



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE HAMMA LAKHDAR EL-OUED

Département De Génie Electrique

Mémoire de fin d'étude présenté
Pour l'obtention du diplôme de

MASTER ACADEMIQUE

Domaine : **Technologie**
Filière : **Télécommunication**
Spécialité : **Systemes de Télécommunication**

Présenté par : **KADDOURI Ikhlas & MEGA Samah**

Étude de la génération du supercontinuum dans les fibres optiques
microstructurées

Soutenu en juin 2019

Devant le jury composé de :

Dr. ISMAIL LAIB	MAB	Président
Dr. NACEREDDINE LAKHDAR	MCA	Examineur
Dr. ABDELKADER MEDJOURI	MCA	Rapporteur

Année Universitaire : 2018/2019

REMERCIEMENTS

Ce travail de fin d'étude a été effectuée au sein du laboratoire
d'Exploitation et valorisation des Ressources Energétiques Sahariennes
(LEVRES) à l'université Echahid Hamma Lakhdar – El oued sous la
supervision du Monsieur Dr. **Abdelkader MEDJOURI**

Nous le remercions de nous avoir accordé sa confiance pendant la durée de
Notre formation. Nous lui remercions pour les conseils qu'il nous a

Prodigués et l'attention constante qu'il a portée à ce travail

Mous sommes très heureux par la présence de Monsieur Dr. **Ismail LAIB**,
Professeur à L'Université Echahid Hamma Lakhdar – El oued qui nous a
fait l'honneur d'accepter de présider ce jury.

Que Monsieur Dr. **Nacereddine LAKHDAR**, Professeur à l'Université de
Hamma Lakhdar – El oued, qui a bien voulu examiner ce travail, trouve
ici l'expression de ma parfaite considération.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail aux mes très chère parents qui ont
Largement contribué à mon éducation et à mon enseignement

À mes chères sœurs Anfal, Saba, Israa et Touaba

À mes chers frères Lahcen Lokman et Youcef Islam

À mes grands-parents paternels et maternels, mes oncles, tantes,

Cousins et cousines

À toute ma famille, À toute personne qui a participé de près ou de
loin pour l'accomplissement de ce modeste travail

À mes amis surtout Lina et Fatiha avec qui j'ai partagé les plus

Beaux et inoubliables moments de ma vie

À toutes les personnes qui m'ont connu, soutenu et aimé

Ikhlās Kaddouri

إِهْدَاء

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

الحمد لله الذي منّ عليّ بأن أكون في مكاني هذا أكتب هاته الكلمات ومنحني فرصة شكر أشخاص غالين على قلبي .. أهدي ثمرة هذا العمل المتواضع أولا لأبي، الذي فارق الدنيا، لكن ذكره لا ولم ولن تفارقني قط، فما كنت لولاه لأصل لما أنا عليه اليوم، فلقد كان لي السراج الذي أنار درب حياتي وألهمني الصمود والتحدي لبلوغ مقاصدي فشكرا يا أبي، ورحمك الله وأسكنك فسيح جناته، سأسعى جاهداً لأكون فخرك وعزك في الدنيا والآخرة. ولا أنسى أمي التي أخصها بالشكر فهي مصدر إيماني بذاتي، ومرآتي لمستقبل زاهر فما فتنت تحتني لأكون أفضل نسخة من نفسي. والشكر كل شكر لسندي في الحياة زوجي الحبيب على إيمانه بي وعلى دعمه المتواصل وتشجيعه الدائم، دمت ذخرا لي يا رب دون أنسى إخوتي وأخواتي وعائلتي كلها فهذي السطور مهما طالت لن تفحقم.

أما قرّة عيني ومهجة فؤادي، إبني وحببي آدم فلك إهداء خاص يا عزيزي وأتمنى من كل قلبي أن أراك أفضل مني في كل شيء داعيةً الله أن يرعاك بعينه التي لا تنام وأن يغمرك بعزه الذي لا يرام.

مقّة سماح

Résumé

La fibre optique est un guide de lumière qui constitue aujourd'hui le support privilégié pour le transport d'information à haut débit.

Une nouvelle génération de fibres est imaginée dans le but d'obtenir des pertes moindres que les fibres conventionnelles. Ces fibres connues sous le nom de Fibres Optique Microstructurées (FOM).

L'une des applications fascinantes des FOM est la possibilité de générer des spectres larges et continus (supercontinuum ou SC) en exploitant les effets non linéaires se manifestant dans les FOM lors de la propagation des impulsions ultra-courtes (femtoseconde).

L'objectif de projet est d'exploiter la dynamique solitonique des impulsions se propageant dans les FOM pour la génération des SC.

La modélisation numérique, quant à elle, est basée sur la résolution de l'équation généralisée non linéaire de Schrödinger (GNLSE).

Mots clés : fibre à cristaux photoniques, effets optiques non-linéaires, solitons, génération de supercontinuum, équation non linéaire de Schrödinger.

المخلص

الليف البصري هو موجة موجي للضوء الذي يعتبر وسيلة نقل هامة جدا للمعلومة في عصرنا الحالي. لكن وخصوصا فيما يتعلق بتلبية جميع متطلبات الاتصال خاصة الانترنت يجب تحسين وتطوير الخصائص الضوئية لهذه الألياف وخاصة فيما يتعلق بالضياح والتبدد اللوني على طول الشريط الطيفي المستعمل. لأجل هذا طورت ألياف من نوع جديد من أجل الحصول على أقل قيمة للضياح تعرف هذه الألياف باسم الليف البصري الميكرو بنيوي أو الليف البصري الفوتوني أو الليف البصري ذي الشريط الفوتوني المانع .

بالإضافة إلى ذلك، نظهر إمكانية توليد أطيف كبيرة ومستمرة، من خلال استغلال التأثيرات غير الخطية التي تظهر في الليف البصري الميكرو بنيوي أثناء انتشار نبضات قصيرة للغاية (فيمتوثانية)، مع مراعاة تحقيق الآثار الخطية للتخامد والتشتت والآثار غير الخطية لكبير، ونثر رامون المحفز والتشدد الذاتي.

بناءً على ديناميكيات السوليتون، يتم تقديم النموذج المادي الذي يحمل مساهمة التأثيرات الغير خطية المختلفة. النمذجة العددية، من ناحية أخرى، تعتمد على حل معادلة شرودنجر اللاخطية (NLSE)...

Tableau des matières

Résumé.....	i
Tableau des matières.....	iii
Liste de figures.....	vi
Abréviations.....	viii
Introduction générale.....	1
Chapitre I. Etat d'art sur les applications des sources supercontinuum	
I.1. Introduction.....	4
I.2. Génération de supercontinuum.....	4
I.3. Sources supercontinuum.....	6
I.3.1. Les lasers.....	7
I.3.1.1. Types de laser.....	7
I.3.2. Milieux non linéaires.....	8
I.3.2.1. Élargissement spectral dans les liquides et les gaz.....	8
I.3.2.2. Élargissement spectral dans les solides	9
I.3.2.3. Élargissement spectral dans les guides d'onde.....	10
I.3.2.3.1. Élargissement spectral dans les fibres optiques classiques.....	10
I.3.2.3.2. Élargissement spectral dans les fibres microstructurées air/silice.....	11
I.4. Applications.....	12
I.4.1. La métrologie.....	12
I.4.2. La Télécommunications.....	12
I.4.2.1. Compression d'impulsions et génération d'impulsions courtes.....	13
I.4.2.2. Sources optiques multi-longueurs d'onde.....	13
I.4.2.3. Conversion TDM à WDM à TDM.....	14
I.4.3. La Spectroscopie.....	15

I.5. Conclusion.....	16
Chapitre II. Les fibres optiques conventionnelles et microstructurées	
II.1. Introduction	17
II.2. Fibres optiques conventionnelles.....	17
II.2.1. Fabrication des fibres optiques conventionnelle.....	18
II.2.2. Mécanisme de guidage.....	19
II.3. Les Fibres optiques microstructurées.....	22
II.3.1. Fabrication des fibres optiques microstructurées.....	23
II.3.2. Mécanisme de guidage.....	25
II.3.2.1. Guidage par réflexion totale interne modifiée.....	25
II.3.2.2. Guidage par effet de bande photonique interdite.....	26
II.4. Conclusion.....	28
Chapitre III. Propriétés linéaires et non-linéaires des FOM et modélisation de la propagation des impulsions ultra courtes	
III.1. Introduction.....	29
III.2. Propriétés optiques linéaires.....	29
III.2.1. Les Pertes.....	31
III.2.1.1. Pertes par absorption.....	31
III.2.1.2. Pertes par diffusion.....	32
III.2.1.2.1. Diffusion Rayleigh.....	33
III.2.1.2.2. Diffusion de Mie.....	33
III.2.1.3. Pertes par confinement	34
III.2.2. Dispersion chromatique.....	35
III.2.3. Aire effective de mode.....	38
III.3. Propriétés optiques non linéaires.....	39
III.3.1. Polarisation non linéaire.....	40
III.3.2. L'effet Kerr.....	40
III.3.2.1. Automodulation de phase.....	41

III.3.2.2. Modulation de phase croisée.....	41
III.3.2.3. Mélange à quarte ondes.....	42
III.3.3. Diffusion Raman et Brillouin.....	42
III.4. L'équation de propagation.....	45
III.5. Conclusion.....	48

Chapitre IV. Résultats de simulations et discussion

IV.1. Introduction.....	49
IV.2. Les effets solitoniques.....	49
IV.3. Influence de la dispersion à l'ordre supérieur : La fission solitoniques.....	51
IV.4. L'autodécalage en fréquence des solitons.....	53
IV.5. Génération d'ondes dispersives.....	56
IV.6. Synthèse de contributions des effets non linéaires dans la génération du supercontinuum.....	57
IV.7. Influence de l'augmentation de la puissance sur la largeur de spectre généralé.....	59
IV.8. Influence de l'augmentation de la durée de l'impulsion sur la largeur de spectre généralé.....	60
IV.9. Conclusion.....	62
Conclusion générale.....	64
Bibliographie.....	68

Liste des figures

Figure I.1 : Principe de la génération d'un supercontinuum dans un milieu non linéaire.....	5
Figure I.2 : Comparaison de spectres de puissance pour un angle solide donné, pour une lampe à incandescence, un ensemble de LED, un supercontinuum et une lampe à arc.....	6
Figure I.3 : (a) Fibre microstructurée utilisée dans la référence ; (b) Spectre mesuré dans la Référence. Le spectre de l'onde de pompe ($\Delta t = 100$ fs, $\lambda = 790$ nm) est représenté en pointillé.....	11
Figure I.4 : Architecture de réseau d'accès pré-OFDM avec une source PCF-SC unique.....	13
Figure II.1 : Structure d'une fibre optique conventionnelle.....	17
Figure II.2 : Schéma qui explique le principe de fabrication d'une fibre conventionnel.....	19
Figure II.3 : Guidage par réflexion totale interne dans une fibre conventionnelle	20
Figure II.4 : Profils spatiaux de guidages dans une fibre. (a) Mode de guidage fondamental (LP01) obtenu dans une fibre purement monomode. (b) Modes de guidages d'ordres supérieurs obtenus dans une fibre possédant un paramètre de fréquence normalisée $V = 11$	21
Figure II.5 : Section transversale d'une PCF idéale D et réelle G.....	22
Figure II.6 : Les différentes étapes de la fabrication des FOM par la méthode d'assemblage.....	24
Figure II.7 : Images d'une préforme en plastique élaborée par perçage (a) processus de perçage de la préforme en plastique ou en polymère, (b) la préforme, (1) et (2) deux vues des trous percés et (3) le reste de la préforme après fibrage (partie restant dans le four).....	24
Figure II.8 : Schéma descriptif de la propagation par réflexion totale interne modifiée dans une fibre microstructurée à cœur plein.....	26
Figure II.9 : Classification des FOM suivant leurs mécanismes de guidage.....	27
Figure III.1 : Variation de l'indice effectif (parties réelle et imaginaire) en fonction de la longueur d'onde d'une FOM avec $\Lambda = 2.3$ μm	30
Figure III.2 : Distribution du champ optique du mode fondamental d'une FOM avec $\Lambda = 2$ μm et $d = 0.4$ μm pour les longueurs d'onde 0.6 μm G et 1.6 μm D.....	31
Figure III.3 : Diffusion dans le cœur d'une fibre optique.....	32
Figure III.4 : Illustration de l'effet Tunnel optique dans une fibre. Les points bleus sur la coupe d'indices effectifs à λ fixe indiquent l'égalité d'indice effectif entre mode de cœur et modes de gaine.....	34

Figure III.5 : Variation des pertes par confinement avec la longueur d'onde pour : (a) différentes valeurs du facteur de remplissage ($\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$) et (b) différentes valeurs du nombre de couronnes.....	35
Figure III.6 : Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$	37
Figure III.7 : Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$	39
Figure III.8 : Processus de la diffusion Raman.....	44
Figure III.9 : Réponse Raman temporelle G et le spectre de gain Raman.....	45
Figure III.10 : Principe de la méthode de SSF.....	47
Figure IV.1 : Evolution temporelle (droite) et fréquentielle (gauche) d'un soliton d'ordre $N=3$ et dont la période du soliton $z_{\text{sol}} = 10.6 \text{ cm}$	51
Figure IV.2 : Schématisation de l'effet de la fission solitoniques lors de la propagation d'un soliton d'ordre 3 dans une fibre optique.....	52
Figure IV.3 : Evolution temporelle D et fréquentielle G d'un soliton d'ordre $N=3$	53
Figure IV.4 : Autodécalage de solitons.....	54
Figure IV.5 : Evolution temporelle (droite) et fréquentielle (gauche) d'un soliton d'ordre $N=3$ en présence d'un autodécalage fréquentiel.....	55
Figure IV.6 : Génération d'ondes dispersives dans le domaine visible après une fission d'un soliton d'ordre $N = 3$ se propageant dans une FOM présentant une dispersion chromatique nulle à la longueur d'onde (ZDW) 780 nm	57
Figure IV.7 : Simulations numériques d'un supercontinuum généré à partir d'une impulsion femtoseconde : Évolution spectrale (a) et temporelle (b) obtenue sur 15 cm de propagation dans une FOM ayant une dispersion nulle à 780	59
Figure IV.8 : Spectre généré avec une impulsion ayant une largeur de 50 fs et une puissance crête de, respectivement, 10 kW , 20 kW , 30 kW et 40 kW	60
Figure IV.9 : Spectre généré avec une impulsion ayant une puissance de 10 kW et une durée de, respectivement, 50 fs , 100 fs , 150 fs et 200 fs	61

Abréviations

FOM	Fibre optique Microstructurée
BIP	Bande Interdite Photonique
WDM	Multiplexage en longueur d'onde
TDM	Multiplexage par Division Temporelle
RTIM	Réflexion Totale Interne Modifiée
FTTH	Fibre jusqu'au domicile
GVD	Dispersion de Vitesse De groupe
NLSE	Equation non-linéaire de Schrödinger
SPM	Automodulation de phase
XPM	Modulation de phase croisée
SSFS	Autodécalage en fréquence des solitons
ZDW	Longueur d'onde de zéro dispersion
SSF	Méthode de Fourier itérative
PCF	Fibres à cristaux photoniques
SC	Supercontinuum
FMAS	Fibres microstructurées air/silice
ON	Ouverture Numérique
FWM	Mélange à quarte ondes
GNLSE	L'équation généralisée non linéaire de Schrödinger
SRS	Diffusion Raman stimulée
SBS	Diffusion Brillouin stimulée

Introduction générale

Introduction générale

Au début du XIX^{ème} siècle, Daniel Colladon et Jacques Babinet étudient le parcours de rayons lumineux dans un jet d'eau et expliquent la conduction de la lumière par des réflexions totales subies par les faisceaux à l'interface entre l'eau et l'air. Ils viennent de démontrer le principe de la fibre optique. Les expériences se sont multipliées par la suite pour développer les technologies de fabrication des fibres optiques.

Jusqu'à l'utilisation des fibres optiques est limitée à de courtes distances, les chercheurs se sont attachés à purifier la silice afin de minimiser les pertes et améliorer le rendement en termes de transmission d'informations.

Afin d'étudier facilement les effets non linéaires et de les exploiter, d'autres fibres optiques appelées fibres optiques microstructurées (FOM), à base de verres de silice pure ou de verres de tellure ou de chalcogénure qui sont connus pour être hautement non linéaires.

L'optique non linéaire est l'étude des phénomènes non linéaires qui sont produits lorsqu'une onde lumineuse de forte intensité traverse un milieu matériel et modifie ses propriétés optiques.

En effet peu de temps après la mise en marche du premier Laser par Maiman en 1960, le phénomène de génération de seconde harmonique a été découvert par Franken et al. en 1961.

Dans ce projet de fin de cycle, nous étudions la propagation d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques non linéaires et dispersives dans le but de générer des spectres larges (supercontinuum). L'équation de Schrödinger non linéaire généralisée modélise les différents phénomènes physiques rencontrés lors de la propagation de ces impulsions.

Dans le premier chapitre, nous présenterons un bref historique sur le supercontinuum, après nous parlerons de la génération du SC. Ensuite nous

Introduction générale

décrivons les différentes sources telles que les lasers et les milieux non linéaires. À la fin nous citerons leurs applications multiples.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons des généralités sur les fibres optiques. Nous donnerons un rappel de la structure des fibres optiques conventionnelles et microstructurées et on va citer les caractéristiques de la fibre optique ainsi que les techniques de fabrication.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons en détail les différentes propriétés modales des FOM telles que les pertes, la dispersion chromatique, l'aire effective de mode. Par la suite nous passons en revue les différents effets non linéaires qui affectent la propagation des impulsions ultracourtes dans les fibres optiques .

