

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique  
Université 8Mai 1945 – Guelma  
Faculté des sciences et de la Technologie  
Département d'Electronique et Télécommunications



**Mémoire de fin d'étude  
pour l'obtention du diplôme de Master Académique**

Domaine : **Sciences et Technologie**  
Filière : **Télécommunications**  
Spécialité : **Systems de Télécommunications**

---

**Etude des dynamiques spatiotemporelles non linéaires dans les  
fibres multimodes**

---

Présenté par :  
**Ourfella el bahdja**

Sous la direction de :  
**Dr . Graini leila**

**Juillet 2021**

# *Dédicace*

*Je dédie ce travail :*

*À la mémoire de mon père que je voulais vivre plus longtemps  
juste pour nous voir ce que nous allions devenir. À une personne  
qui a transféré la vie, l'amour et le courage, à vous ma chère mère  
toutes mes joies, mon amour et ma gratitude.*

*À mon mari qui m'a soutenu dans tout a long de mon parcours*

*Et sa famille*

*À ma sœur : Hadjer*

*À toute la famille : Louar et Ourfella.*

*À tous mes amis*

*Et à toute la promotion 2020/2021*

*De télécommunication.*

*.....el bahdja*

# Remerciements

*Voici enfin que ce modeste travail arrive à terme. On tient à exprimer toutes notre reconnaissance à ceux qui au long de ce mémoire nous ont apporté leur soutien, la participation de certains a été décisive pour l'aboutissement de ce travail qu'il nous est agréable de présenter tout particulièrement :*

*On remercie Dieu le tout puissant, de m'avoir donné tout le courage et la patience pour mener ce travail à terme.*

*On tient tout d'abord à exprimer notre profonde gratitude et un grand respect à mon encadreur Mme Graini leila pour la clarté de ses enseignements, son soutien indéfectible et sa patience à toute épreuve afin que cette thèse soit menée à bien.*

*Nos sincères remerciements s'adressent aussi aux membres de jury d'avoir accepté de juger notre travail.*

*Les enseignants du département de télécommunication et mes professeures de l'Université 08 mai 1945 a Guelma , et toutes les personnes qui m'ont soutenue jusqu'à bout ,et qui n'ont pas cessé de me donner des conseils tr »s importantes en signes de reconnaissance*

## Résumé

Les fibres multimodes s'avèrent être une plateforme idéale pour explorer l'ensemble des effets non linéaires temporels et spatiaux. Ces fibres supportent de nombreux modes spatiaux qui peuvent interagir les uns avec les autres par le biais de divers processus non linéaires et donner lieu à des dynamiques spatio-temporelles complexes. De nos jours, plusieurs recherches ont été faites pour comprendre la dynamique spatio-temporelle non linéaire dans les fibres multimodes.

Bien que la propagation spatio-temporelle des impulsions dans les fibres multimodes soit généralement non uniforme, les fibres multimodes à gradient d'indice réduisent la complexité en raison de ses caractéristiques uniques, telles que la dispersion modale relativement faible qui est comparable à la dispersion chromatique, et de l'espacement égal des nombres d'onde modaux qui introduit également une auto-imagerie périodique au faisceau durant la propagation. Ce qui produit de forts couplages non linéaires entre les modes.

Dans le contexte du présent mémoire, diverses dynamiques non linéaires spatio-temporelles ont été étudiées dans des fibres multimodes à gradient d'indice pour générer le soliton multimode, l'auto-nettoyage spatial de faisceau, et la génération de super-continuum. Ces études sont basées sur l'équation de Schrödinger non linéaire multimode, qui est adapté à la propagation des impulsions dans les fibres multimode.

**Mots clés :** Fibres multimodes à gradient d'indice, dynamique spatio-temporelle, couplage non linéaire, soliton multimode, auto-nettoyage spatial du faisceau, Super-continuum.

## Abstract

Multimode fibers are proving to be an ideal platform for exploring the both nonlinear temporal and spatial effects. These fibers support many spatial modes, which can interact with each other through various nonlinear processes and give rise to complex spatiotemporal dynamics. Nowadays, many researches have been conducted to understand nonlinear spatiotemporal dynamics in multimode fibers.

Although the spatiotemporal propagation of pulses in multimode fibers is, generally non-uniform, graded index multimode fibers reduce the complexity due to its unique characteristics, such as relatively low modal dispersion, which is comparable to chromatic dispersion, and equal modal wavenumber spacing, which introduces periodic self-imaging on propagating beam. Thus produces strong nonlinear couplings between the modes.

In the context of the present report, various spatiotemporal nonlinear dynamics are investigated in graded index multimode fibers to generate multimode soliton, spatial beam self-cleaning, and super-continuum generation. These studies are based on the multimode nonlinear Schrödinger equation, which is suitable for the propagation of pulses in multimode fibers.

**Keywords :** Graded-index multimode fibers, nonlinear coupling, spatiotemporal dynamics, multimode soliton, beam self-cleaning, Super-continuum.

## المخلص

تعتبر الألياف متعددة الأوضاع أنها منصة مثالية لاستكشاف التأثيرات غير الخطية الزمانية والمكانية. تحمل هذه الألياف العديد من الأوضاع المكانية، والتي يمكن أن تتفاعل مع بعضها البعض من خلال عمليات غير خطية مختلفة وتؤدي إلى ديناميكيات زمانية-مكانية معقدة. في الوقت الحاضر، انجزت الكثير من الأبحاث لفهم الديناميكيات الزمانية-المكانية غير الخطية في الألياف متعددة الأنماط.

على الرغم من أن الانتشار الزمني-المكاني للنبضات في الألياف متعددة الأنماط غير منتظم بشكل عام، فإن الألياف متعددة الأنماط ذات المؤشر المتدرج تقلل من هذا التعقيد بسبب خصائصها الفريدة، مثل التشتت النمطي المنخفض نسبياً، والذي يمكن مقارنته بالتشتت اللوني، والتباعد النمطي المتساوي الذي يؤدي إلى التصوير الذاتي الدوري لحزمة الانتشار. وبالتالي ينتج عنه اقترانات غير خطية قوية بين الأنماط.

في سياق هذه المذكرة، تم تحقيق ديناميكيات غير خطية مكانية-زمانية مختلفة في ألياف متعددة الأنماط ذات مؤشر متدرج لتوليد soliton متعدد الأوضاع، والتنظيف الذاتي للحزمة المكانية، وتوليد طيف فائق الاستمرارية. تستند هذه الدراسات على معادلة شرودنجر غير الخطية متعددة الأنماط، والتي تعد مناسبة لانتشار النبضات في الألياف متعددة الأوضاع.

**الكلمات المفتاحية:** ألياف متعددة الأنماط ذات مؤشر متدرج، اقتران غير خطي، الديناميكيات زمانية مكانية، soliton متعدد الأوضاع، تنظيف ذاتي للحزمة، طيف فائق الاستمرارية.

## Liste des Acronymes

ON	Ouverture Numérique
LP	Linéairement Polarisé
TE	Transverse Electric
SPM	Self-Phase Modulation
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Cross-Phase Modulation
FWM	Four-Wave Mixing
TM	Transverse Magnetic
HE	Hybrid Modes
TEM	Transverse Electro Magnetic
SC	Super Continuum
MM-GNLSE	Multimode Generalized Nonlinear Schrödinger Equation
MM.NLSE	Multimode Nonlinear Schrödinger Equation
SSF	Split-Step Fourier
TF	Transformées de Fourier
RK4IPM	Runge-Kutta in the interaction picture method
MMF	Multimode Fiber
SMF	Single Mode Fiber
GVD	Group Velocity Dispersion
SDM	Space Division Multiplexing
GRIN-MMF	Graded-index Multimode Fiber
STIN-MMF	Step-Index multimode Fiber

