deux pentes de pertes distinctes de $-8,76$ dB/mm et de $-0,82$ dB/mm à la longueur d'onde étudiée (652 nm). Les pertes totales du guide peuvent alors être estimées à environ -10 dB à cette longueur d'onde de travail. Ces pertes importantes sont principalement attribuables à la mauvaise qualité de l'échantillon étudié, qui se manifeste par des rugosités sur la surface et les bords du guide optique, ainsi qu'au filtrage des modes d'ordre élevé en entrée du guide.

C.2/ RÉGIME NON LINÉAIRE DE LA PROPAGATION

C.2.1/ PRÉDICTIONS NUMÉRIQUES

En régime non linéaire de propagation le guide est pompé à une longueur d'onde de 1550 nm et la SHG est donc générée dans le visible à une longueur d'onde de 775 nm, ce qui rend possible sa détection avec notre système d'imagerie. Les résultats numériques montrés dans ce paragraphe ont été réalisés par Mathieu Chauvet. La figure C.4 (a)

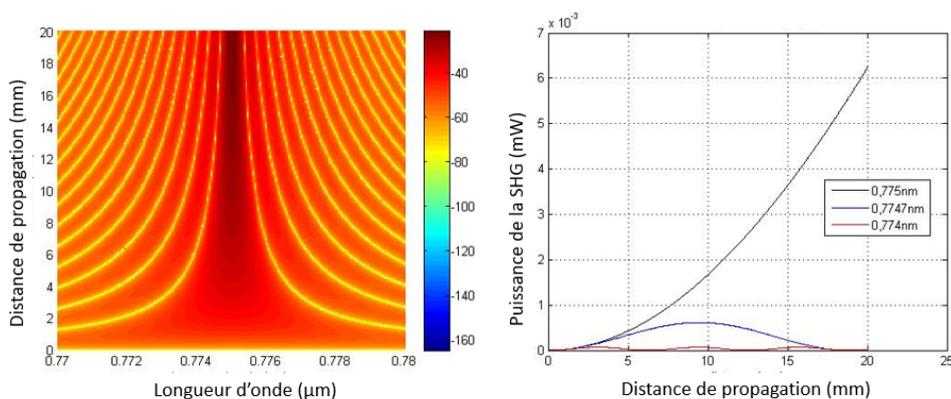


FIGURE C.4 – (a) Évolution longitudinale du spectre numérique de la SHG (en dBm) en fonction de la distance de propagation X dans la plage spectrale $\lambda = 0,77 - 0,78 \mu\text{m}$. (b) Évolution de la puissance de la SHG (en mW) en fonction de la distance pour trois longueurs d'onde différentes : $\lambda = 0,775 \mu\text{m}$ (courbe noire), $\lambda = 0,7747 \mu\text{m}$ (courbe bleue) et $\lambda = 0,7740 \mu\text{m}$ (courbe rouge).

montre l'évolution longitudinale du spectre numérique de la SHG (en dBm) en fonction de la distance de propagation entre $X = 0$ mm et $X = 20$ mm dans la plage spectrale $\lambda = 0,77 - 0,78 \mu\text{m}$. Ce résultat montre que la largeur à mi-hauteur du spectre de la SHG décroît fortement avec la distance de propagation. D'autre part, la figure C.4 (b) montre l'évolution de la puissance de la SHG (en mW) le long du guide à trois longueurs d'onde différentes : $\lambda = 0,775 \mu\text{m}$ (courbe noire), $\lambda = 0,7747 \mu\text{m}$ (courbe bleue) et $\lambda = 0,7740 \mu\text{m}$ (courbe rouge). Dans notre cas, la SHG est générée à une longueur d'onde de 775 nm et la courbe noire montre que la puissance croît exponentiellement en fonction de la distance de propagation. Dans la partie expérimentale, nous avons essayé de caractériser l'évolution exponentielle de la puissance de la SHG générée le long du guide, ainsi que l'évolution de la largeur à mi-hauteur du spectre.

C.2.2/ MESURES EXPÉRIMENTALES

Pour les mesures en régime non linéaire, l'évolution longitudinale de la SHG a été obtenue en balayant la longueur d'onde de la pompe sur une plage allant de $\lambda = 1546$ à $\lambda = 1552,5$, avec un pas régulier de $\delta\lambda = 0,012$ nm. Chaque cycle de balayage a duré 225 secondes, pendant lesquelles nous avons mesuré un spectre de diffusion Rayleigh de la SHG à une position donnée du guide optique. Nous avons répété cette procédure le long du guide (mesures automatisées avec le logiciel du spectromètre), en enregistrant un spectre de diffusion Rayleigh tous les millimètres entre $X = 10$ mm, qui correspond au milieu du guide et $X = 20$ mm en sortie du guide. La puissance moyenne de la source laser a été fixée à 18 mW pour ces mesures. Afin d'améliorer la résolution spectrale des spectres mesurés avec notre système, nous avons travaillé avec un objectif de microscope de grandissement $\times 50$ et le réseau de diffraction de 1500 lignes/mm. Le résultat expérimental obtenu avec notre système d'imagerie de l'évolution longitudinale du spectre de la SHG est montré sur la figure C.5.