Enfin nous présentons et interprétons nos résultats dans le quatrième chapitre, qui rapporte la génération de supercontinuum dans les FOM. Dans une première partie, nous décrivons le modèle physique comportant les différents effets non-linéaires contribuant à sa génération telle que les effets solitoniques, l'influence de la dispersion chromatique d'ordre supérieur, l'autodécalage en fréquence des solitons, la génération d'ondes dispersives. Dans la deuxième partie, nous présenterons l'impact de la variation de la puissance et la durée de l'impulsion sur le supercontinuum générée.

Une conclusion générale adressant les différents résultats obtenus ainsi que quelques perspectives portant sur des futurs travaux sont présentés à la fin de ce manuscrit.

CHAPITRE I

*Etat d'art sur les applications
des sources supercontinuum*

I.1. Introduction

Dès le milieu des années 1960, l'avènement des systèmes lasers a permis la création de différentes sources de supercontinuum. Les lasers impulsions fonctionnant dans différents régimes temporels permettent en particulier d'atteindre de fortes puissances crêtes, La mise au point de ce type de source est fondée sur l'excitation d'un milieu non linéaire par un laser puissant. Les effets non linéaires engendrés dans le milieu se traduisent alors par un très fort élargissement spectral de l'onde de pompe. Les paramètres caractéristiques de la source laser et du milieu non linéaire jouent un rôle prépondérant dans la génération du spectre large et influencent très fortement.

I.2. Génération de supercontinuum

Le supercontinuum est un phénomène optique non-linéaire correspondant à l'élargissement conséquent du spectre d'une onde optique au cours de sa propagation dans un milieu. La mise en œuvre de ce phénomène nécessite un matériau non-linéaire de susceptibilité de troisième ordre. La complexité des phénomènes non linéaires intervenant dans cet élargissement spectral est l'une des raisons principales des nombreuses études réalisées sur le sujet. Il est important de souligner que la mise en jeu des mécanismes non linéaires dans un supercontinuum dépend du régime temporel employé comme source d'excitation et des caractéristiques géométriques et physiques du milieu non linéaire (Figure. I.1). Cependant, ces effets non linéaires se manifestent principalement en fonction de l'intensité lumineuse appliquée, celle-ci étant modulée par la

fréquence de répétition et la largeur temporelle des impulsions émises par la source. Ceci confère à chaque régime temporel de génération de supercontinuum une combinaison de phénomènes non linéaires propres [1, 2, 3, 4].

La première observation de génération de supercontinuum (SC) a été faite en 1970 par *Alfano et Shapiro*. Ils ont reporté la génération d'un spectre de lumière blanche couvrant les longueurs d'onde de 400 à 700 nm (environ 300 THz) à partir d'un pulse de lumière laser à 530 nm se propageant dans du verre non-structuré. Il s'agit d'un phénomène très complexe impliquant la non-linéarité du milieu et le couplage des effets temporels et spatiaux (autofocalisation du faisceau) [5,6].

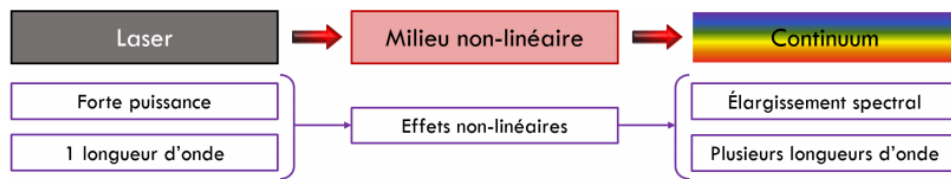


Figure I.1 : Principe de la génération d'un supercontinuum dans un milieu non linéaire.

De nombreuses applications ont été développées et ont mené notamment au prix Nobel 2005 attribué pour moitié à *Hall et Hansch*[7]. Depuis, plusieurs travaux ont été menés dans le but d'exploiter le SC pour la conception de nouvelles sources large bande pour les systèmes WDM. Dans la plage visible-infrarouge-proche, ils constituent un nouveau type de source "blanche" fibrée de très forte brillance et sont d'ores et déjà d'un intérêt direct pour diverses applications. Une large capacité de transmission a été démontrée utilisant un SC, à savoir 313 canaux x 10 Gb/s pour un

multiplexage DWDM. Ainsi, plus de 1000 fréquences optiques avec un espacement de 12 GHz ont été obtenues d'un seul SC [26]. Nous montrons dans la Figure. I.2 les caractéristiques spectrales de la source SC par rapport à d'autres sources telles qu'une lampe à incandescence, un ensemble de LED et une lampe à arc [7].

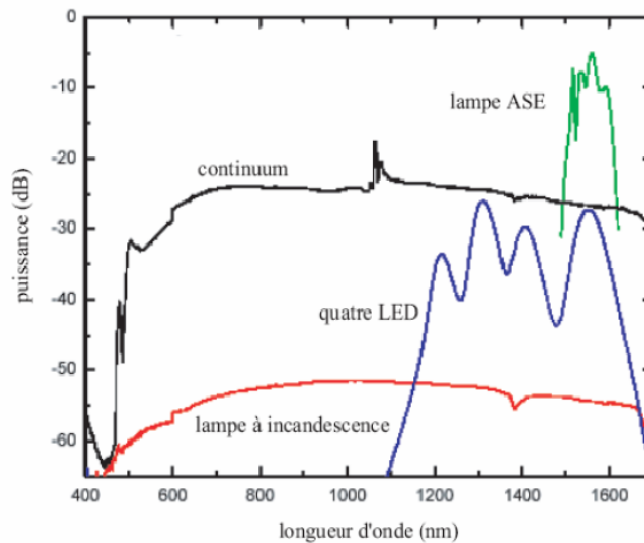


Figure I.2 : Comparaison de spectres de puissance pour un angle solide donné, pour une lampe à incandescence, un ensemble de LED, un supercontinuum et une lampe à arc [8].

I.3. Sources supercontinuum

Un supercontinuum est généré lorsque des effets non-linéaires agissent ensemble pour élargir le spectre de la source d'origine. Il existe plusieurs possibilités de mise en œuvre comme le montre l'article de *Dudley et al.* utilisant une propagation en espace libre ou guidée. Les premières sources supercontinuum ont été réalisées en propageant un signal laser de forte intensité dans des milieux isotrope comme des cristaux ou dans des milieux

anisotropes comme les liquides organiques ou inorganiques, ou encore les gaz [4, 8, 9, 10, 11].

I.3.1. Les lasers

Une source laser est un élément indispensable pour la génération de supercontinuum, dans la mesure où l'excitation des non-linéarités d'un milieu nécessite des densités spatiales de puissance que seuls les lasers peuvent atteindre.

La première démonstration pratique du laser a été proposée en 1960 par *Maiman et al* elle résulte de la synthèse d'un grand nombre de travaux précurseurs sur les trois éléments de base qui constituent un laser :

- La cavité résonante, issue des travaux de *Fabry et Pérot* en 1898.
- Le milieu amplificateur dans lequel se produit l'émission stimulée de photons, prédite par les travaux d'*Einstein* en 1917.
- Le pompage optique, découvert par *Kastler et al* en 1949 [12].

Un laser est une source de lumière cohérente alimentée en énergie par une source de pompage, laquelle la lumière émise au sein d'un milieu actif est amplifiée par émission stimulée. Une partie de cette lumière est émise vers l'extérieur (faisceau laser), l'autre étant réinjectée dans le milieu (rétroaction optique) à l'aide d'une cavité résonnante [13].

I.3.1.1. Types de laser

Il existe 4 types de laser suivant le régime temporel du fonctionnement :

- En régime femtoseconde

- En régime picoseconde
- En régime nanoseconde
- En régime continu

Dans le cadre de ce mémoire on s'intéresse au régime femtoseconde.

I.3.2. Milieux non linéaires

Ils sont appelés aussi matériaux pour la génération de supercontinuum. La première démonstration d'élargissement spectral a été effectuée en 1970 par *Alfano et Shapiro*. Dans cette expérience pionnière, un laser déclenche à verrouillage de mode émettant des impulsions à 1060 nm, doublées en fréquence à l'aide d'un cristal de phosphate de potassium KDP, sert à pomper un verre de borosilicate (BK7). Un spectre s'étalant entre 400 nm et 700 nm est alors généré à l'aide principalement des non-linéarités d'ordre trois. De très forts effets spatiaux conduisant à la filamentation du faisceau pompe introduisent une complexité spatiotemporelle supplémentaire. Depuis, des élargissements spectraux ont été provoqués dans différents matériaux, comme nous allons maintenant le voir [14].

I.3.2.1. Élargissement spectral dans les liquides et les gaz

Alfano et Shapiro ont également été les premiers à générer un spectre large-bande à travers un liquide, en 1972. Dans cette étude, l'onde de pompe est un faisceau intense à 530 nm issu d'un laser Nd:verre à verrouillage de modes délivrant des impulsions de 4 ps à 1060 nm doublées en fréquence. Les milieux non linéaires utilisés pour l'élargissement sont successivement du tetrachlorométhane (CCl₄), de l'argon (Ar) liquide et de l'azote (N)

liquide, placés dans des cuves de quelques centimètres de longueur. L'élargissement, essentiellement dû à la SPM, s'étend ainsi sur une centaine de nanomètres autour de la pompe à 530 nm [15].

La première démonstration d'élargissement spectral dans les gaz est proposée par *Corkum et coll.* en 1986. L'utilisation de différents gaz tels que l'argon, le dioxyde de carbone ou encore le xénon, excités par des impulsions picosecondes et femtosecondes à 600 nm leur a permis de souligner la dépendance de l'élargissement spectral à la durée d'impulsion et à la pression du gaz [13].

I.3.2.2. Élargissement spectral dans les solides

Les cristaux sont largement utilisés pour l'élargissement spectral. Du fait de leur non-linéarité d'ordre deux plus forte que celle du troisième ordre et de leur transparence sur une large gamme de longueurs d'onde, des cristaux comme le beta -borate de baryum (BBO) ou le niobate de lithium à inversion périodique du signe de la non-linéarité (PPLN) sont couramment utilisés pour générer des spectres larges [16, 17].

La première configuration consiste à utiliser une onde de pompe correspondant à la moitié de la longueur d'onde du zéro de dispersion du matériau.

Grâce à un pas d'inversion approprié, la génération paramétrique à trois ondes est obtenue avec un accord de phase très large. En utilisant cette méthode, une onde de pompe à 933 nm permet d'obtenir une génération de spectre entre 1,4 μm et 2,7 μm dans un cristal de niobate de lithium avec un pas de 27 μm [18, 19, 20].

I.3.2.3. Élargissement spectral dans les guides d'ondes

Il existe 3 types de guides d'onde optiques :

- Les guides d'ondes planaires.
- Les fibres classiques (conventionnelles).
- Les fibres microstructurées (FOM).

Dans le cadre de ce mémoire, on s'intéresse à l'élargissement spectral dans les fibres optiques à cristaux photoniques.

I.3.2.3.1. Élargissement spectral dans les fibres optiques classiques

La première démonstration d'élargissement spectral à travers une fibre optique standard monomode est proposée par *Lin et Stolen* en 1976. Une fibre de 19,5 m de longueur ayant un cœur de 7 μm de diamètre est pompée à l'aide d'un laser émettant des impulsions de 10 ns à 440 nm. Malgré un très faible couplage dans la fibre (inférieur à 10 %), un continuum s'étalant de 440 nm à 630 nm est obtenu. Le zéro de dispersion de la fibre étant autour de 1200 nm, la fibre est pompée en régime de dispersion normale et l'élargissement est principalement obtenu par SPM et diffusion Raman, du côté des longueurs d'onde plus grandes que la longueur d'onde de pompe [21].

Les fibres multimodes peuvent également être utilisées pour générer un supercontinuum, comme l'ont montré *Baldeck et Alfano* en 1987. Dans leur système, un laser délivrant des impulsions à 532 nm de 25 ps pompe une fibre optique de 15 m de longueur dont le cœur a un diamètre de 8 μm , dans laquelle peuvent coexister quatre modes (LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02}) [22].

I.2.3.2. Élargissement spectral dans les fibres microstructurées air/silice

Dès la fabrication des premières FMAS en 1996, l'intérêt de ces fibres pour l'élargissement spectral a très vite été démontré, en tirant profit notamment d'un coefficient de non-linéarité très supérieur à celui des fibres standards induit par un confinement de la lumière plus strict et grâce au contrôle de la dispersion permettant de privilégier les effets non linéaires désirés pour façonner le spectre. *Ranka et al.* ont été les premiers à générer un continuum à partir d'une FMAS [23].

Dans leur démonstration, ils utilisent un tronçon de 75 cm de FMAS dont le cœur de $1,7 \mu\text{m}$ de diamètre est entouré d'un réseau de trous d'air de $1,3 \mu\text{m}$ de diamètre dans un agencement hexagonal (Figure. I.3a). Elle est pompée laser émettant des impulsions de 100 fs à 790 nm de manière à obtenir un spectre relativement plat entre 390 nm et 1600 nm grâce aux effets combinés de la SPM et de la diffusion Raman (Figure. I.3b) [24].

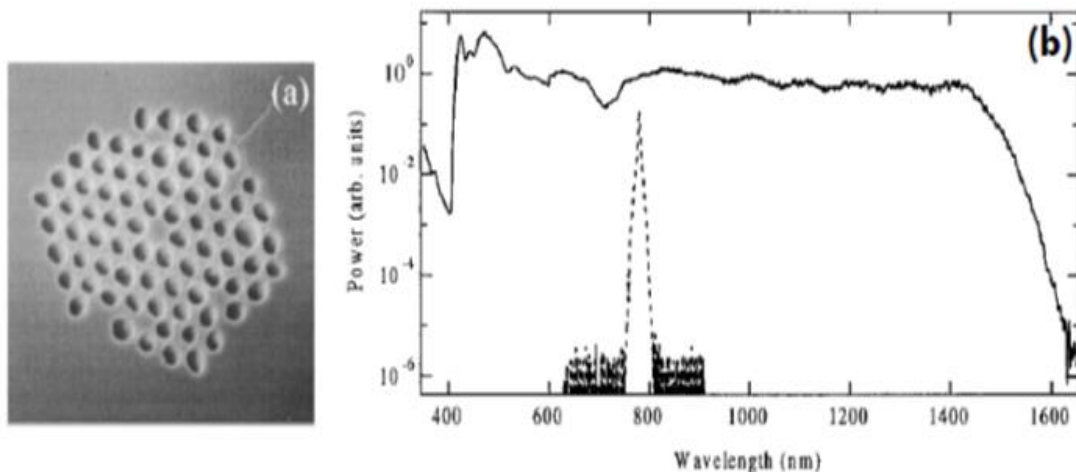


Figure I.3 : (a) Fibre microstructurée utilisée dans la référence; (b) Spectre mesuré dans la Référence. Le spectre de l'onde de pompe ($\Delta t = 100 \text{ fs}$, $\lambda = 790 \text{ nm}$) est représenté en pointillé [25].

Depuis, les supercontinuum sont généralement engendrés à travers des FMAS, pompées par des sources dont la durée d'impulsion varie de la nanoseconde à la femtoseconde. La possibilité d'utiliser une source laser continue pour générer un supercontinuum, apportant puissances moyennes de plusieurs Watts, a été démontrée quelques années plus tard, par *Avdokhin et al* puis par *Kudlinski et Mussot* notamment [14, 26, 27, 28, 29].

I.4. Applications

La génération Supercontinuum a trouvé de nombreuses applications dans des domaines variés, notamment en spectroscopie [30, 31], en chimie [32, 33], en métrologie [34, 35], dans les télécommunications [36], en médecine [37] et même dans La météorologie [38, 39].

I.4.1. La métrologie

La première mesure absolue d'une fréquence optique avec un peigne de fréquence femtoseconde a inspiré de nouveaux progrès rapides dans le domaine de la métrologie fréquentielle. L'élargissement spectral résultant d'une modulation en auto-phase via l'indice de réfraction dépendant de l'intensité dans une fibre optique a été utilisé pour augmenter les largeurs des peignes de fréquence. Même si la dispersion à l'intérieur de la fibre modifie sensiblement la forme des impulsions, elle le fait de la même manière pour toutes les impulsions [40].

I.4.2. La Télécommunications

Il existe plusieurs applications majeures pour l'effet de l'expansion spectrale et de la génération SC dans les communications par fibre optique. Le schéma suivant présente l'une des applications.