## Liste des figures :

Figure	Titre	Page
Figure I.1	Structure d'une fibre optique	4
Figure I.2	La fibre monomode avec propagation d'une impulsion	5
Figure I.3	La fibre multimodes à saut d'indice avec propagation d'une impulsion	6
Figure I.4	La fibre multimode à gradient d'indice avec propagation d'une impulsion	7
Figure I.5	Profils d'indice de réfraction des fibres possibles pour différentes valeurs de $\alpha$	7
Figure I.6	L'effet de l'atténuation	9
Figure I.7	L'effet de la dispersion	10
Figure I.8	Courbe de dispersion chromatique dans une fibre optique	10
Figure I.9	Effet de la dispersion modale	12
Figure I.10	Elargissement spectral du canal	14
Figure I.11	Génération de nouvelles longueurs d'ondes par mélange à quatre ondes	15
Figure I.12	La constante de propagation normalisée $\beta$ d'un certain nombre de modes TE, TM, HE et EH en fonction de la fréquence normalisée $V$ .	18
Figure I.13	La constante de propagation normalisée $\beta$ en fonction de la fréquence normalisée $V$ pour un certain nombre de modes LP.	19
Figure I.14	Représentation 3D/2D des modes de propagation, le mode fondamental correspond au $LP_{01}$ .	21
Figure II.1	Illustration schématique de la méthode de Fourier split-step (SSF) symétrisée utilisée pour les simulations numériques.	27
Figure II.2	Observation du processus d'auto-imagerie périodique dans une GRIN-MMF	31
Figure II.3	Comparaison de la dispersion et de la non-linéarité entre les STIN-MMF et GRIN-MMF, (a) Constante de propagation ( $\Delta\beta_0$ ) et	31



	dispersion modale ( $\Delta\beta_1$ ) des modes. (b) Coefficients reflétant le SPM et le XPM	
Figure II.4	Effet de la propagation linéaire dans une GRIN-MMF.	<b>33</b>
Figure II.5	Effet de la propagation non-linéaire dans une GRIN-MMF.	<b>34</b>
Figure II.6	La génération du super-continuum en fonction de la puissance de la pompe dans une fibre GRIN-MMF en (a) échelle logarithmique et en (b) échelle linéaire. (c) Formation de pics SRS en cascade	<b>35</b>
Figure II.7	Auto-nettoyage spatial de faisceau dans les fibres GRIN-MMF avec des impulsions sub-nanosecondes à 1064 nm	<b>37</b>
Figure II.8	Résultats expérimentaux de l'auto-nettoyage spatial dans trois fibres multimodes différents; longueur de fibre : 3 m et longueur d'onde : 1064 nm	<b>37</b>
Figure III.1	Structure (en haut), et le profil d'indice de la fibre GRIN-MMF utilisée dans la simulation.	<b>41</b>
Figure III.2	Profil spatial des six premiers modes.	<b>41</b>
Figure III.3	Variation de l'indice effective de six modes en fonction de la longueur d'onde.	<b>42</b>
Figure III.4	Variation des coefficient de la constante de propagation (a), la dispersion modal (b), et la dispersion chromatique (d), et la dispersion d'ordre 3 et d'ordre 4 (e et ), respectivement, de six modes en fonction de la longueur d'onde	<b>43</b>
Figure III.5	le profile spectrale (a), temporel (b) de l'impulsion d'entrée de de sortie. L'évolution de l'énergie (c), et le profile spatial de mode fondamental (d)	<b>47</b>
Figure III.6	Le profile spatial de l'impulsion d'entrée (a), et de sortie (b). Le profile spectrale (c) et temporel (d) de tous les modes à la sortie de la fibre. L'évolution de l'énergie de tous les modes (e).	<b>48</b>
Figure III.7	Le profile spectrale (c) et temporel (d) de tous les modes à la sortie de la fibre. L'évolution de l'énergie de tous les modes (c). Le profile spatial de l'impulsion de sortie.	<b>50</b>

Figure III.8	Le profile spectrale (c) et temporel (d) de tous les modes à la sortie de la fibre. L'évolution de l'énergie de tous les modes (c). Le profile spatial de l'impulsion de sortie (d).	<b>51</b>
Figure III.9	Le profile spectrale (c) et temporel (d) de tous les modes à la sortie de la fibre. Le profile spatial de l'impulsion de sortie (c).	<b>52</b>

## Liste des tableaux

<b>Tableau</b>	<b>Titre</b>	<b>Page</b>
<b>1</b>	Représentation des différents types de profil	<b>7</b>
<b>2</b>	La relation entre les modes polarisés linéairement et les modes exacts traditionnels à partir desquels ils sont forme	<b>19</b>
<b>3</b>	Constante de propagation et valeurs de dispersion de six modes à 1550 nm.	<b>43</b>

## Table des matières

Titre	Page
Dédicace	I
Remerciement	II
Résumé	III
Liste des acronymes	XI
Liste des figures	VII
Liste des tableaux	X
Table des matières	XI
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 : Généralités sur les fibres optiques multimodales</b>	<b>3</b>
I.1 Introduction	4
I.2 Etude de la propagation dans les fibres optiques	4
I.2.1 Structure d'une fibre optique	4
I.2.2 Caractéristiques de la fibre optique	4
I.2.3 Différents types de Fibres optiques	5
I.2.3.1 La fibre monomode	5
I.2.3.2 La fibre multimode	6
a. La fibre multimode à saut d'indice	6
b. Les fibres à gradient d'indice	6
I.3 Propagation d'impulsion optique dans les fibres optiques	8
I.3.1 Caractéristiques linéaires de la fibre optique	9
I.3.1.1 L'atténuation	9
I.3.1.2 La Dispersion	9
a. La dispersion chromatique	10
b. La dispersion modale	12
I.3.2 Caractéristiques non linéaires de la fibre optique	13
I.3.2.1 L'effet Kerr optique	13
a. L'auto-modulation de phase (SPM: Self-phase modulation)	13
b. La modulation de phase croisée (XPM : cross phase modulation)	14

c. Le mélange à quatre ondes (FWM : Four wave mixing)	<b>14</b>
I.3.2.2 Les effets Raman (la diffusion de Raman)	<b>15</b>
I.4 Modes de propagation dans une fibre optique	<b>15</b>
I.4.1 Les modes exacts	<b>17</b>
a. Modes Transverse Electrique et Transverse Magnétiques	<b>17</b>
b. Les modes hybrides	<b>17</b>
c. Les modes polarisés linéairement	<b>18</b>
I.5 Conclusion	<b>21</b>
<b>Chapitre 2 : Effets non linéaires spatio-temporel dans les fibres multimodales</b>	<b>22</b>
II.1 Introduction	<b>23</b>
II.2 Modélisation de la dynamique de propagation spatio-temporelle non linéaire dans les fibres multimodes	<b>23</b>
II.2.1 Equation de Schrödinger non linéaire multimode généralisé MM-GNLSE	<b>23</b>
II.2.2 Solution numérique de l'équation de Schrödinger : Méthode de Fourier à pas divisé	<b>27</b>
II.3 Propagation et couplage non linéaire des modes dans les fibres multimodes à gradient d'indices	<b>31</b>
II.3.1 Propagation linéaire dans les fibres multimodes à gradient d'indice	<b>32</b>
II.3.2 Propagation non linéaire dans les fibres multimodes à gradient d'indice	<b>33</b>
II.4 Description de quelques phénomènes spatio-temporels dans les fibres multimodes à gradient d'indice	<b>34</b>
II.4.1 Génération de super-continuum (SC)	<b>34</b>
II.4.2 l'auto-nettoyage du faisceau (self-beam cleaning)	<b>36</b>
II.4.3 Le soliton spatio-temporel	<b>38</b>
II.5 Conclusion	<b>38</b>
<b>Chapitre 3 : Résultats de la simulation</b>	<b>40</b>
III.1 Introduction	<b>40</b>
III.2 Analyse modale	<b>40</b>
III.2.1 La structure de la fibre optique	<b>40</b>

III.2.2 La structure des modes	<b>41</b>
III.2.3 Les indices et les constantes de propagation des modes	<b>42</b>
III.2.4 Les coefficients de couplage non linéaire	<b>43</b>
III.3 Résultats de la simulation	<b>45</b>
III.3.1 Résultats obtenus pour la formation de soliton multimode	<b>45</b>
III.3.2 Résultats obtenus pour la formation de soliton dans le régime linéaire	<b>47</b>
III.3.3 Résultats obtenus pour la formation de soliton dans le régime non linéaire	<b>49</b>
III.3.4 Résultats obtenus pour le soliton spatio-temporel et l'auto-nettoyage spatial de faisceau.	<b>50</b>
III .3.5 Résultats obtenus pour la génération de super-continuum	<b>52</b>
III.4 Conclusion	<b>53</b>
<b>Conclusion générale</b>	<b>55</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>58</b>



***Introduction  
générale***

### Introduction général

Les fibres optiques monomodes (SMF:Single Mode Fiber) sont des plates-formes populaires pour étudier le comportement de la dynamique purement temporelle de la propagation non linéaires des impulsions, car ils fournissent un moyen simple, à la fois en théorie et en pratique, d'effectuer des recherches scientifiques. De plus, SMF sont prometteurs pour de nombreuses applications. Cependant, les SMF sont confrontés à la demande toujours croissante de capacités de données dans le domaine des communications par fibre optique [1]. L'utilisation de fibres multimodes (MMF :Multimode Fiber) est le moyen le plus évident de surmonter ces limitations en raison de degré de liberté spatiale supplémentaire des MMF par rapport aux SMF.

Dans le domaine de l'optique non linéaire, un système optique multimode basé sur des MMF, combinant à la fois des caractéristiques temporelles et spatiales, peut fournir un meilleur banc d'essai qu'un système conventionnel composé de SMF. Il est très important d'étudier la dynamique non linéaire dans les systèmes optiques tridimensionnels composés de MMF, car ces dynamiques sont liées à des problèmes importants en physique en termes de dynamique spatio-temporelle.