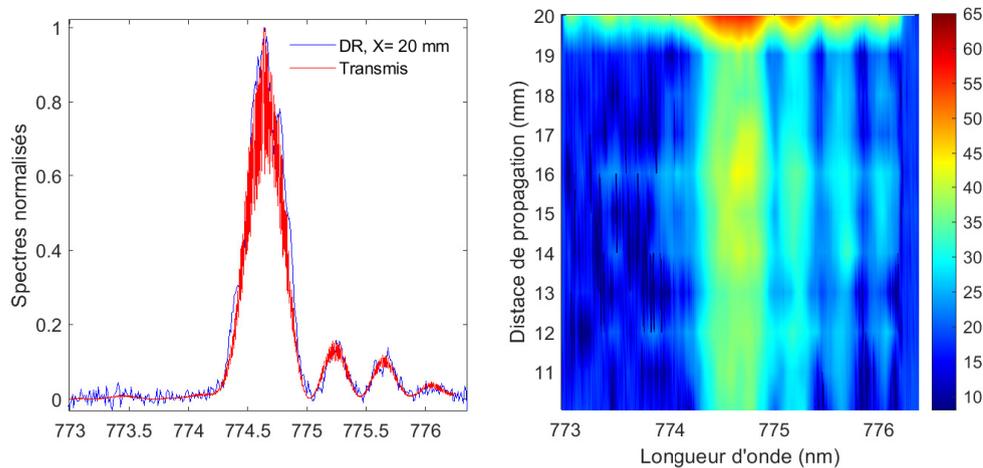


FIGURE C.5 – (a) Comparaison entre le spectre obtenu en sortie du guide en $X = 20$ mm avec notre système (spectre bleu noté DR) et le spectre transmis par le guide mesuré avec un Puissance-Mètre (spectre rouge noté transmis). (b) Évolution longitudinale du spectre expérimental de la SHG mesurée avec notre système d'imagerie le long du guide entre $X = 10$ mm et $X = 20$ mm.

Il est important de noter que le spectre de la SHG et la position des pics secondaires sont très sensibles à la température du guide. Le guide a donc été placé sur un thermostat durant les mesures pour maintenir une température constante de 25°C . En outre, l'évolution spectrale entre $X = 0$ mm en entrée du guide et $X = 10$ mm n'a pas été mesurée à cause du faible signal diffusé de la SHG dans cette zone du guide.

Tout d'abord, la figure C.5 (a) montre une comparaison du spectre mesuré en sortie du guide avec un Puissance-Mètre (spectre rouge) et le spectre de diffusion Rayleigh mesuré avec notre système (spectre bleu noté DR). Cette comparaison montre que les deux spectres normalisés se superposent parfaitement. Ce résultat montre une autre fois la performance notre système en régime non linéaire. Toutefois, la figure C.5 (b) montre que l'évolution longitudinale de la SHG obtenu avec notre système ne permet pas de mettre en évidence l'évolution exponentielle de la puissance de la SHG, ni la diminution de la largeur à mi-hauteur du spectre mesuré le long du guide. En effet, à cause de la

forte réflexion au niveau de l'extrémité du guide (14%), les spectres mesurés le long de la distance de propagation sont superposés avec les spectres réfléchis par l'extrémité du guide. Cela conduit à détecter des spectres brouillés par la réflexion, ce qui ne permet pas de suivre précisément l'évolution réelle des spectres.

C.3/ CONCLUSION

Dans ce travail préliminaire, nous avons pu caractériser les défauts de structure du guide PPLN étudié et mesurer les pertes totales à une longueur d'onde de 653 nm en régime linéaire. Les résultats obtenus ont permis d'observer la forte diffusion par les surfaces supérieure et latérales du guide, conséquence de la rugosité de ces surfaces causée par la technique de fabrication du guide, entraînant ainsi une forte atténuation du signal.

En régime non linéaire, nos mesures préliminaires ont montré que le spectre mesuré en sortie du guide était en très bon accord avec le spectre transmis par le guide. Toutefois, les fortes réflexions en sortie du guide ont brouillé le signal détecté de la diffusion Rayleigh, ce qui nous a empêchés de mesurer l'évolution longitudinale de la SHG. Ces résultats montrent les limites de notre technique pour ce type de guide en régime non linéaire. Cependant, il est possible d'utiliser un liquide d'adaptation d'indice (index matching liquid) en sortie du guide pour minimiser les réflexions du bord, ce qui pourrait améliorer la qualité des spectres enregistrés.