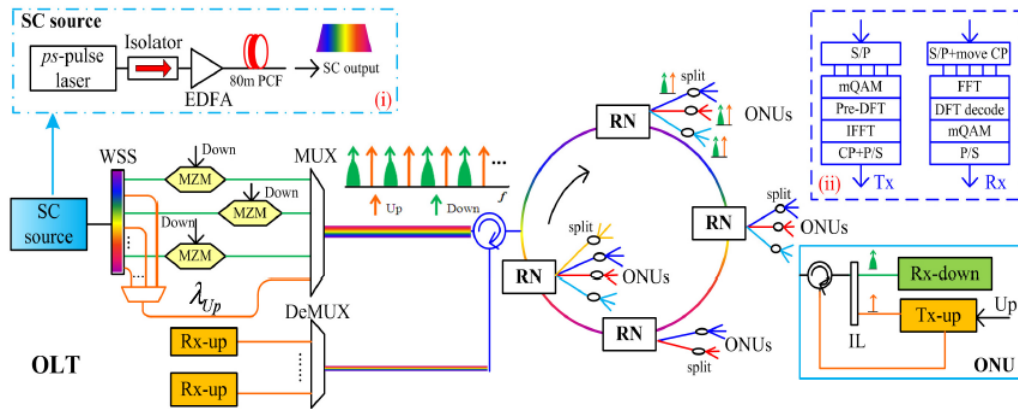


Figure I.4 : Architecture de réseau d'accès pré-OFDM avec une source PCF-SC unique.[41]

I.4.2.1. Compression d'impulsions et génération d'impulsions courtes

Les impulsions optiques ultracourtes constituent le fondement des systèmes de télécommunication optiques. Les informations transmises par les lignes de télécommunication sont codées en utilisant l'amplitude et la phase de telles impulsions. Par conséquent, il est essentiel pour les télécommunications de disposer de sources fiables à faible bruit d'impulsions laser ultra-courtes de haute qualité, en particulier de sources à large bande ou à longueurs d'onde multiples.

Ce dernier peut être utilisé pour la transmission simultanée de nombreux canaux d'information à travers une seule fibre optique, connue sous le nom de technologie de multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) [41].

I.4.2.2. Sources optiques multi-longueurs d'onde

L'une des applications les plus importantes dans le domaine des télécommunications est la conception de sources multi-longueurs d'onde pour les systèmes multiplexés par division en longueur d'onde ultra-large bande (WDM) sur la base du découpage spectral de SC généré par un seul laser. Une impulsion optique courte et puissante peut être élargie de manière non linéaire en un spectre SC. Ce spectre peut ensuite être découpé avec un tableau de filtres pour créer une série de canaux WDM. Telle était l'approche adoptée à l'origine par *Morioka et al.* (1993) utilisant des impulsions courtes (quelques ps) pour créer des sources à impulsions WDM, différentes variantes ont été mises en œuvre par plusieurs auteurs. En particulier, un transfert de données longue distance a été démontré, incluant des distances supérieures à 1 000 km [41].

I.4.2.3. Conversion TDM à WDM à TDM

Il existe essentiellement deux approches principales pour combiner des canaux de données à faible vitesse provenant de différents réseaux locaux en une seule ligne de télécommunication optique à haut débit : le multiplexage en longueur d'onde et dans le temps. Cette dernière méthode, appelée multiplexage par répartition dans le temps (TDM), repose sur la commutation synchronisée des canaux de communication, de sorte que le signal provenant de chaque canal ne soit introduit dans la ligne à grande vitesse que pendant une fraction du temps, en alternance. En revanche, les informations provenant de différents canaux WDM sont transmises simultanément et sont séparées de manière spectrale plutôt que temporelle. Les deux technologies sont largement utilisées pour améliorer

considérablement (jusqu'à plusieurs ordres de grandeur) la capacité de transmission des lignes de télécommunication. Une conversion WDM à TDM est requise entre les flux de données WDM à faible débit et les flux de données TDM à haut débit et inversement [41].

I.4.3. La Spectroscopie

Les sources de lumière à large bande sont attrayantes pour de nombreuses applications spectroscopiques pratiques, par exemple en tant que capteurs de propriétés de gaz ou de liquide, pour le test de composants et de systèmes optiques ou pour l'imagerie biologique. La couverture en longueur d'onde à large bande permet de détecter les signatures spectrales de multiples espèces ou composés ou de caractériser les propriétés optiques des composants sur de larges largeurs de bande [42].

I.5. Conclusion

Dans ce chapitre, L'historique de la génération de supercontinuum montre qu'il est possible d'élargir spectralement une onde à travers différents milieux, qu'il s'agisse d'un solide, d'un liquide, ou d'un gaz, du moment qu'ils présentent une forte non-linéarité. Il est important de souligner que la mise en jeu des effets non linéaires dans un supercontinuum dépend du régime temporel employé comme source d'excitation (dans cadre de ce mémoire là on s'intéresse au régime temporel femtoseconde.) et des caractéristiques géométriques et physiques du milieu non linéaire.

CHAPITRE II

Les fibres Optiques Conventionnelles et Microstructurées

II.1. Introduction

Dans ce chapitre, le terme de fibre optique sera abordé à de nombreuses reprises car il s'agit du support principal de notre étude. Il est donc important de rappeler les différents types de fibres optiques utilisées et d'en décrire leurs propriétés. Nous ferons une distinction entre les fibres optiques conventionnelles et les fibres optiques microstructurées. Nous présenterons dans un premier temps la structure, la technique de fabrication ainsi que les différents mécanismes de guidage au confinement d'une onde dans le cœur.

II.2. Fibres optiques conventionnelles

Les fibres conventionnelles sont utilisées généralement dans le domaine des télécommunications, pour la transmission de l'information ou dans la fabrication des composants d'optique tout fibres, tels que les filtres, les coupleurs ou encore les multiplexeurs. Elles présentent une géométrie simple, que nous pouvons observer sur la Figure. II.1.

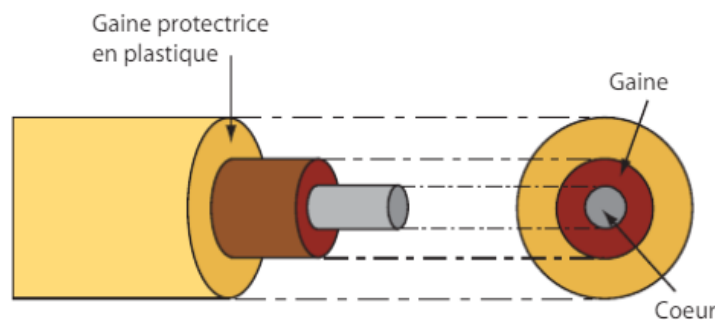


Figure II.1 : Structure d'une fibre optique conventionnelle.

Un cœur de silice (SiO_2), dopé, le plus souvent, au germanium (GeO_2), est entouré d'une gaine optique constituée de silice pure. La combinaison $SiO_2 - GeO_2$ du noyau confère à ce dernier un indice de réfraction n_c légèrement plus élevé que l'indice n_g de la gaine optique [20].

II.2.1. Fabrication des fibres optiques conventionnelle

La fabrication d'une fibre optique passe par la réalisation d'une préforme cylindrique en barreau de silice. La silice est un composé oxygéné du silicium, de formule (SiO_2), présent dans un grand nombre de minéraux, tels que le quartz, la calcédoine et l'opale. Le barreau subit ensuite un étirage, en plaçant l'extrémité dans un four porté à une température voisine de $2000^\circ C$. Il est alors transformé en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice avant d'être enroulée sur une bobine. Son centre, qui constitue le cœur, nécessite une silice très pure avec un minimum d'ions hydroxyles OH^- . Le cœur est entouré d'une silice de moindre qualité qui forme la gaine optique. On réalise un écart d'indice entre le cœur et la gaine en incorporant des dopants, tels que :

- Le germanium et le phosphore qui accroissent l'indice dans le cœur.
- Le bore et le fluor qui le font décroître dans la gaine.

Ainsi, une préforme de verre d'une longueur de 1 m et d'un diamètre de 10 cm permet d'obtenir par étirement une fibre monomode d'une longueur d'environ 150 Km [43].

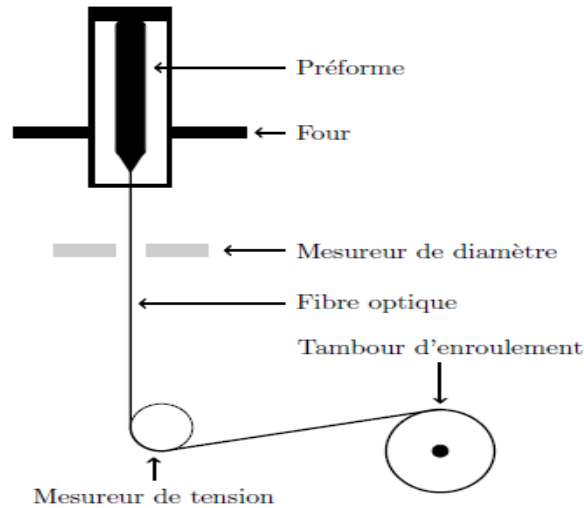


Figure II.2 : Schéma qui explique le principe de fabrication d'une fibre conventionnel [43].

II.2.2. Mécanisme de guidage

Lors du passage d'un milieu plus réfringent dans un milieu moins réfringent, la lumière est intégralement réfléchi à l'interface si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique.

C'est cette propriété qui est mise à profit dans les fibres optiques conventionnelles utilisées couramment ces 20 dernières années. Le principe de guidage par réflexion totale interne dans une fibre optique est schématisé dans la Figure. II.3 :

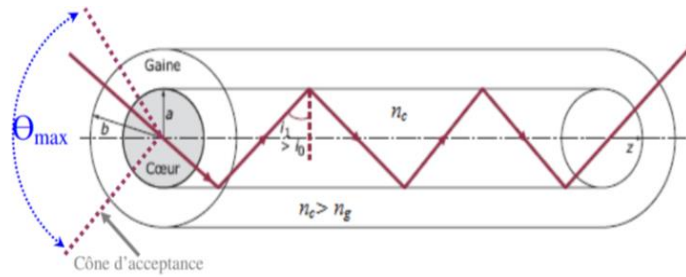


Figure II.3 : Guidage par réflexion totale interne dans une fibre conventionnelle.

La condition de réflexion totale à l'interface cœur-gaine impose un angle limite d'injection à l'interface cœur-milieu extérieur :

$$\theta_{\max} = \arcsin \frac{\sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{n_0} \quad (\text{II.1})$$

Où n_c , n_g et n_0 sont respectivement l'indice du cœur, l'indice de la gaine et l'indice du milieu dans lequel est plongée la fibre. Cet angle détermine le cône d'acceptance de la fibre. Traditionnellement, c'est la valeur du sinus de cet angle, appelé Ouverture Numérique (ON), que l'on utilise pour caractériser cette aptitude de la fibre à collecter la lumière dans le cœur:

$$\text{ON} = \frac{\sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{n_0} \quad (\text{II.2})$$

Plus l'ouverture numérique est grande, plus l'angle d'acceptance augmente. Il semble préférable a priori d'avoir des ouvertures numériques les plus élevés possibles.

La force de guidage d'une fibre optique est définie à partir de la valeur de l'indice de la gaine et de l'ouverture numérique par la relation :

$$\Delta = \frac{(n_c^2 - n_g^2)}{2n_g^2} = \frac{\text{ON}^2}{2n_g^2} \quad (\text{II.3})$$

Dans la plupart des fibres optiques $\Delta < 0,01$, indice de cœur et indice de gaine sont donc très peu différents [21].

La fréquence normalisée peut s'écrire à une longueur d'onde donnée, sous la forme:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} ON \quad (\text{II.4})$$

Cette fréquence détermine si la fibre est monomode ou multimode

Où a est le rayon du cœur de la fibre

- Pour $V \leq 2,405$, la fibre est alors qualifiée de monomode.
- Pour $V > 2,405$, La fibre est multimode

Les fibres décrites et utilisées seront considérées comme purement monomodes

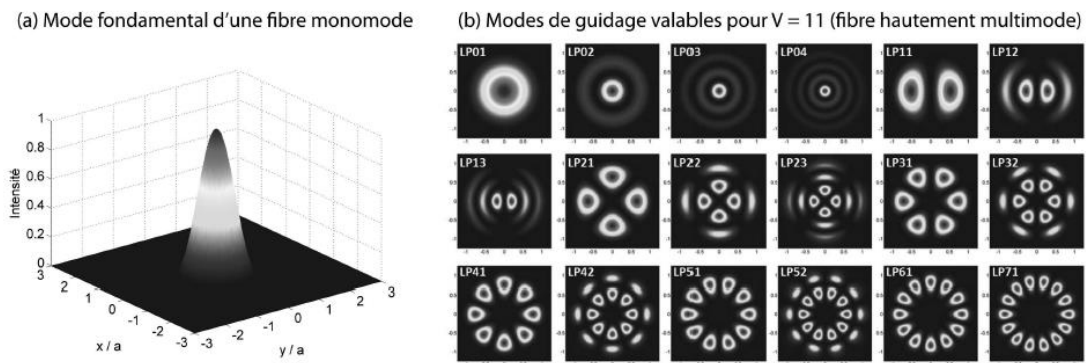


Figure II.4 : Profils spatiaux de guidages dans une fibre. (a) Mode de guidage fondamental (LP01) obtenu dans une fibre purement monomode. (b) *Modes de guidages* d'ordres supérieurs obtenus dans une fibre possédant un paramètre de fréquence normalisée $V = 11$ (fibre hautement multimode) [21].

II.3. Les Fibres optiques microstructurées

Les fibres microstructurées connues encore sous le nom de fibres à cristaux photonique ou fibres à trous sont constituées d'un arrangement régulier ou non de canaux d'air des dimensions microniques disposés parallèlement à l'axe de propagation. Les paramètres qui caractérisent cet arrangement et ajustent les propriétés optiques des fibres, sont la distance entre les centres de deux trous adjacents noté Λ (pas ou pitch) et le diamètre des trous d [22].

Ces paramètres opto-géométriques permettent de définir le rapport d/Λ est appelé facteur de remplissage et représente la proportion d'air présente dans la fibre. L'arrangement des trous peut constituer une matrice triangulaire, hexagonale ou aléatoire. Le nombre de rangées ou de couronnes de trous utilisées pour former la gaine microstructurées constitue un critère important pour réduire les pertes de guidage. La région au centre de la fibre permettant le guidage de la lumière est considéré comme le cœur de la fibre. Généralement, dans le cas de fibres à cœur plein, ce dernier est constitué de silice pure. La Figure. II.5 montre les sections transversales d'une PCF idéale (droite) et réelle (gauche).

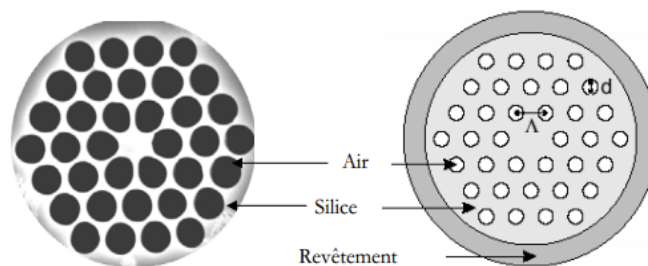


Figure II.5 : Section transversale d'une PCF idéale (droite) et réelle.

II.3.1. Fabrication des fibres optiques microstructurées

Les FOM sont généralement fabriquées en utilisant une technique dite d'assemblage-étirage (stack and draw). C'est la même technique utilisée pour la fabrication des fibres conventionnelles. Elle repose sur l'étirage à haute température à partir d'une préforme installée dans une tour de fibrage verticale de plusieurs mètres de haut et qui dispose dans sa partie supérieure d'un four de haute température (1800 à 2000 °C) nécessaire pour faire couler la silice [23].

Les préformes des FOM sont obtenues par un empilement de tubes capillaires creux et pleins de silice de 1-2 mm de diamètre. Afin de maintenir leur assemblage, les tubes capillaires sont insérés dans un manchon de silice de quelques centimètres. La préforme est étirée directement à l'aide d'un cabestan pour former la fibre optique. Contrairement au cas des fibres classiques, la section finale d'une FOM ne résulte pas systématiquement d'une simple réduction homothétique de la préforme. De nombreux paramètres, tels que la température du four, la pression dans les tubes ou la vitesse d'étirage ont une influence significative sur la forme et la taille des trous dans la fibre, ainsi que sur celle des interstices entre les trous. La réalisation des capillaires se fait aussi avec une technique d'étirage similaire aux fibres optiques en étirant avec un facteur d'étirage moins important un tube de verre de quelques centimètres de diamètre. Figure. II.6 illustre les différentes étapes de la fabrication des FOM avec la méthode d'assemblage-étirage [24].

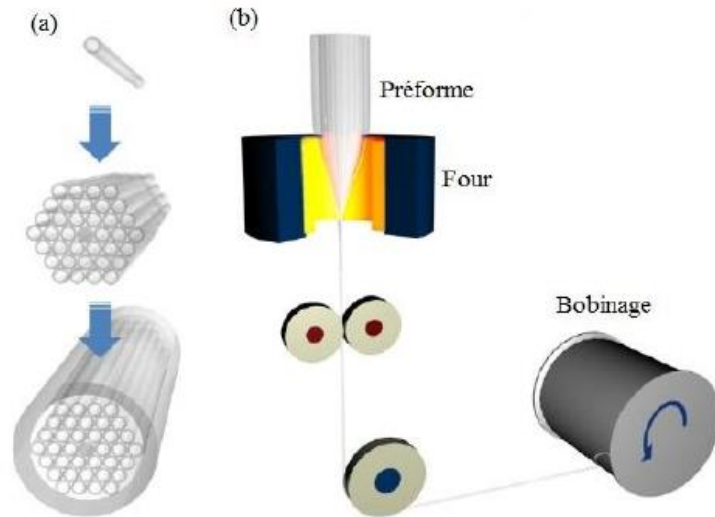


Figure II.6 : Les différentes étapes de la fabrication des FOM par la méthode d'assemblage (a) étirage (b) [27].