Bien que la propagation spatio-temporelle des impulsions dans les fibres multimodes soit généralement non uniforme, les fibres multimodes à gradient d'indice (GRIN-MMF : graded-index multimode Fiber) réduisent la complexité en raison de son espacement égal des nombres d'onde modaux qui introduit également une auto-imagerie périodique (self-imagerie) au faisceau durant la propagation [2]. Ainsi, la propagation non linéaire du faisceau optique dans les fibres GRIN-MMF a été revisitée ces dernières années ; de nombreuses propriétés non linéaires spatio-temporelles complexes ont été dévoilées. Les exemples incluent à titre d'exemple, l'auto nettoyage des faisceaux (Self-beam cleaning) et la génération de super-continuum [3, 4].

L'objectif de notre travail est l'étude approfondie de la dynamique spatiotemporelle dans les fibres GRIN-MMF. Cette étude est basée sur un modèle numérique (l'équation de Schrödinger non linéaire MM.GNLSE) adapté à la propagation d'impulsions multimodales dans une fibre GRIN-MMF.MM.GNLSE (Multimode Generalized Nonlinear Schrödinger Equation) est basé sur l'approche des équations de modes couplés, qui nécessite une connaissance préalable de la distribution de puissance d'entrée entre les modes de la fibre. Nous appliquons



ce modèle pour discuter de phénomène intrigant de la génération de solitons optiques multimodes (MMS), où la non-linéarité équilibre à la fois la dispersion chromatique et la dispersion modale, ainsi, l'auto nettoyage des faisceaux vers le mode fondamental durant la propagation. Du point de vue d'application les solitons spatiotemporelles dans les fibres GRIN-MMF ouvrent la voie à la génération des sources d'impulsions de forte énergie et capable de propager sur de longue distance sans déformation ou distorsion. Pour cela, nous avons divisé ce mémoire en trois chapitres principaux :

Dans le premier chapitre, nous présentons des notions générales concernant la fibre optique, tels que la structure général de ce guide et leurs caractéristiques, et aussi les différents types existants et l'importance de chaque type. Les effets dispersifs (linéaires) et non linéaires d'une fibre et leurs influences sur la propagation des impulsions sont étudiés également. Nous détaillons aussi le principe des modes spatiaux dans les fibres multimodes avec les équations caractéristiques.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de dynamique spatiotemporelle dans les fibres GRIN-MMF. Pour cela, nous détaillons le modèle mathématique (MM-GNLSE) et leur solution numérique pour étudier efficacement la propagation non linéaire spatio-temporelle du faisceau dans les GRIN-MMF, nous montrons aussi l'intérêt de ce type de fibre par rapport à la fibre multimodes à saut d'indice, ainsi, les propriétés non linéaires spatio-temporelles complexes seront discutées. A la fin de ce chapitre, on présente différentes études intéressantes liées à notre travail.

Dans le troisième chapitre, nous présentons par simulation avec le logiciel Matlab et par l'approche de la solution numérique de l'équation MM-GNLSE, la propagation des modes dans une fibre GRIN-MMF prenant en compte les interactions et le couplage non linéaires entre les modes. On utilise différentes paramètres de simulation pour avoir plusieurs applications ; la formation de soliton spatiotemporel, l'auto nettoyage spatial des faisceaux, et la génération de super-continuum.

Nous finissons ce mémoire par une conclusion générale qui résume les différentes phases de travail.

**Chapitre I**  
**Généralités sur les**  
**fibres optiques**  
**multimodales**



## I.1 Introduction :

Aujourd'hui, les fibres optiques sont devenues un support de transmission très fiable et qui offrent une large bande passante à exploiter pour le transfert des données multimédia. C'est un banc d'essai pour étudier la propagation des impulsions dans un milieu non linéaire et dispersif.

Dans ce chapitre nous allons présenter la structure générale d'une fibre optique et détailler les différents types qui existent. Ensuite les effets linéaires et non linéaires qui caractérisent la propagation des impulsions dans les fibres multimodes, et terminé par le concept des différentes modes propagé dans ce type des fibres.

## I.2 Etude de la propagation dans les fibres optiques :

### I.2.1 Structure d'une fibre optique :

La fibre optique est un guide d'onde cylindrique en verre de silice ( $\text{SiO}_2$ ) constituée d'un cœur cylindrique en matériau transparent de quelques micromètres de diamètre et d'indice de réfraction  $n_1$ , ce dernier est entouré d'une zone dont l'indice est plus faible qui appelé la gaine d'indice  $n_2$ .

L'indice  $n_1$  est supérieur à  $n_2$ , ce qui garantit la réalisation de la condition de réflexion totale sur la gaine d'un rayon se propageant dans le cœur et évite que le signal optique sorte du cœur en gardant les caractéristiques optiques.

La fibre est protégée extérieurement par un revêtement dit primaire, réalisé en général par un matériau plastique comme le montre dans la figure (I.1) [5].

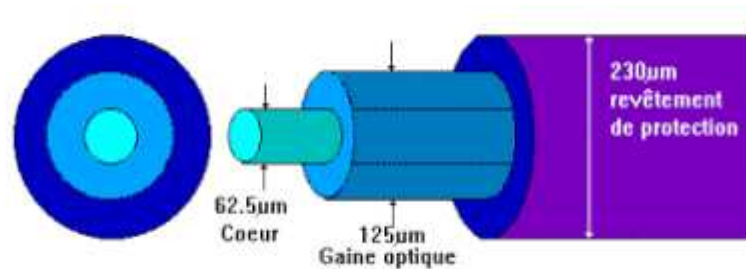


Figure I.1 : Structure d'une fibre optique

### I.2.2 Caractéristiques de la fibre optique

L'étude de la propagation dans une fibre optique fait apparaître la notion de modes de propagation pour cela on va définir un paramètre très important tel que la fréquence normalisé  $V$  qu'on définit comme suit :

$$V = \frac{2\pi \cdot a \cdot ON}{\lambda_0} = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{I.1})$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière,  $n_1$  l'indice du cœur de la fibre,  $n_2$  l'indice de la gaine et 'a' le diamètre du cœur de la fibre.

Le terme  $\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$  représente l'ouverture numérique (ON : Ouverture Numérique) qui se traduit par l'angle maximal d'injection des faisceaux lumineux qui peuvent être guidés dans la fibre optique donc c'est un indice qui est signifié la capacité de la fibre à collecter la lumière qu'elle pourra propager [6].

On a aussi un autre paramètre très important dans notre étude tel que la différence d'indice normalisée est défini par la relation suivante :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (\text{I.2})$$

### I.2.3 Différents types de Fibres optiques :

Suivant les dimensions du cœur et les expressions des indices  $n_1$  et  $n_2$ , et aussi suivant la fréquence normalisée on peut classer les fibres optiques en deux principal catégories tel que [7] :

- Pour  $v < 2.405$  : La fibre est appelée monomode ou unimodal et ne comporte qu'un seule mode de propagation est dite le mode fondamental  $LP_{01}$  ou  $HE_{11}$ .
- Pour  $v > 2.405$  : La fibre est appelée multimode et se divise en deux sous-catégories suivant la nature du cœur et de la gaine et suivant le profil d'indice du cœur.
  - Fibre multimode à saut d'indice.
  - Fibre multimode à gradient d'indice.

#### I.2.3.1 La fibre monomode :

Dans ce type de fibre le diamètre de cœur est très faible, par rapport au diamètre de la gaine ne laisser se propager qu'un seul mode unique, la lumière ne dispose que d'une seule trajectoire pour se propager (un seul mode de propagation → fibre monomode) [7].

Dans ce type de fibre, le petit diamètre du cœur nécessite une grande puissance d'émission qui est délivrée par des diodes-laser [8].

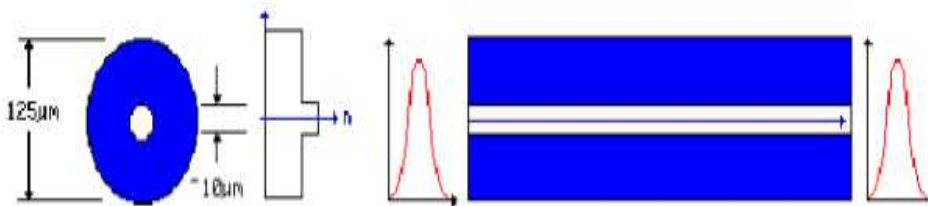


Figure I.2 : La fibre monomode avec propagation d'une impulsion

### I.2.3.2 La fibre multimode :

Les fibres multimodes sont généralement caractérisées par un grand diamètre de cœur par rapport à la fibre monomode qui prend en charge plusieurs modes spatiaux donc Plusieurs parcours possible du rayon lumineux.

En fonction de la distribution de l'indice de réfraction du cœur, nous pouvons classer les fibres en deux catégories :

#### a. La fibre multimode à saut d'indice :

Dans ce type de fibre, les rayons lumineux sont guidés par réflexion totale sur la surface séparant le cœur et la gaine, il suit un chemin en zigzag donc les rayons lumineux peuvent emprunter différentes trajectoires pour se propager (Figure I.3).

L'indice de réfraction reste constant et homogène dans tout le cœur, puis décroît brusquement en effectuant un saut d'indice dans la gaine [9].

Donc il est donnée par :

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & \text{si } r < a \\ n_2 & \text{si } r \geq a \end{cases} \quad (\text{I.3})$$

Où a: est le diamètre du cœur.

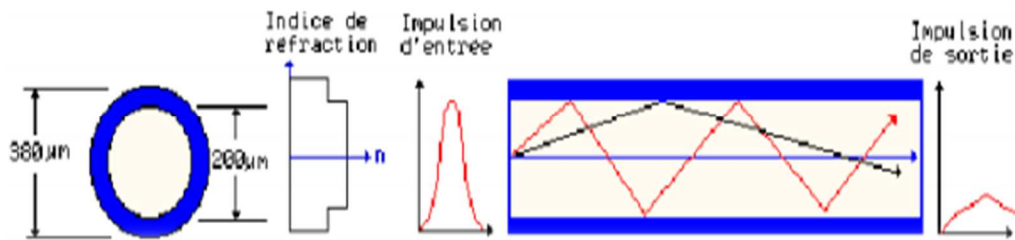


Figure I.3 : La fibre multimodes à saut d'indice avec propagation d'une impulsion

L'inconvénient de ce type de fibre résulte de l'écart important du temps de propagation des différents rayons lumineux (c-à-dire La vitesse de propagation n'est pas uniforme dans ce type de fibre.) et donc un élargissement conséquent du signal d'entrée, la déformation et la dispersion du signal reçu, ce qui limite la bande passante [7].

#### b. Les fibres à gradient d'indice :

Dans ce type de fibre, l'indice de réfraction diminue graduellement, leur cœur n'est plus homogène : la valeur de l'indice décroît de l'axe à l'interface et le guidage est dû à l'effet du gradient d'indice [8].

Comme précédemment, les rayons lumineux peuvent emprunter différentes trajectoires pour se propager, La vitesse de propagation n'est donc pas uniforme dans ce type de fibre. L'avantage principal de ce type de fibre est la minimisation de la dispersion du temps de propagation entre les rayons [8].

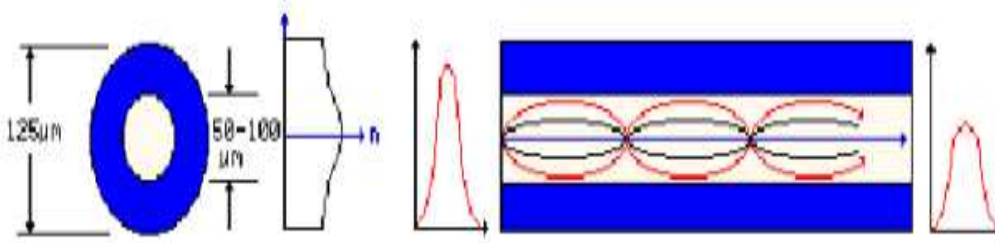


Figure I.4: La fibre multimode à gradient d'indice avec propagation d'une impulsion

- Le profil d'indice :** Les fibres à gradient d'indice n'ont pas un indice de réfraction constant dans le cœur, mais un indice de cœur décroissant  $n(r)$  avec une distance radiale d'une valeur maximale de  $n_1$  à l'axe à une valeur constante  $n_2$  au-delà du rayon de cœur  $a$  dans la gaine. Cette variation d'indice peut être représentée par : [10].

$$\begin{aligned}
 n(r) &= n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} & r < a \\
 n(r) &= n_1 \sqrt{1 - 2\Delta} = n_2 & r \geq a
 \end{aligned}
 \tag{I.4}$$

où  $\Delta$  est la différence d'indice de réfraction relative et est  $\alpha$  le paramètre de profil qui donne le profil d'indice de réfraction caractéristique de l'âme de la fibre. Équation I.4 qui est une méthode pratique pour exprimer le profil d'indice de réfraction du cœur de la fibre en tant que variation de  $\alpha$ , Cette gamme de profils d'indice de réfraction est illustrée à la figure I.5.

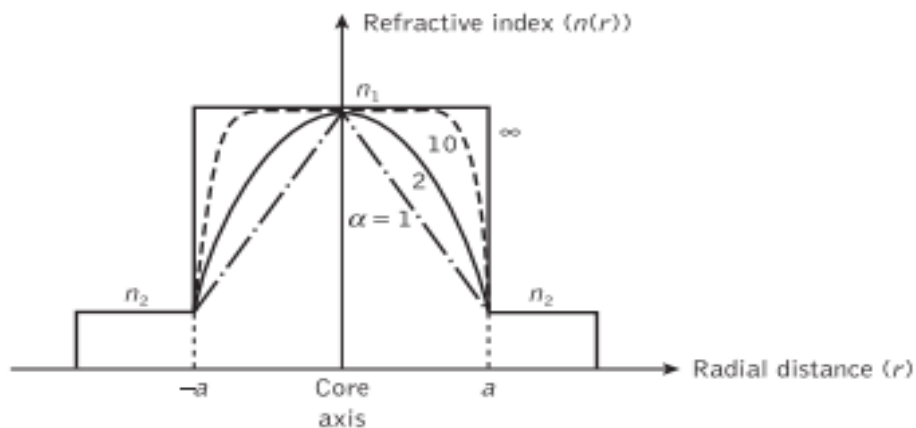


Figure I.5 : Profils d'indice de réfraction des fibres possibles pour différentes valeurs de  $\alpha$

- Si  $\alpha = 1$ , le profil d'indice est linéaire (gradient constant). L'indice varie linéairement de  $n_1$  à  $n_2$ .
- Si  $\alpha = 2$ , le profil est parabolique (gradient linéaire). Cette situation est la plus fréquente en pratique.
- Si  $\alpha \rightarrow \text{inf.}$ , alors  $(r/a)\alpha = 0$  pour  $r < a$  et  $n(r) = n_1$ . On retrouve une fibre à saut d'indice [5].

Les profils à gradient d'indice qui produisent actuellement les meilleurs résultats pour la propagation optique [10].

Paramètre $\alpha$	Profil d'indice
$\alpha = 1$	Triangulaire
$\alpha = 2$	Parabolique
$\alpha = \infty$	Rectangulaire

Tab I.1 : Représentation des différents types de profil

- **L'ouverture numérique** d'une fibre à gradient d'indice : La lumière reste dans le cœur sans pénétrer dans la gaine si elle entre dans le cône d'acceptance de la fibre. A cause du profil d'indice, l'angle maximal entre la direction incidente et l'axe de la fibre diminue si la lumière n'entre pas en  $r = 0$  mais à une certaine distance du centre.

$$ON = n_1 \sqrt{2\Delta \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]} \quad (\text{I.5})$$

Donc l'ouverture numérique de la fibre dépend de la distance par rapport à l'axe,  $r$  dans le cas  $\alpha=2$ .

Au centre de la fibre ; l'ouverture numérique est donc égale à celle d'une fibre à saut d'indice, mais elle diminue jusqu' à zéro dans le cas  $r = a$  [5].

### I.3 Propagation d'impulsion optique dans les fibres optiques :

Dans ce qui suit, nous venons de montrer qu'une impulsion optique qui se propage dans un milieu dispersif subit toujours un élargissement temporel. Un autre effet optique important, l'effet Kerr optique, modifie aussi la forme spectrale de l'impulsion lumineuse. Donc pour étudier la propagation d'impulsion il faut comprendre ces phénomènes [11].

### I.3.1 Caractéristiques linéaires de la fibre optique :

On rappelle dans notre travail deux principaux effets qui se manifestent lors de la propagation d'une onde dans une fibre optique à savoir l'atténuation et la dispersion [12].