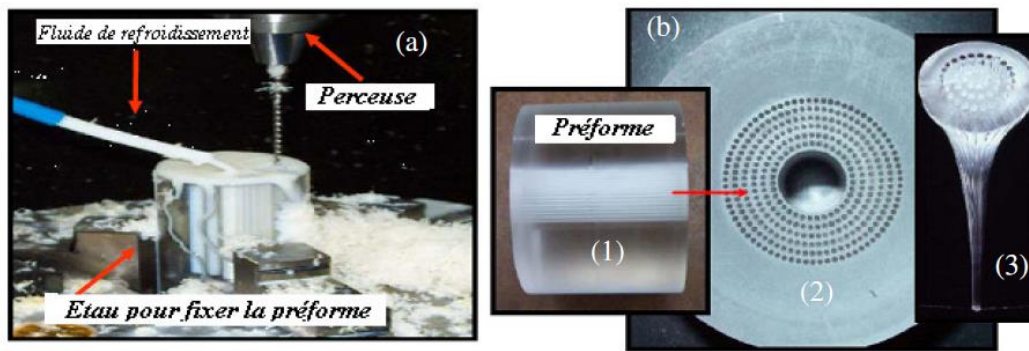


Figure II.7 : Images d'une préforme en plastique élaborée par perçage (a) processus de perçage de la préforme en plastique ou en polymère, (b) la préforme, (1) et (2) deux vues des trous percés et (3) le reste de la préforme après fibrage (partie restant dans le four) [27].

Pour fabriquer des FOM avec une précision optimale, les conditions suivantes doivent être respectées : [27]

- La silice doit être bien déshydratée et de très grande pureté avec une rugosité aux interfaces silice/air la plus faible possible.
- Un bon contrôle des paramètres d et Λ est exigé car les propriétés optiques des FOM sont sensibles à leurs valeurs.

- La section transversale de la FOM doit être axialement maintenue afin de minimiser les pertes par transmission.

II.3.2. Mécanisme de guidage

La lumière peut être guidée dans les FOM suivant deux mécanismes :

- Soit par réflexion totale interne modifiée (RTIM).
- Soit par bande photonique interdite (BIP).

II.3.2.1. Guidage par réflexion totale interne modifiée

Ce mécanisme a lieu lorsque l'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine. C'est le même principe utilisé dans les fibres conventionnelles. En effet, la présence de l'air dans la gaine des FOM a pour effet de diminuer son indice effectif par rapport au cœur, ce qui permet d'avoir une condition de réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine optique (Figure. II.8). Pour qu'un mode soit guidé par RTIM, la condition suivante doit être satisfaite : [28]

$$\beta_{FSM} < \beta < kn_{silice} \quad (\text{II.5})$$

Avec β la constante de propagation du mode guidé, kn_{silice} la constante de propagation maximale possible pour un mode dans la région du cœur de silice et β_{FSM} la valeur maximale de la constante de propagation autorisée pour les modes de la gaine optique. En effet, comme pour un matériau homogène transparent dont l'indice est déduit de la vitesse de propagation d'une onde plane dans ce matériau ($n = c/v$), l'indice équivalent du milieu microstructuré (la gaine) est calculé comme l'indice effectif du mode fondamental (n_{eff} le plus élevé) pouvant se propager dans ce milieu supposé

infini. Cet indice est couramment appelé n_{FSM} (Fundamental Space Filling Mode) et son expression est donnée par : [29]

$$n_{FSM} = \frac{\iint n^2 |E|^2 dS}{\iint E^2 dS} - \frac{\iint \left| \frac{dE}{dr} \right|^2 dS}{k_0^2 \iint E^2 dS} \quad (\text{II.6})$$

Avec E le champ électrique, n l'indice de la silice, S la surface d'une cellule élémentaire de cette section droite et r la distance au centre de la fibre.

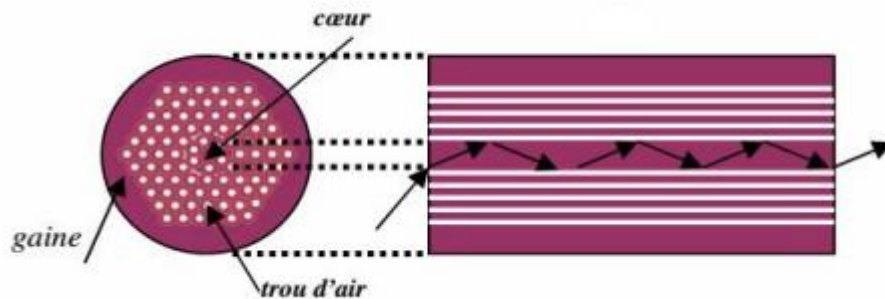


Figure II.8 : Schéma descriptif de la propagation par réflexion totale interne modifiée dans une fibre microstructurée à cœur plein [21].

Ainsi ces fibres peuvent être fabriquées à partir d'un matériau pur, non dopé, avec un nombre et une distribution de trous donnés. Bien que de nouvelles fibres soient, depuis quelques années, fabriquées à partir de verres chalcogénures ou d'oxydes lourds ou de polymères, la silice reste le matériau le plus utilisé, en particulier pour ses faibles pertes en transmission.

II.3.2.2. Guidage par effet de bande photonique interdite

La "renaissance" des fibres microstructurées remonte à 1995 lorsqu'un groupe de chercheurs britanniques animé par P. St. J. Russel (Université

de Bath) [22], se propose d'appliquer, dans le domaine des fibres optiques, la notion de Bande Interdite Photonique (BIP). Ce mécanisme est déjà connu et mis en œuvre pour guider la lumière dans les cristaux photoniques pour l'optique intégrée. Le but est de concevoir une structure dans laquelle le photon joue le même rôle que l'électron dans un semi-conducteur. Une BIP est une bande spectrale telle qu'une onde à une longueur d'onde comprise dans cette bande ne peut pas se propager dans la structure.

La Figure. II.9 donne la classification des FOM suivant leur mécanisme de guidage. Dans la première catégorie, dont le guidage est assuré par la RTIM, on trouve les FOM à large aire effective ou à grande ouverture numérique qui sont utilisées pour le transport des fortes puissances comme dans le cas des amplificateurs optiques fibrés ou les systèmes multiplexés dans les réseaux FTTH (Fiber To The Home). Les FOM hautement non-linéaires sont de bons candidats pour la génération d'harmoniques ou de supercontinuum. Dans les FOM à guidage par BIP, on trouve les fibres de Bragg (gaine à cristal photonique unidimensionnel) et les fibres à cœur creux (gaine à cristal photonique bidimensionnel).

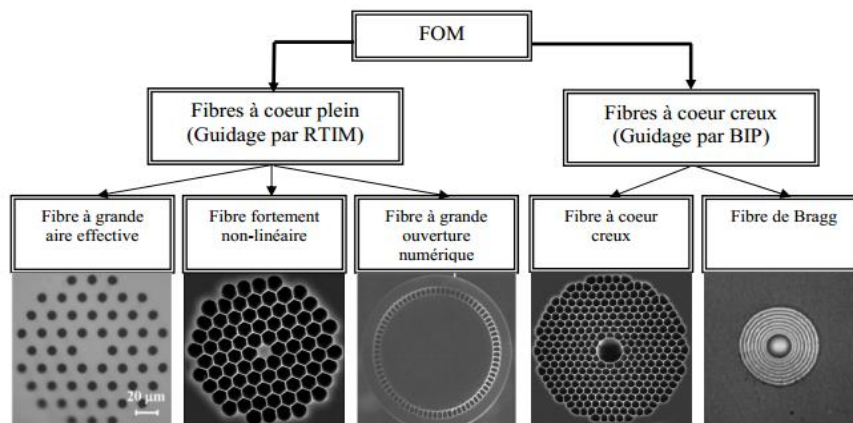


Figure II.9 : Classification des FOM suivant leurs mécanismes de guidage [44, 45].

II.4. Conclusion

Dans ce chapitre dédié aux fibres optiques, nous avons parlé de la classification des fibres optiques en fonction de leur géométries (conventionnelle et microstructurée), de leur classification en termes de guidage de la lumière (RTIM et BIP), des techniques de fabrications (d'assemblage-étirage et de perçage) et classification des FOM suivant leurs mécanismes de guidage. Où ces fibres présentent un nombre de degrés de liberté plus important que les fibres conventionnelles. Pour cela nous sommes particulièrement intéressés par les fibres microstructurées dans ce mémoire.

CHAPITRE III

*Propriétés linéaires et non-
linéaires des FOM et
modélisation de la propagation
des impulsions ultra courtes*

III.1. Introduction

Ce chapitre a pour but d'introduire les fibres optiques microstructurées (FOM). Nous présenterons dans un premier temps les propriétés optiques linéaires caractérisant le mode fondamental, telles que les pertes, la dispersion de vitesse de groupe (dispersion chromatique), l'aire effective de mode. Ensuite, nous nous intéresserons aux propriétés optiques non linéaires telles que l'effet Kerr (SPM, XPM et FWM), ainsi que l'effet Raman et l'effet Brillouin. Enfin, on s'intéresse à l'équation de propagation (GNLSE).

III.2. Propriétés optiques linéaires

De manière générale, un mode guidé est caractérisé par son indice effectif n_{eff} et la distribution radiale de son champ optique. Ces deux paramètres peuvent être obtenus par la résolution de l'équation de propagation donnée par :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{III.1})$$

μ et ε étant la perméabilité et la permittivité du milieu, respectivement. On peut alors en déduire les propriétés optiques essentielles telles que la dispersion chromatique et l'aire effective de la FOM considérée.

Soit le mode fondamental obtenu par la résolution de l'équation (III.1), son indice effectif est complexe et dépend de la longueur d'onde

$$n_{eff} = \text{Re}[n_{eff}] + \text{Im}[n_{eff}] \quad (\text{III.2})$$

Où $\text{Re}[n_{eff}]$ et $\text{Im}[n_{eff}]$ représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de l'indice effectif. La figure. III.1 décrit la variation de

l'indice effectif du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

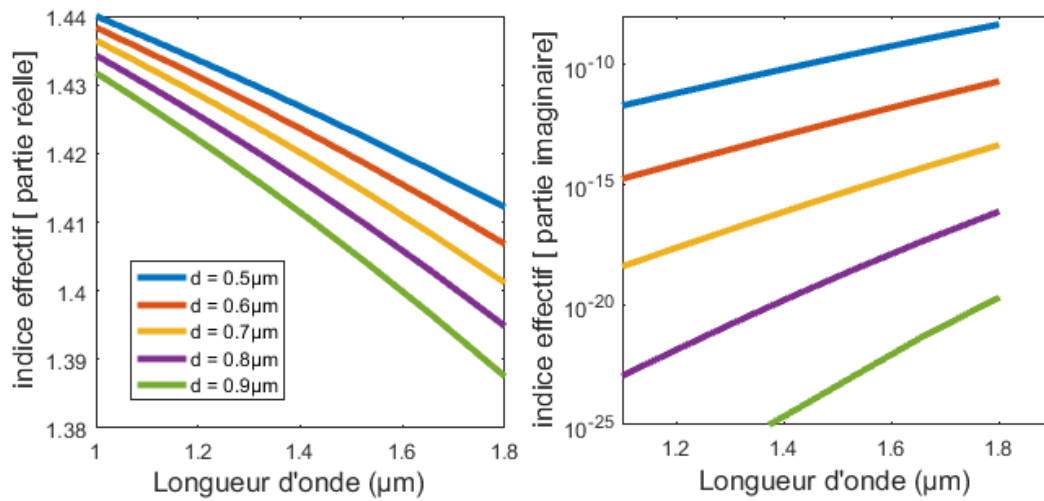


Figure III.1 : Variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde d'une FOM avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

D'après la Figure. III.1, on remarque que la partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental diminue avec la longueur d'onde alors que sa partie imaginaire augmente. Comme l'extension du champ dans les trous varie notablement avec la longueur d'onde, cet indice dépend lui-même de la longueur d'onde et des paramètres géométriques de la fibre (d et Λ). On remarque dans la Figure. III.2 que lorsque la longueur d'onde augmente, le champ électromagnétique guidé s'étend de plus en plus dans la gaine. La lumière pénètre alors plus fortement dans les trous, provoquant ainsi une chute de l'indice effectif de la gaine microstructurée. A l'inverse, aux courtes longueurs d'onde, la lumière est confinée dans le cœur augmentant l'indice effectif de la gaine. Une FOM apparaît donc comme une fibre à ouverture numérique chromatiquement dépendante. Le paramétrage de la géométrie des FOM en fonction de la taille et de la répartition des trous confère à ces fibres un grand avantage par rapport aux autres fibres [46,47].

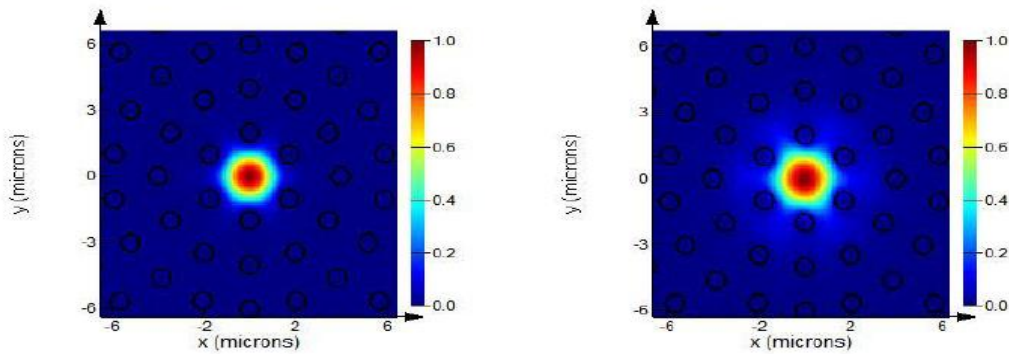


Figure III.2 : Distribution du champ optique du mode fondamental d'une FOM avec $\Lambda=2 \mu\text{m}$ et $d=0.4 \mu\text{m}$ pour les longueurs d'onde $0.6 \mu\text{m}$ G et $1.6 \mu\text{m}$ D

III.2.1. Les Pertes

De nombreux phénomènes participent à l'atténuation du signal lors de sa propagation. Certains sont liés au matériau et à sa « qualité » (absorption, diffusion) d'autres sont liés à des « fuites » du champ électromagnétique hors de la fibre.

III.2.1.1. Pertes par absorption

Ce type de perte se traduit par une conversion de l'énergie des photons en une autre forme d'énergie. En effet, la plage de transparence d'un matériau s'étend des bandes d'absorption électronique aux faibles longueurs d'ondes (Band Gap) aux bandes d'absorption de réseau aux grandes longueurs d'ondes. Ces deux bandes, centrées sur des dipôles électroniques ou atomiques, déterminent le domaine d'utilisation du matériau (200-2000 nm pour la silice).

Entre ces deux bandes intrinsèques existent bien souvent des bandes d'absorption localisées (extrinsèques) dues à la présence d'impuretés comme le carbone, les métaux de transitions, l'eau. Ces impuretés peuvent provenir

des matières premières et peuvent également être intégrées au matériau lors de sa synthèse [48].

III.2.1.2. Pertes par diffusion

Les pertes par diffusion proviennent de variations microscopiques de la densité du matériau, de fluctuations de composition et d'inhomogénéité ou de défauts induits durant le processus de fabrication de la fibre. En présence d'un centre diffusant, une onde se propageant subit une diffusion dans toutes les directions (Figure. III.3). Une partie des rayons diffusés sortent du cœur de la fibre et se dispersent dans la gaine, provoquant ainsi une perte de puissance de l'énergie lumineuse transmise, donc une atténuation du signal qui est fonction de λ et qui décroît rapidement lorsque λ augmente.

On distingue deux sous-types de diffusion linéaire selon les dimensions du centre diffusant : la diffusion Rayleigh qui se manifeste lorsque les dimensions sont très petites devant la longueur d'onde et la diffusion de Mie qui se manifeste lorsque les dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde.

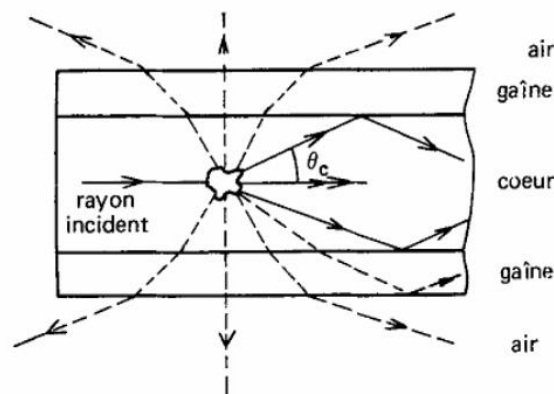


Figure III.3 : Diffusion dans le cœur d'une fibre optique [48].

III.2.1.2.1. Diffusion Rayleigh

Ce phénomène a été découvert par le physicien anglais *John William Strutt*, plus connu sous le nom de *Lord Rayleigh*. Le champ électrique d'une onde lumineuse incidente sur un atome déforme le nuage électronique, ce qui mène à la création d'un dipôle induit. C'est le rayonnement isotrope de ce dipôle à la longueur d'onde de la lumière incidente qui constitue la diffusion Rayleigh.

L'intensité diffusée est proportionnelle au diamètre des particules et inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la longueur d'onde : $I \propto 1/\lambda^4$. L'atténuation due à la diffusion Rayleigh diminue donc vers les grandes longueurs d'onde. Pour cette raison les courtes longueurs d'onde ne sont pas utilisées en télécommunications, leurs atténuations minimales étant limitées par la diffusion Rayleigh [24].