#### I.3.1.1 L'atténuation :

Comme tout support physique autre que le vide, la fibre optique a une perte de puissance intrinsèque lorsqu'un signal se propage le long de celle-ci. La puissance du signal  $P(z)$  dans [W] diminue de façon exponentielle avec la longueur de la fibre, qui se réfère à une atténuation de fibre. Après une distance de transmission  $z$  en [km], la puissance du signal peut être notée par :

$$P(L) = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (I.6)$$

Avec  $P_0$  est la puissance couplée dans la fibre optique en [W] (à l'entrée) et est le coefficient d'atténuation linéique  $\alpha$  en Neper par kilomètre [N p/km], le Neper est une unité logarithmique qui utilise la base e, mais il est plus pratique de définir l'atténuation de la fibre en décibel par kilomètre (base 10 logarithmique), suivant l'équation I.7 : [13].

$$\alpha \left( \frac{dB}{Km} \right) = - \frac{10 \log \left( \frac{P_L}{P_0} \right)}{L} \quad (I.7)$$

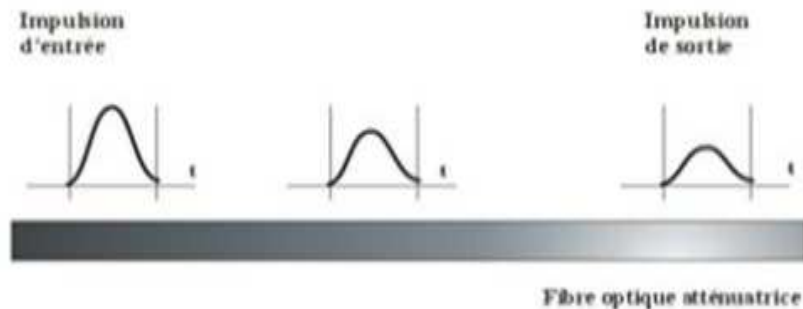


Figure I.6 : L'effet de l'atténuation

On a plusieurs causes d'atténuation comme l'atténuation intrinsèque et l'atténuation extrinsèque (Atténuation due aux courbures et micros courbure, et atténuation due aux connexions).

#### I.3.1.2 La Dispersion :

Le signal lumineux injecté dans la fibre optique subit une déformation à cause du phénomène de dispersion (voir Figure I.7). Ce phénomène est traduit par un étalement temporel, cet étalement limite le débit de la transmission.



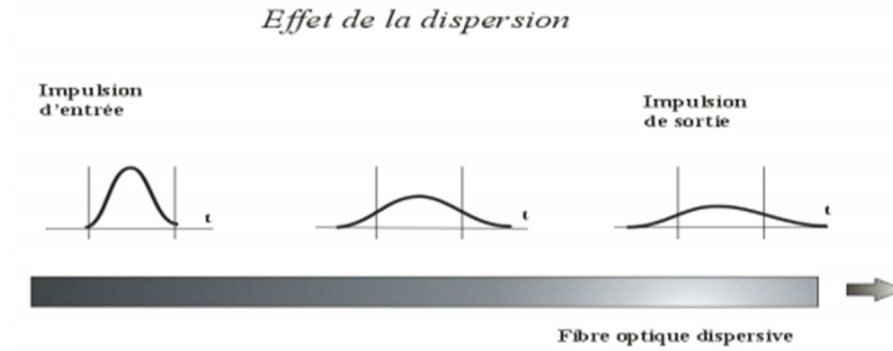


Figure I.7: L'effet de la dispersion

**a. La dispersion chromatique :**

La dispersion chromatique est la déformation de l'impulsion qui se propage dans la fibre est due au fait que la source transmet des impulsions qui contiennent une distribution bien déterminée de longueurs d'ondes autour de l'onde centrale, chaque longueur d'onde se propage avec une vitesse différente causant ainsi l'élargissement de l'impulsion originale [9].

La dispersion chromatique c'est un paramètre important dans une fibre optique. Elle comporte les dispersions du matériau et du guide  $D_{\text{chrom}} = D_{\text{mat}} + D_{\text{guide}}$  [14].

La dispersion chromatique présente une valeur minimale autour de la longueur d'onde  $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$  ainsi qu'une valeur de  $17 \text{ ps/nm/km}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  comme le montre la figure I.8 [14].

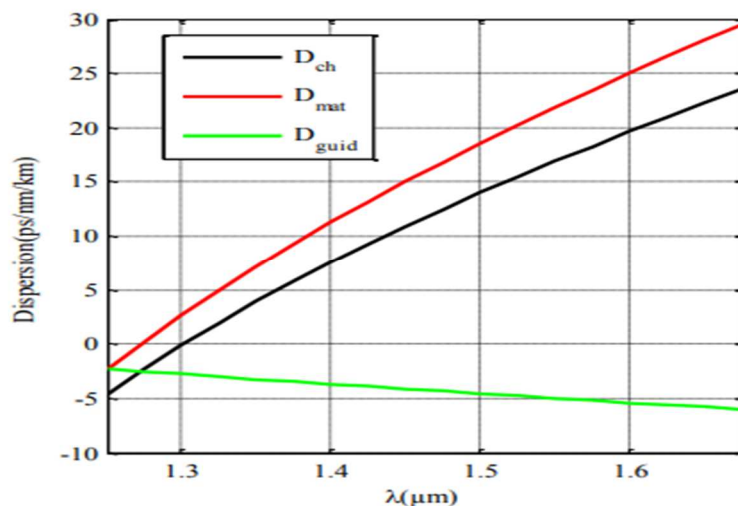


Figure I.8 : Courbe de dispersion chromatique dans une fibre optique

Les effets de dispersion dans la fibre sont estimés par le développement de la constante de propagation du mode  $\beta$  par la série de Taylor par rapport à la fréquence  $\omega_0$ , pour laquelle le spectre est centré [9].

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \frac{1}{24} (\omega - \omega_0)^4 \beta_4 + \dots \quad (\text{I.8})$$

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (\text{I.9})$$

$\beta_0$  Est la constante de propagation qui signifie le nombre d'onde qui est lié à la vitesse de phase qui donnée par la relation suivantes [15].

$$\beta_0 = \beta(\omega_0) = 2\pi / \lambda$$

$$v_p = \frac{\omega_0}{\beta_0} \quad (\text{I.10})$$

Les paramètres  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont reliés à l'indice de réfraction par les relations suivantes : [9].

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (\text{I.11})$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (\text{I.12})$$

Où  $n_g$  est l'indice de groupe et  $v_g$  est la vitesse de groupe.

Le paramètre  $\beta_1$  est l'inverse de la vitesse de groupe (la dispersion modale),  $\beta_2$  est lié à la dispersion chromatique, et il est responsable de l'élargissement de l'impulsion. Ce phénomène est connu comme la dispersion en groupe de vitesse [9].

$\beta_3$  et  $\beta_4$  sont les coefficients de dispersion d'ordres supérieurs 3 et 4.

Le paramètre de dispersion  $D_c(\lambda)$  est exprimé en picosecondes par nanomètres par kilomètres (ps/nm/km).

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (\text{I.13})$$

Selon la longueur d'onde injectée dans la fibre, ce terme prendre une valeur positive ou valeur négative. On parle de la dispersion normale dans le cas où  $\beta_2 > 0$  et de la dispersion anormale dans le cas  $\beta_2 < 0$ , et dans la longueur d'onde  $\lambda_D \approx 1.3 \mu m$  la dispersion s'annule  $\beta_2 = 0$ , il est nécessaire de continuer le développement de la constante de propagation à des ordres plus élevés et considérer les coefficients de dispersion du troisième et quatrième ordre,  $\beta_3$  et  $\beta_4$  [12].

#### - Vitesse de groupe :

La vitesse de groupe est une grandeur physique d'une très grande importance pour l'étude des propriétés de transmission des impulsions optiques (ou paquets de lumière) sur fibres

optiques. Sachant qu'en raison des phénomènes d'atténuation et de la dispersion, l'impulsion optique se trouve nécessairement atténuée et distordue durant sa propagation le long de la fibre, ce qui va induire des erreurs de détection dans la réception et par suite perte de l'information. Ainsi, la vitesse de groupe devient totalement dépendante du temps moyen d'arrivée du paquet d'onde, ce qui complique encore la gestion des transmissions optiques [16].

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{v_\phi}{1 - \left(\frac{\omega}{v_\phi}\right) \frac{dv}{d\omega}} \tag{I.14}$$

$$v_g = \frac{1}{\beta_1} \tag{I.15}$$

**b. La dispersion modale :**

Dans une fibre optique multimode se propagent plusieurs modes, chacun avec une vitesse différente propre à chaque longueur d'onde. L'énergie lumineuse transmise dans la fibre se répartie entre les différents modes qui se propage dans le cœur, donc chaque mode effectuant des parcours différents et aussi une vitesse différent  $v=c/n$ .

L'ensemble des retards entre les différents rayons qui composent le signal lumineux, détermine en réception une distorsion du signal électrique obtenu par le convertisseur optique – électrique. Cette distorsion est dite la dispersion Modale [9].

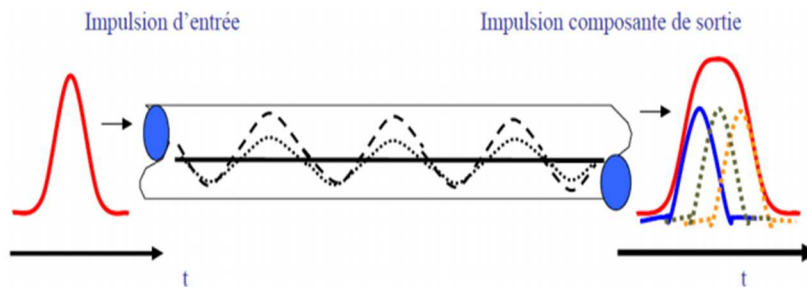


Figure I.9: Effet de la dispersion modale

L'impulsion en réception est la somme des composantes qui se propagent avec différentes vitesses suivant différents parcours.

On note que ce type de dispersion se produit seulement dans les fibres multimodes. La dispersion modale pour une fibre à saut d'indice s'écrit comme suit :

$$D_m = \frac{n_1}{c} \times \Delta \left( \frac{s}{Km} \right) \tag{I.16}$$

Avec  $n_1$  : indice de réfraction du cœur,  $\Delta$  : la différence d'indice, et  $C$  : vitesse de la lumière  $3 \cdot 10^8$  m/s.

Pour la fibre à saut d'indice, le mode le plus rapide est celui qui traverse rectilignement la fibre (angle d'incidence  $90^\circ$  à l'interface cœur gaine). Le plus lent mode est celui dont l'angle d'incidence est l'angle critique de la fibre [9].

### I.3.2 Caractéristiques non linéaires de la fibre optique :

Les principaux effets non-linéaires dégradant les signaux numériques pour les transmissions sur fibres optiques trouvent leur origine dans l'effet Kerr, Ils apparaissent lorsque la puissance du signal propagé devient forte [17].

#### I.3.2.1 L'effet Kerr optique :

L'effet Kerr c'est une extension des lois de la réfraction de la lumière lors de la propagation de cette lumière dans des milieux d'indice variable. L'indice de réfraction peut alors s'exprimer sous la forme d'une équation non linéaire, proportionnellement à la puissance optique

$$n = n_0 + n_2 \times \frac{P(t)}{A_{eff}} \quad (\text{I.18})$$

Avec  $n_0$  une constante (l'indice de réfraction linéaire),  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire et  $A_{eff}$  l'aire effective de la fibre optique [18].

Les conséquences de l'effet Kerr sont :

#### a. L'auto-modulation de phase (SPM: Self-phase modulation) :

L'auto-modulation de phase se traduit par une variation de phase, due à la variation de la puissance optique de l'impulsion

$$\phi_{NL-SPM} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L \frac{P(t)}{A_{eff}} \quad (\text{I.19})$$

C'est un effet optique non linéaire d'interaction lumière-matière une impulsion lorsqu'elle voyage dans un milieu matériel, induit une variation de l'indice de réfraction de ce milieu par effet de Kerr, cette variation induit à son tour un décalage de phase dans l'impulsion, ce qui conduit à une modification du spectre en fréquence de l'impulsion [19].

Le coefficient non-linéaire de Kerr  $\gamma$ , qui est décrit par:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (\text{I.20})$$

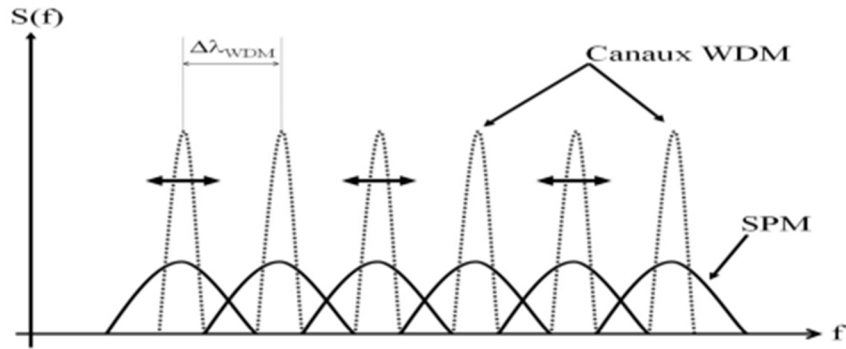


Figure I.10 : Elargissement spectral du canal

### b. La modulation de phase croisée (XPM : cross phase modulation)

La modulation de phase croisée (XPM), qui est un phénomène non-linéaire d'ordre trois pour lequel la polarisation du milieu répond au cube du champ électrique appliqué, ceci se produit généralement dans les systèmes multiplexes. Physiquement, la XPM se traduit par un décalage de phase non linéaire d'un champ optique induit par la co-propagation des champs à différentes  $\lambda$  en effet, l'indice de réfraction vu par le signal se propageant dans un canal optique est perturbé par les signaux se propageant dans les canaux voisins, après croisement, ce signal subit une modulation de phase en fonction de la puissance du signal interférant. Ce mécanisme est à l'origine de plusieurs phénomènes non-linéaires qui ont donné lieu à plusieurs applications très intéressantes tels que les modulateurs et les commutateurs optiques. Ces composants, tout-optique, sont utilisés dans les systèmes de transmissions optiques modernes[16].

Donc La modulation de phase croisée, est régit par le même principe que l'auto modulation de phase mais se produit en présence d'au moins deux ondes dans la fibre, de longueurs d'onde identiques ou différentes mais de polarisations différentes

SPM et XPM sont des modulations de phase pures, et ne peuvent pas provoquer d'échange d'énergie entre les modes [20].

### c. Le mélange à quatre ondes (FWM : Four wave mixing)

Ce phénomène qui se manifeste lorsque plusieurs porteuses optiques se propagent simultanément dans une fibre est générateur de produits d'intermodulation [21].

Nous pouvons comprendre FWM comme la diffusion entre quatre ondes due aux modulations d'indice non linéaires créées par leur interférence, un échange d'énergie significatif dans un processus FWM se produit uniquement [22].

L'effet du mélange à quatre ondes est d'autant plus important que la puissance transportée par les différentes porteuses est élevée, que l'espacement entre canaux est faible et que la dispersion chromatique est faible [21]. La figure I.10 représente un multiplex de porteuses on remarque que à la sortie on a un apparait des raies (fréquence), les nouvelles fréquences génères sont appelées produits d'intermodulations [21].

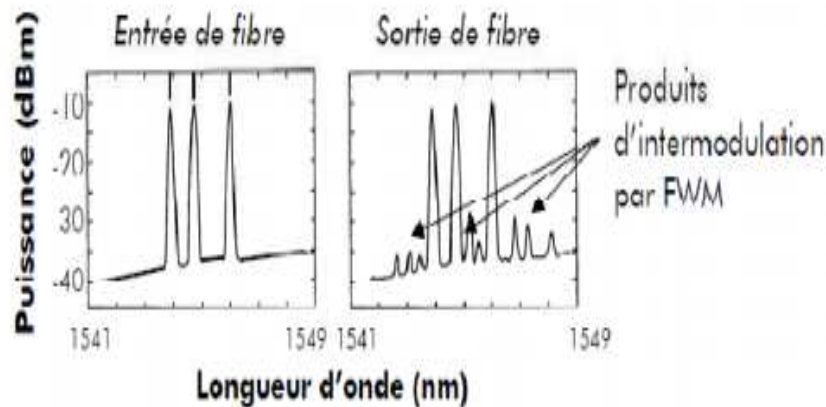


Figure I.11: Génération de nouvelles longueurs d'ondes par mélange à quatre ondes

### I.3.2.2 Les effets Raman (la diffusion de Raman)

Un autre effet non linéaire, les diffusions Raman, peuvent dans certains cas limiter la performance des systèmes de communication optique [17], ce phénomène résultent de l'interaction photon-phonon, c'est-à-dire d'échange d'énergie entre l'onde optique et les vibrations du matériau.

Cet effet est sensible dès que la puissance injectée dépasse un certain seuil donc ce phénomène apparait lorsque la puissance optique dépasse ce seuil. Une solution mise en œuvre pour les combattre consiste à moduler en amplitude à très basse fréquence le courant d'injection du laser par un signal sinusoïdal, ce qui provoque une modulation de fréquence du signal optique émis et élargit le spectre jusqu'à quelques GHz [23].

### I.4 Modes de propagation dans une fibre optique : [12][24].

Les fibres multimodes sont généralement caractérisées par un grand diamètre de noyau qui prend en charge plusieurs modes spatiaux.

Il existe plusieurs bases des modes permettant de décrire la propagation dans la fibre optique, modes transverse électrique et transverse magnétiques, les modes hybrides, les modes LP.

A partir de l'équation d'onde (I.21) et la solution de cette équation (I.22), (I.23), (I.24) et (I.24) nous avons obtenu les différentes modes présents dans le guide.