III.2.1.2.2. Diffusion de Mie

La Diffusion de Mie est observée quand la longueur d'onde du rayonnement qui se propage est de l'ordre de la taille des centres diffusant [49]. Elle est due à la présence d'éléments diffusant discrets, tels que des particules ou des cristallites. Cette diffusion peut également être provoquée par des imperfections « géométriques » de la fibre dues par exemple à la mauvaise qualité de l'interface cœur-gaine. L'intensité diffusée est inversement proportionnelle à la puissance deux de la longueur d'onde $I \propto 1/\lambda^2$. C'est une diffusion extrinsèque qui dépend de la qualité de la synthèse et de la fabrication de la fibre. Des défauts macroscopiques de

dimensions nettement supérieures à la longueur d'onde peuvent également provoquer une diffusion indépendante de la longueur d'onde.

III.2.1.3. Pertes par confinement

Les pertes par confinement sont dues à la dimension finie de la gaine, qui peut entraîner un transfert d'énergie des modes de cœur vers les modes de la gaine externes (non confinés) par effet tunnel optique [21]. Cet effet a lieu lorsque la gaine externe supporte un mode qui possède le même indice effectif que le mode de cœur considéré (accord de phase) et lorsque le recouvrement entre ces deux modes est non nul. Ainsi, un couplage d'intensité lumineuse va pouvoir s'effectuer du cœur où le champ est de type oscillant, au travers de la gaine optique où le champ est de type évanescent, vers la gaine externe où le champ est à nouveau de type oscillant, entraînant des pertes pour le mode de cœur au cours de sa propagation.

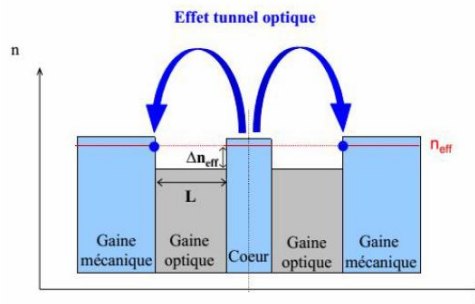


Figure III.4 : illustration de l'effet Tunnel optique dans une fibre.

Les points bleus sur la coupe d'indices effectifs à λ fixe indiquent l'égalité d'indice effectif entre mode de cœur et modes de gaine [24].

Ces pertes sont calculées en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif du mode suivant la formule suivante: [30]

$$\alpha(\text{dB}/\text{km}) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{III.3})$$

La Figure. III.5 donne l'influence de la fraction d'air et du nombre de couronnes dans la gaine sur les pertes par confinement d'une FOM à réseau triangulaire.

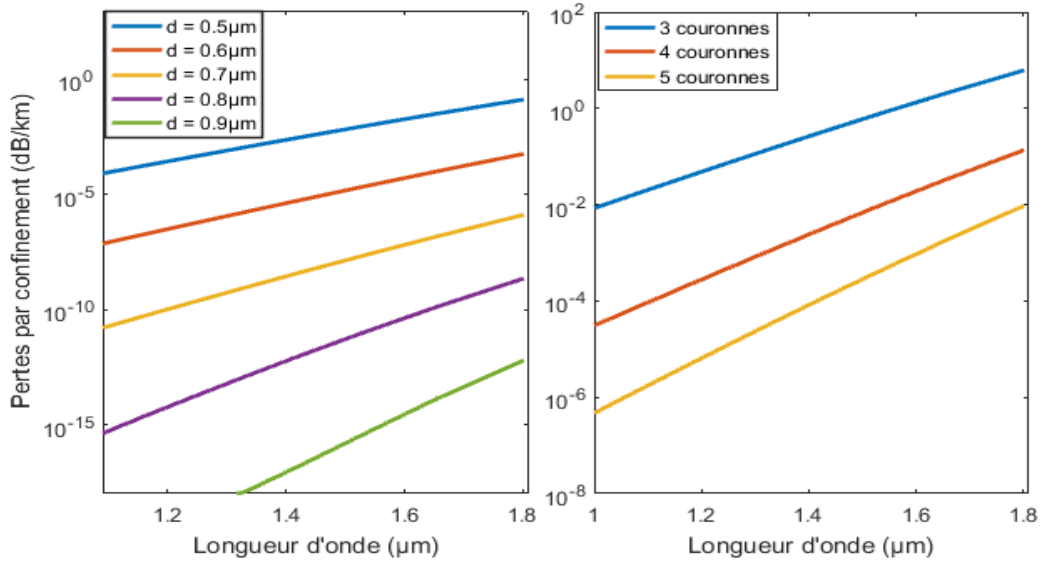


Figure III.5 : Variation des pertes par confinement avec la longueur d'onde pour : **(a)** différentes valeurs du facteur de remplissage ($\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$) et **(b)** différentes valeurs du nombre de couronnes.

III.2.2. Dispersion chromatique

Un guide d'onde optique est dispersif lorsque l'indice effectif de son mode fondamental est fonction de la longueur d'onde. Ainsi une impulsion se propageant dans une fibre optique subira un étalement temporel plus ou moins important en fonction de sa longueur d'onde centrale et de sa largeur temporelle. En effet, lorsqu'une impulsion lumineuse se propage dans un guide, la phase spectrale associée à chacune des composantes spectrales de l'onde peut s'exprimer par :

$$\varphi(\omega) = \beta(\omega)L \quad (\text{III.4})$$

Où β est la constante de propagation à la fréquence porteuse $f = \omega/2\pi$ et L est la longueur de propagation.

L'impulsion ayant une largeur spectrale non nulle autour de la fréquence f_0 , nous pouvons utiliser le développement de Taylor autour de la pulsation ω_0 pour exprimer la constante de propagation β à la pulsation ω :

$$\beta(\omega) = \sum_n \frac{\beta^{(n)}}{n!} (\omega - \omega_0)^n \text{ avec } \beta^{(n)} = \frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n} \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (\text{III.5})$$

Le terme β_1 est inversement proportionnel à la vitesse de groupe v_g de l'onde et β_2 correspond à la dérivée (par rapport à ω) de la vitesse de groupe plus connue sous le nom de dispersion de vitesse de groupe (GVD : Group Velocity Dispersion) :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (\text{III.6})$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (\text{III.7})$$

Dans le domaine des fibres optiques, on utilise plus le terme de dispersion chromatique, notée D_c , exprimée en ps/(nm.km) et donnée par :

$$D_c = -\frac{2\pi c}{\lambda} \beta_2 \quad (\text{III.8})$$

La dispersion chromatique résulte de la contribution de deux sources : la dispersion du matériau et la dispersion de guide :

$$D_c = D_m + D_g \quad (\text{III.9})$$

La dispersion de matériau D_m traduit le fait que l'indice de matériau (la silice) varie en fonction de la longueur d'onde. Cette variation est souvent exprimée par la formule de Sellmeier donnée par : **[31]**

$$n_{silice}^2(\lambda) = 1 + \sum_{k=1}^3 \frac{b_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \quad (\text{III.10})$$

Avec : $b_1 = 0.6961663$, $b_2 = 0.4079426$, $b_3 = 0.8974794$, $\lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}$, $\lambda_3 = 9.896161 \mu\text{m}$

La dispersion de matériau est donnée par :

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{silice}}{d\lambda^2} \quad (\text{III.11})$$

La dispersion de la silice est négative pour des longueurs d'onde inférieures à $1,27 \mu\text{m}$ et positive au-delà de cette valeur.

Quant à la dispersion de guide, son expression est donnée par : [32]

$$D_g = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (\text{III.12})$$

L'un des avantages des FOM est la possibilité de contrôler la dispersion chromatique totale en jouant sur la géométrie de la microstructure de la gaine. La Figure.III.6 montre la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

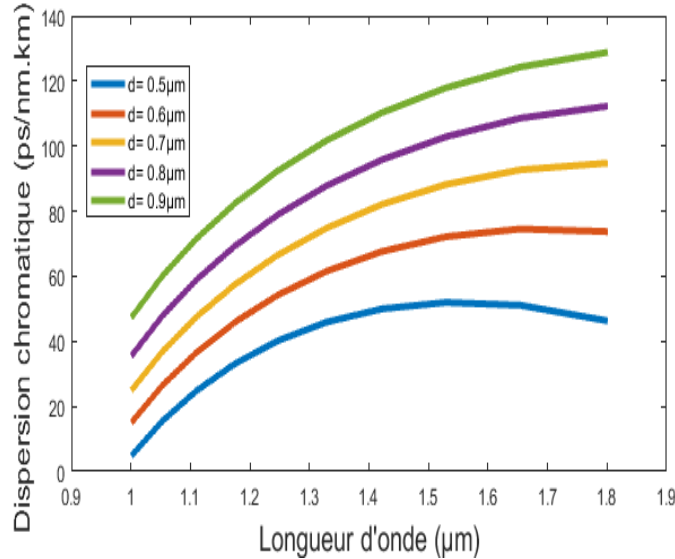


Figure III.6 : Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

Des FOM avec une dispersion chromatique fortement négative, nulle autour d'une certaine longueur d'onde ou sur une plage des longueurs d'onde peuvent être facilement obtenues en ajustant les valeurs de Λ et d et/ou en ajoutant d'autres matériaux comme le germanium, la fluorine, verre de chalcogénure etc. [32, 33, 34, 35, 36, 37].

III.2.3. Aire effective de mode

Lorsque la puissance optique est injectée dans la fibre, le champ électrique créé suit une loi de distribution qui n'est pas uniforme. L'intensité du champ est plus élevée sur l'axe de la fibre et diminue progressivement quand on s'éloigne [38, 39]. L'aire effective est déduite de la répartition transverse du module du champ électrique $\vec{E}(x, y)$: [40]

$$A_{eff} = \frac{(\iint_{\Omega} |\vec{E}(x,y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{\Omega} |\vec{E}(x,y)|^4 dx dy} \quad (\text{III.13})$$

Dans les FOM, A_{eff} est proportionnelle au rayon du cœur et inversement proportionnelle au facteur de remplissage. La Figure. III.7 présente la variation de l'aire effective du mode fondamental d'une FOM en fonction de la longueur d'onde et ce pour $\Lambda = 2.3 \mu m$ et différentes valeurs de d .

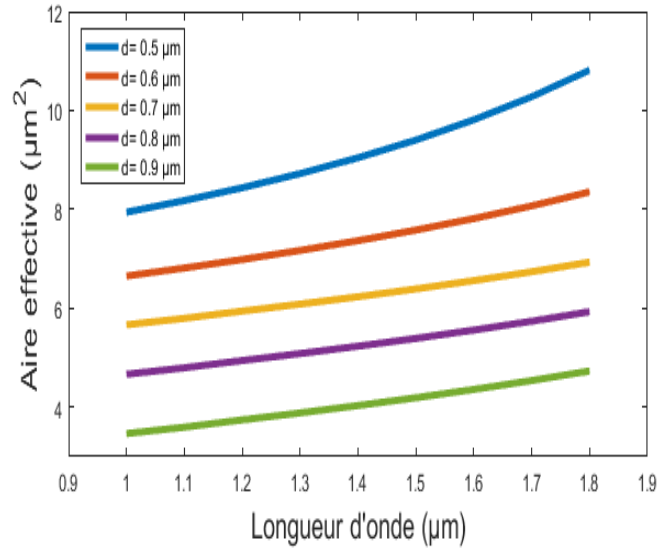


Figure III.7 : Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

L'aire effective nous renseigne sur le seuil d'apparition en puissance d'effets non linéaires dans le cœur de la fibre, celui-ci diminuant avec l'aire effective du mode. Une aire effective faible par rapport à la taille du cœur nous indique une forte localisation transverse de l'énergie du mode, correspondant généralement à un mode de défaut. Au contraire, une grande aire effective par rapport à la taille du cœur correspond à un mode dont l'énergie est très étalée dans la structure, généralement un mode de gaine.

III.3. Propriétés optiques non linéaires

Il existe trois effets non-linéaires majeurs dans les fibres optiques : l'effet Kerr optique, la diffusion Raman stimulée (SRS : Stimulated Raman Scattering) et la diffusion Brillouin stimulée (SBS : Stimulated Brillouin Scattering).

III.3.1. Polarisation non linéaire

La majorité des fibres optiques sont constituées de silice, qui est un diélectrique de forme de molécules symétriques (SiO_2) ; on parle alors de matériau centrosymétrique. Ce type de matériau ne peut conduire de courants électriques mais sous l'influence d'un champ électrique E , il est possible de déformer le nuage électronique de manière locale: c'est le phénomène de polarisation électronique. Ce phénomène est susceptible de créer de nombreux dipôles électrostatiques microscopiques. Le champ vu localement par le matériau résulte alors du champ appliqué sur le matériau et du champ de polarisation induit.

Lorsque le champ électrique appliqué est faible, la polarisation induite est proportionnelle à ce champ, le matériau a une réponse dite linéaire, on parle alors de polarisation linéaire P_L .

Lorsque le champ appliqué atteint des valeurs de l'ordre de grandeur des champs intra-atomiques, la polarisation du matériau devient alors une fonction non linéaire (P_{NL}) du champ électrique E .

III.3.2. L'effet Kerr

L'effet Kerr optique est essentiellement une modification de l'indice de réfraction dépendant de la puissance optique. Pour une fibre optique, l'effet Kerr est exprimé par son facteur γ donné par : [41]

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (\text{III.17})$$

III.3.2.1. Automodulation de phase

Ce phénomène non-linéaire est une manifestation directe de l'effet Kerr optique, elle se traduit par la modification de la phase (chirp) de l'onde enveloppe par l'onde elle-même.

En revanche le profil temporel de l'impulsion n'est pas modifié. Le chirp induit par automodulation augmente avec la distance de propagation ; Autrement dit, de nouvelles fréquences sont générées de façon continue au fur et à mesure que l'impulsion se propage dans le milieu [21].

Il en résulte un élargissement spectral des impulsions ou SPM (Self Phase Modulation). Le déphasage non linéaire s'écrit :

$$\Phi_{NL}(t) = 2 \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} L I_2 I(t) \quad (\text{III.18})$$

Ce déphasage est dit « auto-induit » car il est induit par l'onde elle-même. Les changements intervenant dans le spectre de l'impulsion sont dus à la dépendance de cette phase non linéaire à l'intensité du signal durant sa propagation dans une fibre. La variation de fréquence instantanée par rapport à la fréquence centrale s'écrit :

$$\delta\omega(t) = - \frac{\partial \Phi_{NL}(t)}{\partial t} \quad (\text{III.19})$$

III.3.2.2. Modulation de phase croisée

La modulation de phase croisée (XPM pour Cross Phase Modulation), est régit par le même principe que l'automodulation mais se produit en présence d'au moins deux ondes dans la fibre, de longueurs d'onde identiques ou différentes [21].

L'indice de réfraction vu par une onde est modulé simultanément par sa propre intensité et par celle des autres ondes. Dans le cas d'un système à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , l'indice de réfraction vu par λ_1 est :

$$n = n_0 + n_2 [I(\lambda_1) + 2I(\lambda_2)] \quad (\text{III.20})$$

Où le terme dépendant de $I(\lambda_1)$ correspond à la SPM, et le terme dépendant de $I(\lambda_2)$, correspond à la XPM (deux fois plus importante que la SPM). Le déphasage non linéaire correspondant s'écrit :

$$\Delta\Phi_{XPM}(t) = 2 \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} L I_2 I(t) \quad (\text{III.21})$$

III.3.2.3. Mélange à quarte ondes

Le mélange à quatre ondes (ou FWM pour Four Waves Mixing) est un effet optique non-linéaire qui consiste en l'interaction de trois ondes électromagnétiques menant à la génération/amplification d'une quatrième.

En effet lorsque trois ondes de fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3 interagissent dans un milieu non-linéaire, elles peuvent produire les fréquences $\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. Le FWM est à la base de l'amplification paramétrique [1].

III.3.3. Diffusion Raman et Brillouin

Les effets de diffusions, Raman et Brillouin, furent les premiers effets non linéaires étudiés dans les fibres optiques [42]. Contrairement à l'effet Kerr, les effets Raman et Brillouin sont dus à un échange d'énergie entre le champ optique et le milieu diélectrique, on parle alors d'effets inélastiques. Néanmoins, l'effet Brillouin ne contribue pas à la génération du supercontinuum dans le régime femto seconde car le seuil de son apparition

est plus élevé par rapport à celui de Raman. En plus, l'effet Brillouin ne se manifeste qu'avec des impulsions à longue durée (>1 ns). Nous décrivons ci-après le phénomène de diffusion Raman stimulée [50, 60].

Lors de la propagation d'un champ optique intense dans un milieu non linéaire, un photon de l'onde pompe à la fréquence ω_p est diffusé en un photon de fréquence ω_s , la différence d'énergie étant absorbée par le centre diffuseur. L'excitation du milieu se traduit, le plus souvent, par une modification du niveau vibrationnel ou rotationnel des molécules. Le processus donne naissance à un photon de plus faible fréquence (onde Stokes) ou à un photon de plus grande fréquence (onde anti-Stokes). Il est à noter que l'intensité de la lumière diffusée à la fréquence anti-Stokes est généralement plus faible de plusieurs ordres de grandeur que celle à la fréquence Stokes. Cela est dû à l'accord de phase qui est difficilement à assurer pour générer la fréquence anti-Stokes. Ce processus est appelé diffusion Raman spontanée qui est caractérisée par un faible transfert d'une fraction de la puissance de l'onde pompe à l'onde Stokes (typiquement $\sim 10^{-6}$) [51]. Cependant, en présence de l'onde pompe ω_p et de l'onde signal ω_s , un processus d'amplification de l'onde ω_s au détriment de l'onde ω_p peut se mettre en place. On parle alors de diffusion stimulée [52]. La Figure. III.8 montre le processus de la diffusion Raman.