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (I.21)$$

La solution de l'équation d'onde est dans le cœur et dans la gaine pour  $E_z$  donnée par la relation suivante :

$$E_z(r, \varphi) = AJ_m(ur) \cos(m\varphi + \varphi_0) \quad r \leq a \quad (I.22)$$

$$E_z(r, \varphi) = CK_m(wr) \cos(m\varphi + \varphi_0) \quad r > a \quad (I.23)$$

Et pour  $H_z$  :

$$H_z(r, \varphi) = BJ_m(ur) \sin(m\varphi + \varphi_0) \quad r \leq a \quad (I.24)$$

$$H_z(r, \varphi) = DK_m(wr) \sin(m\varphi + \varphi_0) \quad r > a \quad (I.25)$$

$$Ou \quad u^2 = n_c^2 k_0^2 - \beta^2 \text{ et } w^2 = \beta^2 - n_g^2 k_0^2$$

Pour déterminer l'équation caractéristique, on appliquant les conditions aux limites à l'interface de deux diélectriques d'indice différents ( $r = a$ , où  $a$  est le rayon du cœur) sur les composantes tangentielles des champs  $E$  et  $H$  ( $E_z, E_\varphi, H_z, H_\varphi$ ), on trouve le système de quatre équations suivant :

$$A \left( \frac{m\beta}{u^2 a^2} J_m(ua) \right) + B \left( \frac{\omega\mu_0}{ua} J'_m(ua) \right) + C \left( \frac{\omega\beta}{w^2 a^2} K_m(wa) \right) + D \left( \frac{\omega\mu_0}{wa} K'_m(wa) \right) \quad (I.26)$$

$$A \left( \frac{\omega\varepsilon_0 n_c^2}{ua} J'_m(ua) \right) + B \left( \frac{m\beta}{u^2 a^2} J_m(ua) \right) + C \left( \frac{\omega\varepsilon_0 n_g^2}{wa} K'_m(wa) \right) + D \left( \frac{m\beta}{w^2 a^2} K_m(wa) \right) = 0 \quad (I.27)$$

$$A(J_m(ua)) + B(0) - C(K_m(wa)) + D(0) = 0 \quad (I.28)$$

$$A(0) + B(J_m(ua)) - C(0) + D(K_m(ua)) = 0 \quad (I.29)$$

L'ensemble des équations (I.26) (I.27) (I.28) et (I.29) forme un système d'équations homogènes. Des solutions non-triviales existent si et seulement si le déterminant du système est nul, le résultat soit l'équation caractéristique suivante :

$$\begin{aligned} & \left( \frac{J'_m(ua)}{uaJ'_m(ua)} + \frac{K'_m(wa)}{waK'_m(wa)} \right) \left( \frac{n_c^2}{n_g^2} \frac{J'_m(ua)}{uaJ'_m(ua)} + \frac{K'_m(wa)}{waK'_m(wa)} \right) \\ & = m^2 \left( \frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2} \right) \left( \frac{n_c^2}{n_g^2} \frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2} \right) \end{aligned} \quad (I.30)$$

Cette équation caractéristique permet de déterminer les valeurs possibles de la constante de propagation  $\beta_{mn}$  (m et n prennent des valeurs entières) et pour une indice du cœur et du gaine donnée, lorsque le rayon du cœur a est fixée et que la longueur d'onde  $\lambda$  de la source est spécifiée. Cette équation est écrite ici en termes des paramètres normalisés ua et wa. On peut ici introduire la fréquence normalisée :

$$v = a^2 (u^2 + w^2) = (k_0 a) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I.31)$$

Donc Chaque valeur propre  $\beta_{mn}$  correspond à une structure particulière de champ électromagnétique, que l'on appelle un mode [15].

Il existe plusieurs bases de mode permettant de décrire la propagation d'un champ électromagnétique dans la fibre optique : les modes vectoriels, les modes LP,...

#### I.4.1 Les modes exacts :

##### a. Modes Transverse Electric et Transverse Magnétiques [15].

Les modes électriques transversaux TE n'ont pas de champ électrique dans la direction de propagation  $E_z=0$  et les modes magnétiques transverses TM n'ont pas de champ magnétique dans cette direction  $H_z=0$ . En mettre  $m = 0$  dans l'équation aux valeurs propres, on obtient les équations suivantes :

$$\left( \frac{J'_0(ua)}{uaJ'_0(ua)} + \frac{K'_0(wa)}{waK'_0(wa)} \right) = 0 \quad (I.32)$$

$$\left( \frac{n_c^2}{n_g^2} \frac{J'_0(ua)}{uaJ'_0(ua)} + \frac{K'_0(wa)}{waK'_0(wa)} \right) = 0 \quad (I.33)$$

Lorsqu'un mode est à la fois TE et TM et on a  $H_z = 0$  et  $E_z = 0$ . Ce mode est appelé TEM mais ce mode ne se produit pas dans les fibres optiques.

##### b. Les modes hybrides [15].

Lorsque les modes de fibres est dite hybrides, toutes les composantes des champs électriques et magnétiques sont non nuls et si nous supposons que  $n_c - n_g \ll 1$  les fibres avec cette condition sont appelées fibres à faible guidage, l'équation aux valeurs propres serait considérablement simplifiée :



$$\left( \frac{J'_0(ua)}{uaJ_0(ua)} + \frac{K'_0(wa)}{waK_0(wa)} \right) = m \left( \frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2} \right) \quad (I.34)$$

La variation de la constante de propagation normalisée  $\beta$  d'un certain nombre de modes TE, TM, HE et EH en fonction de V est montré dans la figure I.12.

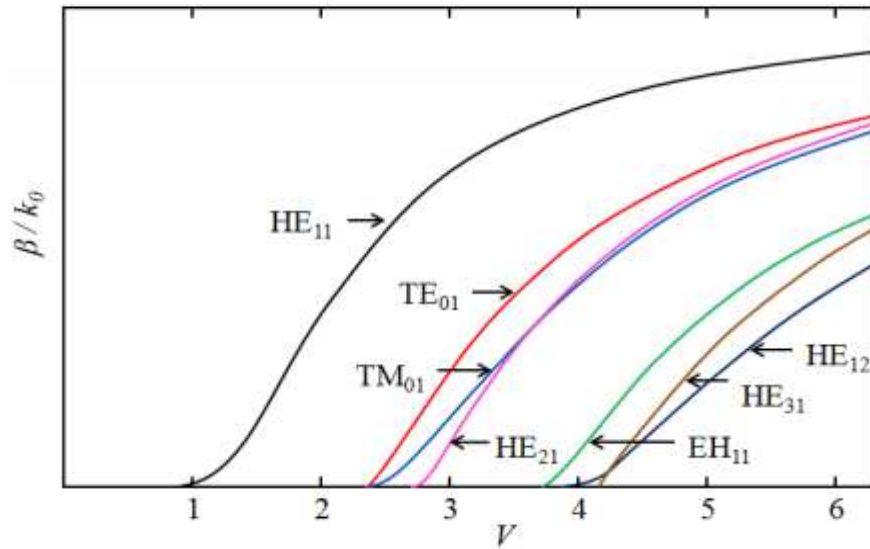


Figure I.12 : la constante de propagation normalisée  $\beta$  d'un certain nombre de modes TE, TM, HE et EH en fonction de la fréquence normalisée V.

Ces modes sont désignés  $HE_{mn}$  et  $EH_{mn}$  selon les composantes de H ou E font la plus grande contribution au champ transversal. C.-à-d. la désignation de  $HE_{mn}$  représente un mode hybride pour lequel  $H_z$  est dominant par rapport à  $E_z$ . D'autre part, on nomme Les modes hybrides par  $EH_{mn}$  dans lequel  $E_z$  est dominant par rapport à  $H_z$ .

**c. Les modes polarisés linéairement (LP : LinearlyPolarised)**

Un mode polarisé linéairement (m, n) est généralement dite un mode  $LP_{mn}$ .

Les modes polarisés linéairement sont une combinaison des modes conventionnels ( $HE_{mn}$ ,  $EH_{mn}$ ,  $TE_{0n}$ ,  $TM_{0n}$ ) La correspondance entre les modes polarisés linéairement et les modes conventionnels sont indiqués ci-dessous :

- $LP_{0n}$  est composé de  $HE_{1n}$ .
- $LP_{1n}$  est composé de  $TE_{0n} + TM_{0n} + HE_{2n}$ .
- $LP_{mn}$  est composé de  $HE_{m+1;n} + EH_{m-1;n}$  pour  $m > 2$  [14].

La relation entre les modes HE, EH, TE et TM et les modes  $LP_{mn}$  est décrite dans le tableau I.2.

Les modes polarisés linéairement (LP)	Les modes exacts (HE,EH,TM et TE)
LP <sub>01</sub>	HE <sub>11</sub>
LP <sub>11</sub>	HE <sub>21</sub> , TE <sub>01</sub> , TM <sub>01</sub>
LP <sub>21</sub>	HE <sub>31</sub> , EH <sub>11</sub>
LP <sub>02</sub>	HE <sub>12</sub>
LP <sub>31</sub>	HE <sub>41</sub> , EH <sub>21</sub>
LP <sub>12</sub>	HE <sub>22</sub> , TE <sub>02</sub> , TM <sub>02</sub>
LP <sub>mn</sub>	HE <sub>2n</sub> , TE <sub>0n</sub> , TM <sub>0n</sub>
LP <sub>mn</sub> (m ≠ 0 ou 1)	HE <sub>m+1,n</sub> , EH <sub>m-1,n</sub>

Tab I.2 : la relation entre les modes polarisés linéairement et les modes exacts traditionnels à partir desquels ils sont forme [10].