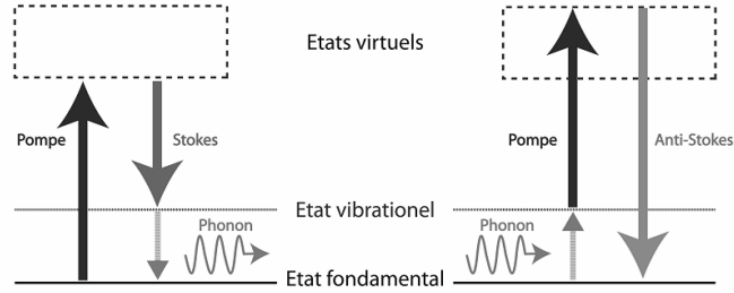


Figure III.8 : Processus de la diffusion Raman [53].

Dans un milieu moléculaire, la diffusion Raman stimulée peut transférer une faible fraction de l'énergie d'un champ optique vers un autre, dont la fréquence est diminuée par une quantité déterminée par les modes de vibration du milieu (décalage Raman). Une propriété importante du gain Raman dans les fibres en silice, est qu'il s'étend sur une large gamme de fréquence (plus de 40 THz) avec un large pic situé autour de 13.2 THz [31].

La fonction réponse décrivant la partie Raman de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3, $h_R(t)$, est donc responsable du gain Raman dont le spectre est donné par :

$$gR(\Omega_R) = \frac{2n_2 f_R W_0}{c} \text{Im}[h^* R(\Omega_R)] \quad (\text{III.22})$$

La fonction réponse Raman temporelle $h_R(t)$ est obtenue par transformée de Fourier comme suit :

$$h_R(t) = (f_a + f_c) \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) + f_b \frac{2\tau_b - t}{\tau_b^2} \exp\left(\frac{-t}{\tau_b}\right) \quad (\text{III.23})$$

Avec $\tau_1=12.2 \text{ fs}$, $\tau_2=32 \text{ fs}$, $\tau_b=96 \text{ fs}$, $f_a=0.21$ et $f_a+f_b+f_c=1$

La Figure. III.9 représente la réponse Raman temporelle (gauche) et le spectre de gain Raman (droite) à la longueur d'onde pompe $\lambda_p = 1 \mu m$.

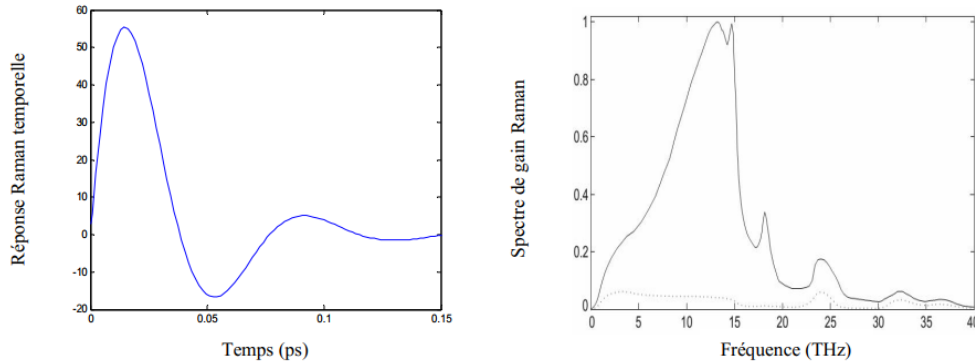


Figure III.9 : Réponse Raman temporelle (gauche) et le spectre de gain Raman [31].

III.4. L'équation de propagation

La nature complexe de la structure des FOM ne permet pas l'usage direct des méthodes de modélisation habituellement appliquées aux fibres conventionnelles pour l'étude des effets non-linéaires mis en jeu lors de la propagation d'impulsions ultracourtes. Les degrés de liberté offerts par la géométrie de ces fibres ne peuvent être adéquatement exploités que par un outil de conception puissant se basant sur une modélisation précise, assez exhaustive et d'usage aisé. Cette modélisation fait appel généralement à une équation non linéaire de type "Schrödinger" pour la propagation de l'enveloppe des impulsions.

A partir des équations de Maxwell, l'équation de propagation, appelée également équation non-linéaire de Schrödinger (Non-Linear Schrödinger Equation "NLSE"), peut être dérivée. Elle s'écrit sous la forme la plus générale : [53]

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A(z,t) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{i^{k-1} \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A(z,t)}{\partial t^k} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{w} \frac{\partial}{\partial t}\right) (A(z,t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt')$$

(III.24)

Dans cette équation, $A(z,t)$ représente l'enveloppe temporelle de l'impulsion considérée, z la variable spatiale dans la direction de propagation, α le coefficient de pertes, γ le coefficient non-linéaire et $\beta_k = \frac{d^k \beta}{d w^k}$ les coefficients de Taylor de la constante de propagation β lorsqu'on la développe en série de Taylor. Ces derniers sont responsables de la dispersion imposée aux impulsions lors de la propagation. La fonction $R(t')$ représente la réponse temporelle finie du non linéarité (contient les contributions électroniques et de vibration (Raman)). Cette fonction se décompose ainsi comme suit : **[53]**

$$R(t) = (1-f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \quad \text{(III.25)}$$

Cette fonction est par ailleurs normalisée telle que :

$$\int_0^{\infty} h_R(t) dt = 1 \quad \text{(III.26)}$$

Dans l'équation (III.24), on retrouve la contribution instantanée de l'effet Kerr modélisées par une fonction Dirac $\delta(t)$ ainsi que la réponse Raman retardée $h_R(t)$ La proportion respective de chacun de ces effets est donnée par la fraction de réponse Raman $f_R = 0.18$ **[53]**.

Équation de GNLSE est résolue dans la plupart des cas par la méthode de Fourier itérative (SSF : Split-Step Fourier) en raison de sa souplesse d'utilisation et de sa rapidité **[31]**.

Le principe de la SSF est de supposer que le milieu de propagation est découpé en une succession de tranches longitudinales très fines où les effets dispersifs et non linéaires que l'onde subit au cours de la propagation sont dissociés (Figure. III.10).

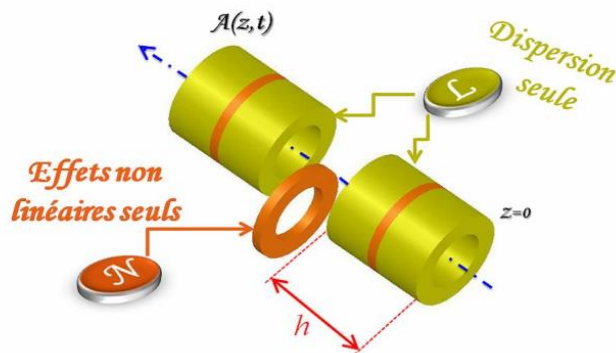


Figure III.10 : Principe de la méthode de SSF [54].

III.5. Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de l'étude des propriétés linéaires telles que les pertes et la dispersion chromatique et non linéaires tel l'effet Kerr et la diffusion de Raman des fibres optiques microstructurées (FOM). Le modèle mathématique permettant de modéliser l'impact des différentes propriétés sur une impulsion optique se propageant dans une FOM a été présenté.

CHAPITRE IV
Résultats de Simulations et
Discussion

IV.1. Introduction

Dans ce dernier chapitre consacré pour la simulation, on va commencer de parler sur les effets solitoniques, leurs définition et paramètres. Deuxièmement on va aborder à la fission solitonique et après on va détailler l'autodécalage en fréquence des solitons et la génération d'ondes dispersives. Ensuite on va parler sur la synthèse de contributions des effets non linéaires dans la génération du supercontinuum. Enfin, nous présenterons les résultats de simulations en montrant l'impact de certains paramètres tels que la puissance de la pompe et la durée de l'impulsion, et on terminera par une conclusion.

IV.2. Les effets solitoniques

Par définition, le soliton est une impulsion se propageant sans déformation dans un milieu dispersif et non linéaire. En 1973, *Hasegawa et al.* [55] furent les premiers à émettre l'idée de propagation d'un soliton dans une fibre optique par compensation mutuelle de l'effet de dispersion et de l'effet non linéaire d'automodulation de phase. Par la suite, de nombreuses études s'en sont suivies pour comprendre le comportement des solitons lors de leur propagation dans les fibres optiques. Le régime solitoniques ne peut avoir lieu que dans le domaine de dispersion qui permet la compensation de l'effet de la non linéarité, c'est-à-dire le régime de dispersion anormale.

Les solitons peuvent être représentés mathématiquement par la formule suivante :

$$A(t) = N = \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (\text{IV.1})$$

Où T_0 est la largeur temporelle de l'impulsion et N l'ordre du soliton et est défini par :

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

L_D étant la longueur de la dispersion et L_{NL} la longueur non linéaire. P_0 étant la puissance crête de l'impulsion et T_0 est sa durée. γ Représente-la non linéarité de Kerr et β_2 la dispersion de vitesse de groupe (dispersion chromatique).

Dans le cas où $N = 1$, c'est-à-dire $L_D = L_{NL}$, l'effet linéaire de dispersion est compensé par l'effet non linéaire d'automodulation de phase, entraînant une conservation de la forme de l'onde au cours de sa propagation. On parle alors de soliton fondamental (ou d'ordre 1). Lorsque N est supérieur ou égal à deux, on parle alors de solitons d'ordre supérieur. Ceux-ci peuvent être décrits comme plusieurs solitons fondamentaux se propageant de manière couplée [56].

Idéalement, dans le cas où les effets de dispersion d'ordres supérieurs et les effets non linéaires (autre que la SPM) sont négligés, les solitons fondamentaux composant le soliton d'ordre supérieur voyagent à la même vitesse de groupe entraînent des interactions qui produisent un comportement périodique du soliton d'ordre supérieur lors de sa propagation dans la fibre optique. Dans le domaine fréquentiel et temporel, on observe l'évolution longitudinale d'une structure (enveloppe de l'impulsion) pouvant présenter plusieurs pics et retrouvant sa forme initiale

de façon cyclique. La Figure. IV.1 montre l'évolution temporelle et fréquentielle d'un soliton d'ordre $N = 3$.

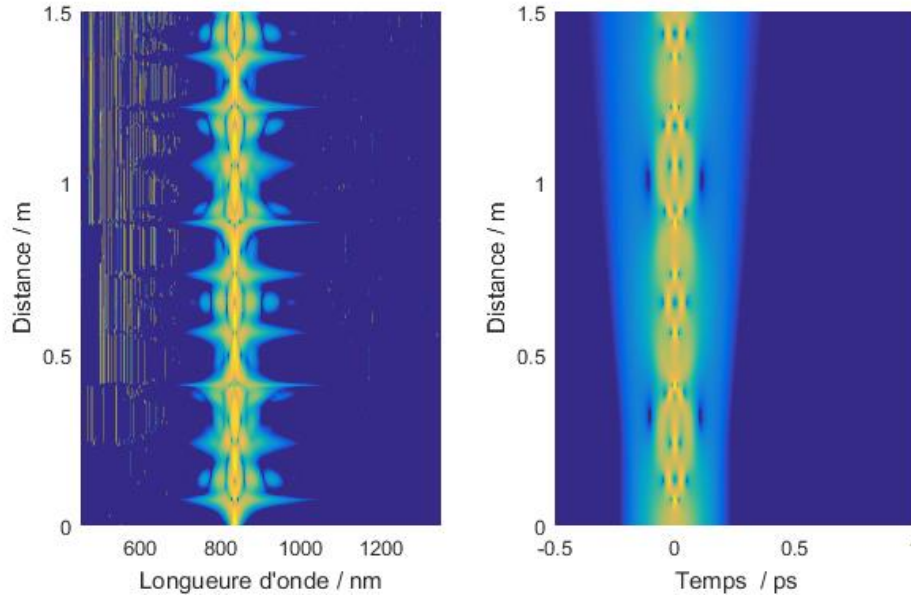


Figure IV.1 : Evolution temporelle (droite) et fréquentielle (gauche) d'un soliton d'ordre $N=3$ et dont la période du soliton $z_{sol} = 10.6$ cm.

On remarque bien, qu'au moment d'une compression temporelle maximum de l'impulsion correspond un élargissement maximum dans le domaine spectral et inversement [24].

IV.3. Influence de la dispersion à l'ordre supérieur : La fission solitoniques

Précédemment, nous avons vu que les solitons fondamentaux, composant le soliton d'ordre supérieur, voyagent ensemble à cause de la dégénérescence de leurs vitesses de groupe. La moindre perturbation entraîne un changement de leurs vitesses de groupe, par conséquent le soliton d'ordre N s'éclate en un nombre N de solitons fondamentaux. Ce processus est appelé fission (ou cassure) solitoniques.

La perturbation peut être due à la diffusion Raman ou aux effets de dispersion d'ordre supérieur [57, 58, 59].

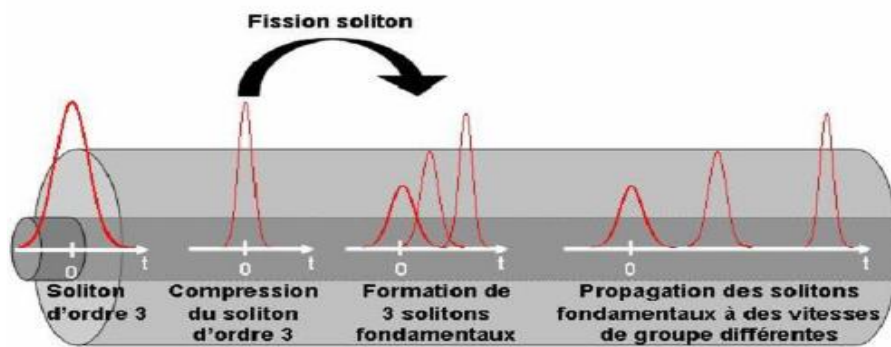


Figure IV.2 : Schématisation de l'effet de la fission solitonique lors de la propagation d'un soliton d'ordre 3 dans une fibre optique [60].

La fission solitonique se produit, au cours de la propagation, lorsque la largeur temporelle de l'impulsion parvient à une compression maximum. En effet, le premier soliton éjecté est celui qui possède la plus grande puissance crête et la durée la plus faible. Il a également la vitesse de groupe la plus élevée. La Figure. IV.3 montre l'évolution fréquentielle et temporelle d'une impulsion soliton d'ordre $N = 3$ subissant une fission due à la dispersion chromatique d'ordre supérieur.

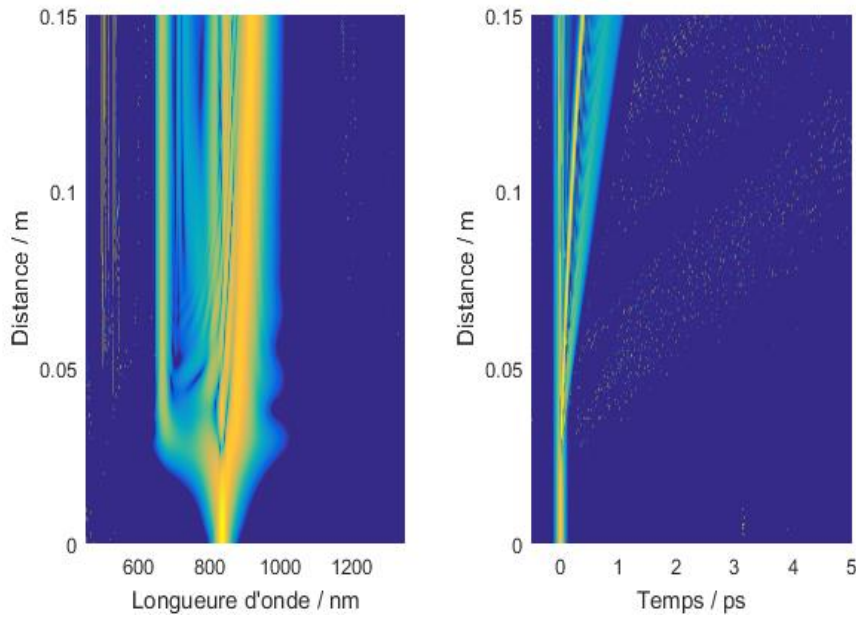


Figure IV.3 : Evolution temporelle (droite) et fréquentielle (gauche) d'un soliton d'ordre $N=3$ subissant une fission due à la dispersion d'ordre supérieur.

On observe bien que le processus de la fission se produit lorsque le spectre de l'impulsion parvient à une largeur maximum, ce qui correspond à une compression maximum dans le domaine temporel. Le spectre du soliton d'ordre supérieur s'élargit considérablement suite à la fission puis se stabilise au cours de la propagation. Cela représente la première contribution à la génération du supercontinuum.

IV.4. L'autodécalage en fréquence des solitons

Les solitons (de durée typiquement <1 ps) se propageant dans une fibre optique possèdent une largeur spectrale supérieure au spectre du gain Raman [31]. Il en résulte un recouvrement entre le spectre de l'impulsion et le gain Raman qu'elle génère comme présenté dans la Figure. IV.4. Il y a alors amplification des longueurs d'onde hautes au détriment des longueurs d'onde basses, entraînant un décalage spectral du centre de l'impulsion vers

les hautes longueurs d'onde. De plus, la modification de la longueur d'onde centrale du soliton entraîne un changement de vitesse de groupe et une modification des conditions de dispersion de celui-ci. Ce phénomène est connu sous le nom d'autodécalage en fréquence des solitons (SSFS : Soliton Self-Frequency Shift) [61].

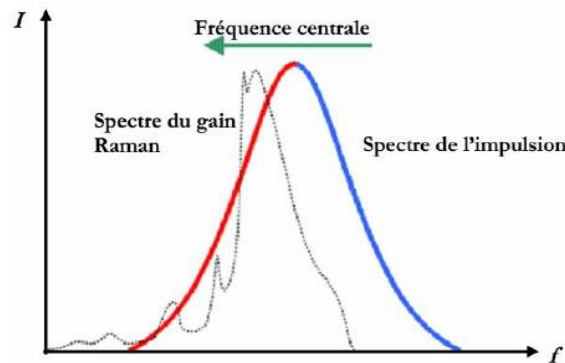


Figure IV.4 : Autodécalage de solitons [44].

Les solitons ayant les plus courtes durées et les plus fortes puissances crêtes seront ceux qui subiront le plus fort décalage en fréquence. Ce décalage augmente aussi avec la longueur de propagation dans la fibre. La Figure. IV.5 montre l'évolution fréquentielle et temporelle d'une impulsion soliton subissant un décalage vers les hautes longueurs d'ondes sous l'influence de l'autodécalage Raman.

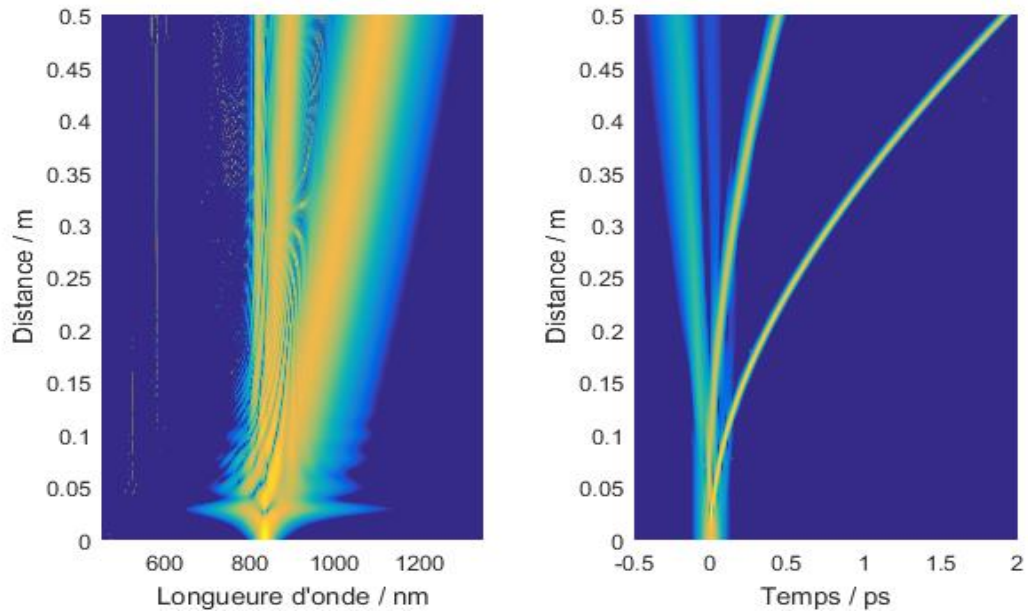


Figure IV.5 : Evolution temporelle (droite) et fréquentielle (gauche) d'un soliton d'ordre $N=3$ en présence d'un autodécalage fréquentiel.

Par ailleurs, le processus de SSFS peut être limité par deux facteurs. La première limitation est due aux pertes de la fibre optique. En effet, lors de sa propagation, l'amplitude du soliton diminue, ce qui entraîne un élargissement temporel de celui-ci et un ralentissement du décalage vers les hautes longueurs d'onde. A partir d'un certain seuil d'élargissement temporel, il n'y a plus de recouvrement entre le spectre du soliton et le gain Raman et le décalage fréquentiel ne s'effectue plus. Le deuxième facteur limitant le décalage fréquentiel par SSFS est le changement du signe de la dispersion. Ce cas peut être obtenu lors de la propagation d'un soliton dans une fibre présentant un point de zéros dispersion chromatique. Au-delà du zéro de dispersion, il y a la génération d'ondes dispersives (ou radiatives) dans l'infrarouge dont nous détaillerons le phénomène dans le prochain paragraphe.

IV.5. Génération d'ondes dispersives

Lorsqu'un soliton se propage dans un régime où il convient de tenir compte des ordres supérieurs de la dispersion (proche de la longueur d'onde dispersion nulle), le soliton peut transférer une partie de son énergie par résonance à une composante spectrale située dans le régime de dispersion normale de la fibre ($D < 0$). Cet échange énergétique potentiel dépend d'une part de l'accord des vitesses de phase des deux ondes et d'autre part du recouvrement spectral entre elles. Le transfert d'énergie est alors proportionnel au recouvrement spectral entre le soliton et l'onde générée. Ainsi, plus le soliton est éloigné de la position du zéro de dispersion, plus la longueur d'onde, satisfaisant l'accord de phase, est située en fort régime de dispersion normale et plus le recouvrement est limité, réduisant alors l'amplitude de l'onde créée. Cette onde est appelée onde dispersive et contribue à étendre le spectre vers le régime de dispersion normal, à la fois dans le domaine visible et infrarouge (Figure. IV.6) [62].

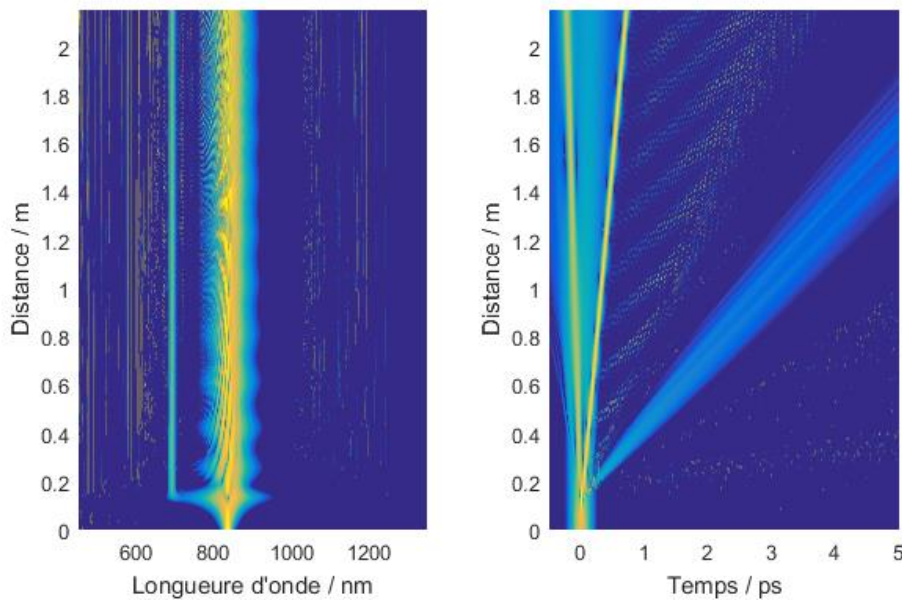


Figure IV.6 : Génération d'ondes dispersives dans le domaine visible après une fission d'un soliton d'ordre $N = 3$ se propageant dans une FOM présentant une dispersion chromatique nulle à la longueur d'onde (ZDW) 780 nm.

On parle alors de quasi soliton associé à une onde dispersive. En effet, une génération efficace de l'onde dispersive s'effectuera lorsque le recouvrement spectral est maximal de telle sorte que le soliton soit de courte durée et à une longueur d'onde proche du point de zéro dispersion. Dans ce contexte, la majorité de l'énergie transférée aux ondes dispersives est générée au cours de la fission solitonique par le soliton éjecté le premier, possédant la durée la plus faible et la plus grande puissance crête.

IV.6. Synthèse de contributions des effets non linéaires dans la génération du supercontinuum

Comme nous l'avons vu précédemment, la génération du supercontinuum résulte de la contribution de plusieurs effets non-linéaires. Synthétiser un modèle physique est alors nécessaire pour comprendre le

mécanisme de la génération du supercontinuum à partir de ces contributions.

En utilisant des impulsions courtes (régime femtoseconde) pompées dans le régime de dispersion anormale avec une longueur d'onde proche de celle de la zéro dispersion, la génération du supercontinuum dans les FOM se fait en quatre étapes : [53]

- Le spectre de l'impulsion commence à s'élargir d'une façon symétrique sous l'effet de l'automodulation de phase. Cet élargissement est faible et ne se fait que sur les quelques premiers millimètres.
- En présence de perturbations (effet Raman et dispersion chromatique d'ordre supérieur), le soliton fondamental s'éclate en plusieurs solitons sous l'effet de la fission solitonique.

L'apparition de ces solitons a pour effet de créer de nouveaux pics spectraux.

- Le spectre continue à s'élargir vers les courtes longueurs d'ondes par la création des ondes radiatives (dispersives) associées aux solitons éjectés par la fission solitonique.
- Le spectre s'étend vers les grandes longueurs d'ondes sous l'effet de l'autodécalage fréquentiel des solitons (soliton Raman).

Pour illustrer ces mécanismes, nous considérons la génération du supercontinuum dans une FOM présentant une longueur d'onde de dispersion nulle autour de 780 nm et dont les propriétés linéaires et non linéaires sont données par [1].

Dans ce cas, une impulsion ayant une puissance crête de $P_0=10$ kW et une durée $T = 50$ fs est injectée à $\lambda_0 = 835$ nm qui correspond au régime de dispersion chromatique anormale ($D > 0$). Dans cette situation, on retrouve des longueurs non linéaire $L_{NL} = 1.8$ mm et de dispersion $L_D = 6.8$ cm de telle sorte que l'ordre du soliton soit $N = 6$. L'évolution temporelle est spectrale de cette impulsion est présentée par la Figure. IV.7.

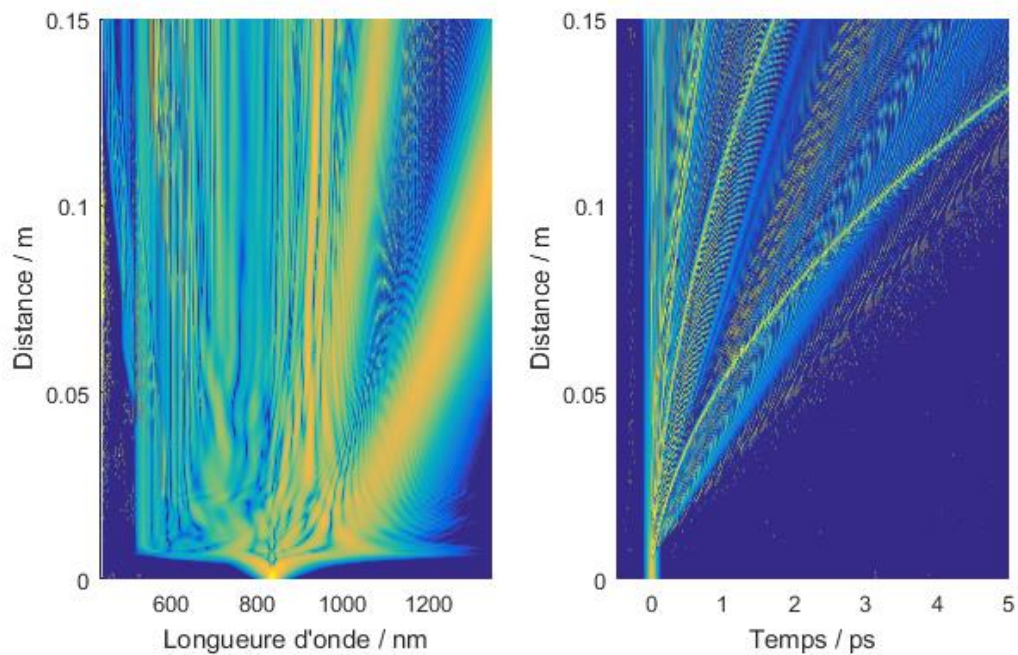


Figure IV.7 : Simulations numériques d'un supercontinuum généré à partir d'une impulsion femtoseconde : Évolution spectrale (a) et temporelle (b) obtenue sur 15 cm de propagation dans une FOM ayant une dispersion nulle à 780.

IV.7. Influence de l'augmentation de la puissance sur la largeur de spectre généré

L'impact de l'augmentation de la puissance crête de l'impulsion sur la largeur de spectre généré est aussi étudié, La Figure. IV.8 présente le supercontinuum généré avec une puissance crête de respectivement, 10 Kw, 20 Kw, 30 Kw et 40 Kw.

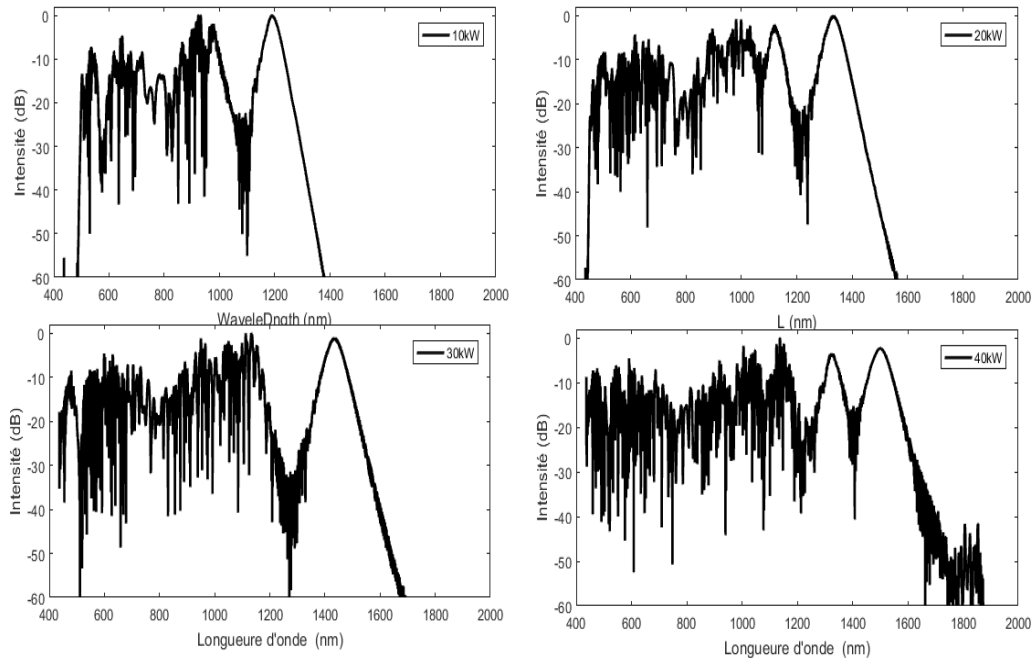


Figure IV.8 : Spectre généré avec une impulsion ayant une largeur de $50 fs$ et une puissance crête de, respectivement, $10 kW$, $20 kW$, $30 kW$ et $40 kW$.

Les résultats des simulations montrent que la largeur du spectre généré augmente en augmentant la puissance initiale. Pour une puissance crête de $40 kW$, un spectre de largeur de $1500 nm$, s'étendant de $400 nm$ jusqu'à $1900 nm$, est généré avec succès.

IV.8. Influence de l'augmentation de la durée de l'impulsion sur la largeur de spectre généré

L'impact de l'augmentation de la durée de l'impulsion sur la largeur de spectre généré est, aussi, étudié. La Figure. IV.9 présente le supercontinuum généré avec une durée de, respectivement, $50 fs$, $100 fs$, $150 fs$ et $200 fs$

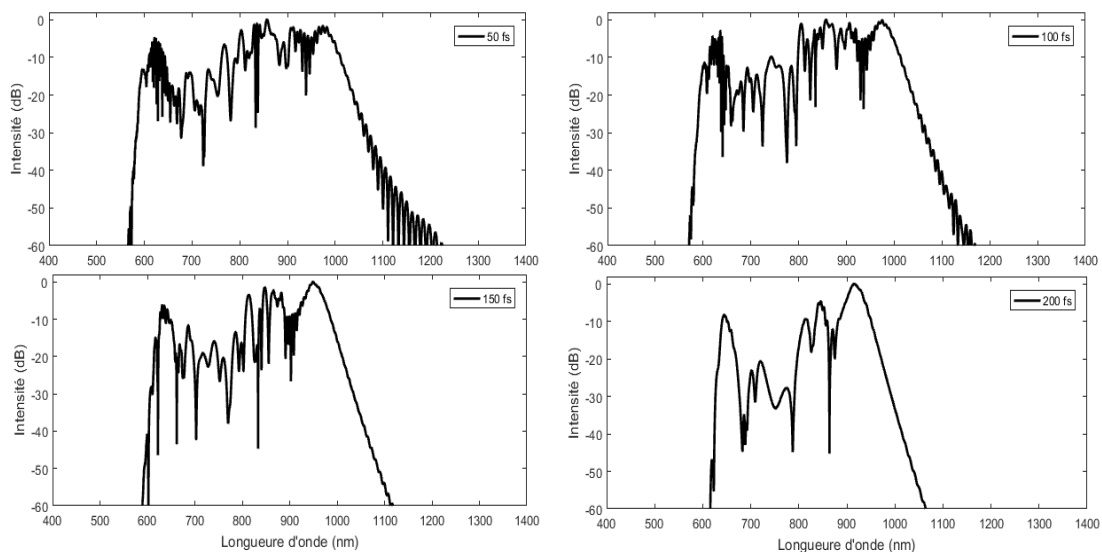


Figure IV.9 : Spectre généré avec une impulsion ayant une puissance de 10 kW et une durée de, respectivement, 50 fs, 100 fs, 150 fs et 200 fs.

Les résultats des simulations montrent que la largeur du spectre généré diminue en augmentant la durée de l'impulsion. Pour une durée de 50 fs, un spectre de largeur de 800 nm, s'étendant de 400 nm jusqu'à 1200 nm, est généré avec succès.

IV.9. Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif la simulation de la génération de supercontinuum dans les FOM. Nous avons montré que le soliton est une impulsion se propageant sans déformation dans un milieu dispersif et non linéaire, On a remarqué qu'au moment d'une compression temporelle maximum de l'impulsion correspond un élargissement maximum dans le domaine spectral et inversement. On a parlé aussi de la fission solitonique et on a observé que le processus de la fission se produit lorsque le spectre de l'impulsion parvient à une largeur maximum, ce qui correspond à une compression maximum dans le domaine temporel. Le spectre du soliton d'ordre supérieur s'élargit considérablement suite à la fission puis se stabilise au cours de la propagation. Cela représente la première contribution à la génération du supercontinuum.

Par la suite et en parlant de l'autodécalage en fréquence des solitons on a trouvé que le processus de SSFS peut être limité par les pertes de la fibre optique et par le changement du signe de la dispersion. On a montré aussi que la synthèse de contributions des effets non linéaires dans la génération du supercontinuum dans les FOM se fait en quatre étapes: l'élargissement symétrique du spectre de l'impulsion sous l'effet de l'automodulation de phase, l'éclatement de soliton fondamentale en plusieurs solitons sous l'effet de la fission solitonique et en présence des perturbations, l'élargissement continue du spectre vers les courtes longueurs d'ondes par la création des ondes radiatives, et dernièrement le spectre s'étend vers les grandes longueurs d'ondes sous l'effet de l'autodécalage fréquentiel des solitons.

Enfin on a présenté les résultats de simulations et on a montré l'impact de la puissance de la pompe et la durée de l'impulsion.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont porté sur l'étude de la génération d'un supercontinuum dans les Fibres Optiques Microstructurées (FOM) air/silice.

L'historique de la génération de supercontinuum montre qu'il est possible d'élargir spectralement une onde à travers différents milieux, qu'il s'agisse d'un cristal, d'un liquide, ou d'un gaz, du moment qu'ils présentent une forte non-linéarité. Parmi ces différents milieux, la fibre optique a réussi à tirer son épingle du jeu, notamment du fait du confinement de la lumière dans un guide de très petite section (le cœur de la fibre) qui permet d'exacerber les effets non linéaires.

Dans ce cas, le supercontinuum est généré à partir d'une impulsion courte ou un régime femto seconde dans un milieu non linéaire représenté par le fibre optique microstructurée (air-silice) (FOM).

Nous nous sommes intéressés à des fibres de nouvelle génération. Ces fibres dites microstructurées et peuvent être classer en deux types: fibres à cœur creux qui assure le guidage par l'effet de la bande interdite photonique et les fibres à cœur plein qui obéissent à un guidage par réflexion totale interne modifier à l'instar des fibres optiques conventionnelles à saut d'indice.

Ces fibres présentent un nombre de degrés de liberté plus important que les fibres conventionnelles à saut d'indice. De ce fait, les propriétés optiques de ces fibres sont ajustables entraînant ainsi une multitude d'applications

potentielles. On peut citer entre autres, des dispersions chromatiques ajustables, un comportement "infiniment monomode", la réalisation de fibres à effet non linéaire exacerbés ou à l'inverse réduit, le transport de forte puissance, le guidage de particules, la réalisation de source de lumière très large bande (supercontinuum), les effets solitons ... etc.

Nous avons décrit les deux classes des propriétés optiques des fibres optiques (linéaire et non-linéaire) caractérisant le mode fondamental, Nous avons analysé de l'impact des effets linéaires telle que les Pertes, la dispersion chromatique et l'aire effective de mode et non linéaires telle que l'automodulation de phase, modulation de phase croisée, mélange à quatre ondes, diffusion Raman et Brillouin stimulée sur la propagation dans une PCF. Ensuite, nous avons présenté le modèle numérique utilisé pour modéliser la propagation des impulsions ultra courtes dans les fibres optiques, à savoir l'équation généralisée non linéaire de Schrödinger (GNLSE).

L'étude numérique réalisée au cours de ce projet de fin de cycle nous a permis de mieux comprendre les propriétés optiques dans les FOM ainsi que l'influence de ces différents effets et ces contributions dans la génération d'un supercontinuum. En plus, les différents résultats présentés dans ce manuscrit ont montré l'importance de la modélisation numérique dans l'étude des différents aspects (physiques et technologiques) des FOM.

Nous avons présenté les résultats de simulation dans le dernier chapitre. Nous avons montré que le soliton est une impulsion se propageant sans

déformation dans un milieu dispersif et non linéaire, On a remarqué qu'au moment d'une compression temporelle maximum de l'impulsion correspond un élargissement maximum dans le domaine spectral et inversement. On a parlé aussi de la fission solitonique et on a observé que le processus de la fission se produit lorsque le spectre de l'impulsion parvient à une largeur maximum, ce qui correspond à une compression maximum dans le domaine temporel. Le spectre du soliton d'ordre supérieur s'élargit considérablement suite à la fission puis se stabilise au cours de la propagation. Cela représente la première contribution à la génération du supercontinuum. Par la suite et en parlant de l'autodécalage en fréquence des solitons on a trouvé que le processus de SSFS peut être limité par les pertes de la fibre optique et par le changement du signe de la dispersion. On a montré aussi que la synthèse de contributions des effets non linéaires dans la génération du supercontinuum dans les FOM se fait en quatre étapes: l'élargissement symétrique du spectre de l'impulsion sous l'effet de l'automodulation de phase, l'éclatement de soliton fondamentale en plusieurs solitons sous l'effet de la fission solitonique et en présence des perturbations, l'élargissement continue du spectre vers les courtes longueurs d'ondes par la création des ondes radiatives, et dernièrement le spectre s'étend vers les grandes longueurs d'ondes sous l'effet de l'autodécalage fréquentiel des solitons. Enfin on a présenté les résultats de simulations et on a montré l'impact de la puissance de la pompe, la durée de l'impulsion.

En conclusion de ces travaux de recherche, de nombreuses perspectives sont envisageables concernant aussi bien des aspects théoriques

Conclusion générale

qu'expérimentaux. Nos travaux auront une importance aux futurs travaux concernés par le développement et le contrôle de la génération du supercontinuum ou pour aider autres travaux pour trouver d'autres solutions que le supercontinuum et les fibres optiques pour un transfert plus vite des données et des couts moins chers

Bibliographie

- [1] J.M. Dudley and J. R. Taylor, "Supercontinuum generation in optical fibers", Cambridge University Press, (2010).
- [2] R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy", *physical review letters*, 85(11), 2264-2267 (2000).
- [3] Robert. R. Alfano, "The Supercontinuum Laser Source: the ultimate white light", Third edition, Springer, (2016).
- [4] John M. Dudley, Laurent Provino, Nicolas Grossard, Hervè Maillotte, Robert S. Windeler Benjamin J. Eggleton and Stéphane Coen, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping", *Journal of Optical Society of America B*, 19(4), 765-771, (2002).
- [5] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 592-594, 1970.
- [6] C. Courvoisier, "Étude d'un continuum de lumière en régime femtoseconde. Applications au domaine biologique : microscopies et spectroscopie en temps résolu," Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2006.
- [7] C. R. Phillips, C. Langrock, M. M. Fejer, J. Jiang, I. Hartl, and M. E. Fermann, "Supercontinuum Generation near 2 μm in Periodically Poled Lithium Niobate Waveguides," in *CLEO: 2011 - Laser Applications to Photonic Applications* (2011), paper CTuQ2 (Optical Society of America, 2011) p. CTuQ2.
- [8] M. Conforti, F. Baronio, and C. De Angelis, "Ultrabroadband Optical Phenomena in Quadratic Nonlinear Media," *IEEE Photonics Journal* 2, 600-610 (2010).
- [9] C. Langrock, M. M. Fejer, I. Hartl, and M. E. Fermann, "Generation of octave-spanning spectra inside reverse-proton-exchanged periodically poled lithium niobate waveguides," *Optics Letters* 32, 2478-2480 (2007)
- [10] O. Prakash, H.-H. Lim, B.-J. Kim, K. Pandiyan, M. Cha, and B. K. Rhee, "Collinear broadband optical parametric generation in periodically poled lithium niobate crystals by group velocity matching," *Applied Physics B* 92, 535 (2008)

- [11] C. Lin and R. H. Stolen, "New nanosecond continuum for excited state spectroscopy," *Applied Physics Letters* 28, 216{218 (1976).
- [12] P. Baldeck and R. Alfano, "Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers," *Journal of Lightwave Technology* 5, 1712{1715 (1987).
- [13] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, " All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters* 21, 1547 (1996).
- [14] S.V. Smirnov, J.D. Ania-Castanon, T.J. Ellingham, S.M. Kobtsev, S. Kukarinand S.K. Turitsyn, "Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications", *Optical Fiber Technology*, 12(2), 122-147, (2006).
- [15] Y.M. Wang, Y.H. Zhao, J.S. Nelson, Z.P. Chen, R.S. Windeler, "Ultra-high-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber", *Opt. Lett.*, 28, 182-184, (2003).
- [16] Y.-B. Andre Frey, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Woste, "White-light filaments for atmospheric analysis", *Science*, 301, (2003).
- [17] Udem, T., Holzwarth, R., & Hänsch, T. W. (2002). Optical frequency metrology. *Nature*, 416(6877), 233–237. Doi: 10.1038/416233a
- [18] Robert R. Alfano « The Supercontinuum Laser Source the Ultimate White Light-Third Edition »
- [19] Watt, R.S., Kaminski. & Hult, J. (2007). "Generation of supercontinuum radiation in conventional single-mode fiber and its application to broadband absorption spectroscopy". *Applied Physics B*, 90(1), 47–53. doi:10.1007/s00340-007-2812-6.
- [20] Anne Boucon, "Instabilité Modulationnelle et Génération de Supercontinuum en Régime d'Excitation Quasi-continue dans les Fibres Optiques Hautement Non Linéaires et Microstructurées », Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté.
- [21] Mohammed El Amraoui. *Fibres optiques microstructurées chalcogénures fortement non linéaires à base AS₂S₃ : vers de nouvelles sources supercontinuum infrarouges*. Autre [cond-mat. other]. Université de Bourgogne, 2010. Français.
- [22] P. St. J. Russell, "Photonic crystal fibers," *Science*, vol. 299, pp. 358-362, 2003.

Bibliographie

- [23] Jonathan C. Knight, "Photonic crystal fibres ", *Nature*, 424, 847-851, (2003).
- [24] MEDJOURI Abdelkader "ETUDE DES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTUREES ET DE LEURSAPPLICATIONS AUX SYSTEMES OPTOELECTRONIQUES" ", Thèse de doctorat, Université de Sciences et de la Technologie Houari Boumediène
- [25] Ambre Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques", Thèse de doctorat, Université de Limoges, (2003).
- [26] S.A. Kovalenko, R. Schanz, H. Hennig, and N.P. Ernsting, "Cooling dynamics of an optically excited molecular probe in solution from femtosecond broadband transient absorption spectroscopy" *J. Chem. Phys.*, 115(7), 3256-3273, (2001).
- [27] Hervé Rigneault Jean-Michel Lourtioz Claude Delalande and Ariel Levenson, "La nanophotonique", Collection Technique et Scientifique des Télécommunications (CTST), GET et Lavoisier, Paris, (2005)
- [28] J. C. Knight, T. A. Birks and P. St. J. Russell, "Properties of photonic crystal fiber and the effective index model", *Journal of optical society of America A*, 15(3), 748-752, (1998).
- [29] Yanfeng Li, Yuhong Yao, Minglie Hu, Lu Chai and Chingyue Wang, "Analysis of the fundamental space-filling mode of photonic crystal fibres: a symmetry point of view", *Journal of optics A*, 10, (2008).
- [30] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa and E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic Crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion", *Optics Express*, 11(8), 843-852, (2003).
- [31] G. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Elsevier, (2013).
- [32] Sigang Yang, Yejin Zhang, Lina He and Shizhong Xie, "Broadband dispersion-compensating photonic crystal fiber", *Optics letters*, 31(19), 2830-283, (2006).
- [33] Thomas V. Andersen, Karen Marie Hilligsøe, Carsten K. Nielsen, Jan Thøgersen, K. P. Hansen, Søren R. Keiding and Jakob J. Larsen, "Continuous-wave wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths", *Optics express*, 12(17), 4113-4122, (2004).
- [34] W.H. Reeves, J.C. Knight, P.St.J. Russell and P.J. Roberts, "Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers", *Optics express*, 10(14), 609-613, (2002).

Bibliographie

- [35] Ming Chen and Shizhong Xie, "New nonlinear and dispersion flattened photonic crystal fiber with low confinement loss", *Optics Communications*, 281, 2073–2076, (2008).
- [36] K. P. Hansen, "Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber", *Optics express*, 11(13), 1503-1509, (2003).
- [37] Chitrarekha Chaudhari, Takenobu Suzuki and Yasutake Ohishi, "Highly nonlinear chalcogenidecore nanofiber and photonic crystal fiber showing zero dispersion at 1.55 μm ", *Proc. SPIE*, 7357 (2009).
- [38] J.C. Knight, T.A. Birks, R.F. Cregan, P.St. J. Russell and J.-P. de Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre", *Electronics letters*, 34(13), 1347-1348, (1998).
- [39] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson and H. R. Simonsen, "Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers", *Opticsletters*, 28(6), 393-395, (2003).
- [40] John M. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructure fiberswithvery largemode area", *Optics express*, 14(1), 69-81, (2006).
- [41] Bo Liu,^{1,2} Lijia Zhang,^{1,2,*} Xiangjun Xin,^{1,2} and Jianjun Yu^{1,3} *1State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*
- [41] Omar ZIANE, Soraya ZAIBA and Noureddine Melikechi, "Continuum generation in water and carbon tetrachloride using a picosecond Nd-YAG laser pulse", *Optics Communications*, 273, 200-206, (2007).
- [42] Kuppuswamy Porsezian and Ramanathan Ganapathy, "Odyssey of Light in Nonlinear Optical Fibers: Theory and Applications", Taylor & Francis, (2016).
- [43] Le dossier du Ministère de l'Industrie Française : "Étude générique sur les technologies optoélectroniques : La fibre optique, une technologie de pointe" ; <http://www.telecom.gouv.fr/>.
- [44] Rim Cherif, "Étude des effets non-linéaires dans les fibres à cristaux photoniques", Thèse de doctorat, Université 7 novembre à Carthage, (2009).

Bibliographie

- [45] Anders Bjarklev, Jes Broeng and Araceli Sanchez Bjarklev, "Photonic Crystal Fibers", Springer, (2003).
- [46] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux and P. Roy, "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method, Optical fiber technology", 6, 181-191, (2000).
- [47] Ambre Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques", Thèse de doctorat, Université de Limoges, (2003).
- [48] A. Jacobsen, N. Neuroth and F. Reitmayer, "Absorption and scattering losses in glasses and fibers for light guidance", [[72]] ^ (nd) annual meeting, the American Ceramic Society, (1970).
- [49] H.C. Van de Hulst, Light scattering by small particles, Wiley, New York, (1957).
- [50] E.P. Ippen, R.H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Applied Physics Letters, 21(11), 539-540, (1972).
- [51] Mostafa Ahangrani Farahani and Torsten Gogolla, "Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing", Journal of Lightwave Technology, 17(8), 1379 - 1391, (1999).
- [52] K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers", Quantum Electronics, 25(12), 2665 - 2673, (1989).
- [53] Benjamin Wetzell, "Etudes expérimentales et numériques des instabilités non linéaires et des vagues scélérates optiques", Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, (2012).
- [54] Mohamed Lazoul, "Étude des effets de la dispersion chromatique et des effets non linéaires sur les performances des systèmes à fibre optique", Mémoire de Magister, EMP, (2008).
- [55] Akira Hasegawa and Frederick Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", Appl. Phys. Lett., 23, 142-144, (1973).
- [56] Kodama and Akira Hasegawa, "Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide", IEEE Journ. Of Qant. Electr. 23, 510 - 524, (1987).

Bibliographie

- [57] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset and H.P. Weber, "Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber", *IEEE Journ. Of Qant. Electr.*, 23, 1938 - 1946, (1987)
- [58] Kuo-chou Tai, Akira Hasegawa, and Naoaki Bekki, "Fission of optical solitons induced by stimulated Raman effect", *Opt. Lett.*, 13, 392-394, (1988).
- [59] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, "Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers", *Opt. Lett.*, 11, 464-466, (1986).
- [60] Vincent Tombelaine, "Etude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice", Thèse de doctorat, Université de Limoges, (2007).
- [61] Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift", *Opt. Lett.*, 11, 662-664, (1986).
- [62] Nail Akhmediev and Magnus Karlsson, "Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers", *Phys. Rev. A*, 51, 2602-2607, (