Ces modes LP ne sont pas des modes exacts de la fibre à l'exception du mode fondamental (de l'ordre le plus bas).

Les fibres optiques utilisées en télécommunication sont des fibres à faible guidage, elles sont constituées de silice qui est dopé différemment selon qu'il s'agisse du cœur ou de la gaine, ce type de fibre est réalisé avec une différence relative d'indice très petite  $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \ll 1$  [16].

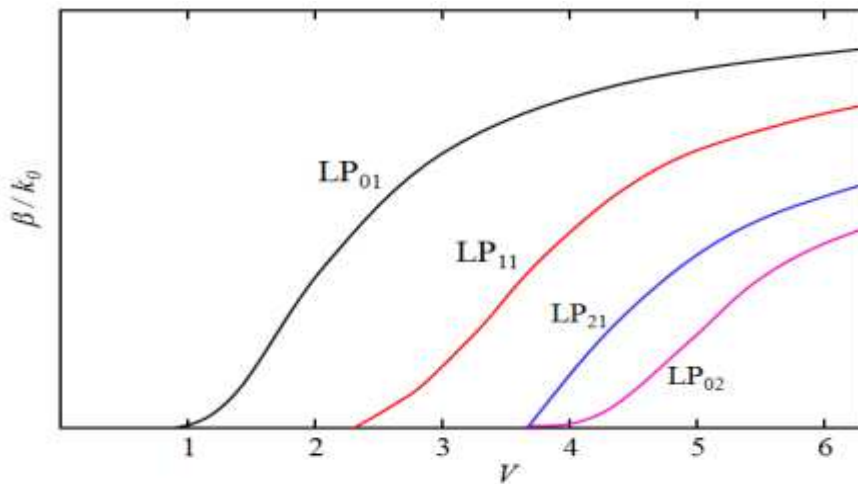


Figure I.13 : La constante de propagation normalisée  $\beta$  en fonction de la fréquence normalisée  $V$  pour un certain nombre de modes LP.

La figure I.13 montre l'influence de la fréquence normalisée sur la valeur des constantes de propagation et du nombre de modes LP (la région monomode à gauche correspond à une fréquence normalisée où seul le mode LP<sub>01</sub> est guidé).

On remarque aussi dans cette figure que les modes d'ordre supérieurs ont les fréquences de coupures les plus élevées et les constantes de propagation le plus petites donc il transporte une petits partie de puissance et l'inverse de ca donc il transporte une grande partie de puissance.

Les fibres optiques sont caractérisées par leurs caractéristiques unies modal ou multimodal. C'est-à-dire le nombre de modes transverses qui peuvent être guidés dans le cœur de la fibre. Pour une fibre monomode, le seul mode guidé dans la fibre est le mode fondamental LP<sub>01</sub> est guidé, ce mode est représenté dans la majorité des cas par une fonction gaussienne (figure I.13).

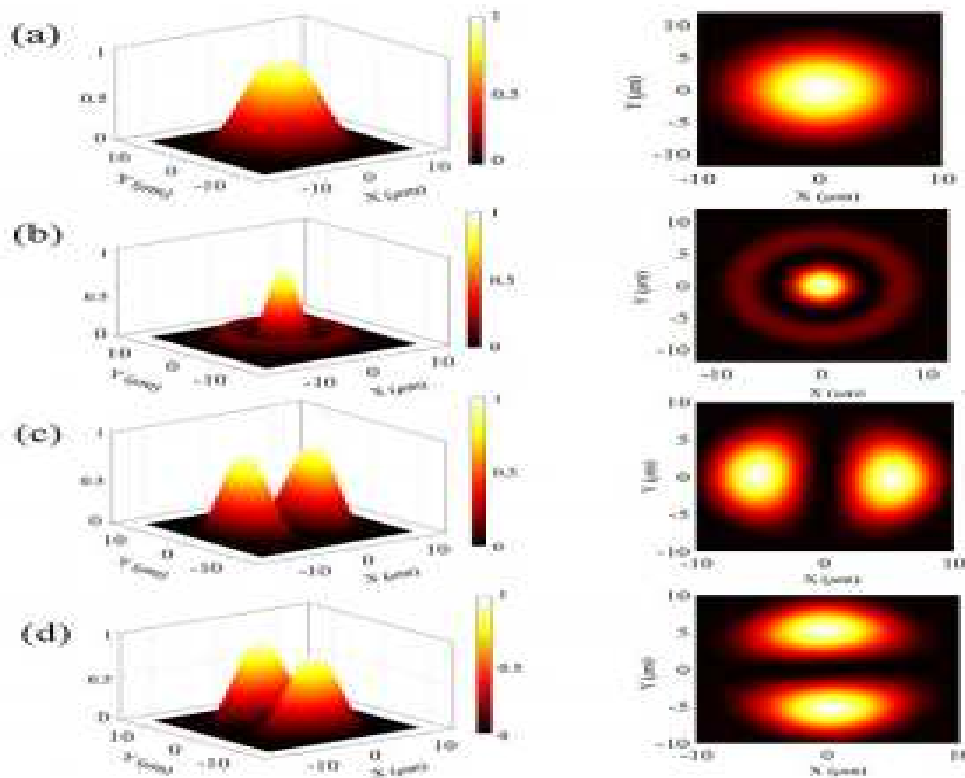


Figure I.14 : Représentation 3D/2D des modes de propagation, le mode fondamental correspond au LP<sub>01</sub>.

**I.5 Conclusion :**

Ce chapitre établit la description d'une guide d'onde cylindrique (fibre optique), les différents types de ce guide et ses caractéristiques, et aussi l'impact de la linéarité et la non-linéarité de la fibre sur la propagation d'une impulsion optique.

On a montré que les effets de la dispersion modifier seulement le profil temporel, et n'affectent pas le spectre. Les effets non linéaire ne modifient pas le profil temporel de l'impulsion, en revanche, cet effet provoque une variation de la phase de l'impulsion par elle-même, que l'on qualifie alors d'auto-modulation de phase (SPM), qui conduit à un déphasage non linéaire donc influe directement sur le spectre et aussi l'apparition d'oscillations dans le spectre dues à un phénomène d'interférences (FWM). Tous ces effets détaillés avec la simulation dans les chapitres suivants.

**Chapitre II**  
**Effets non linéaires**  
**spatio-temporels dans**  
**les fibres multimodales**



## II.1 Introduction

Les fibres optiques multimodes à gradient d'indice sont devenues des bancs d'essai appropriés pour étudier la propagation non linéaire spatio-temporelle des impulsions lumineuses en raison de leur dispersion modale relativement faible et de son espacement égal des nombres d'onde modaux qui introduit également une auto-imagerie périodique du faisceau durant la propagation, ce phénomène unique affecte le couplage entre les modes [25].

Ce chapitre traite du formalisme théorique de la propagation d'impulsions non linéaires à travers la fibre multimode (MMF) qui est de nature assez complexe par rapport à la fibre monomode (SMF). La théorie détaillée de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée multimode (MM-GNLSE) a été dérivée en suivant les équations de Maxwell et sa solution numérique avec la méthode de Fourier à pas divisé (SSF).

Nous allons aussi montrer des exemples sur les dynamiques spatio-temporels dans les fibres multimodes à gradient d'indice pour avoir la génération de super-continuum (SC), l'auto-nettoyage des faisceaux (Self-beam cleaning), ...

## II.2 Modélisation de la dynamique de propagation spatio-temporelle non linéaire dans les fibres multimodes

La propagation dans les fibres optiques est généralement limitée par les effets non linéaires, et leur compréhension dans le cas des fibres multimode est encore très limitée par rapport au cas des fibres monomodes, plusieurs modes à l'intérieur de la fibre interagissent les uns avec les autres par plusieurs processus non linéaires et rendent le système plus complexe en nature[26].

En 2008, Horak et Poletti ont présenté et discuté d'une version étendue (ou généralisée) d'équation Schrödinger non linéaire MM-GNLSE pour les fibres multimodes, cette équation intègre tous les effets linéaires et non linéaires qui apparaissent généralement lors de la propagation le long de la fibre, tels que les dispersions d'ordre supérieur, l'effet Kerr et Raman et aussi le couplage non linéaire des modes [27].

### II.2.1 Equation de Schrödinger non linéaire multimode généralisé (MM-GNLSE)

L'équation MM-GNLSE est déduite à partir des équations de Maxwell et adaptée pour l'étude et la simulation numérique.

Les équations de Maxwell en milieu homogène et isotrope peuvent s'exprimer comme suit [26]:

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{X}, t) = 0 \quad (\text{II.1})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{X}, t) = \rho_f \quad (\text{II.2})$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{X}, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}(\mathbf{X}, t) \quad (\text{II.3})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{X}, t) = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{II.4})$$

Nous avons les quantités vectorielles sont exprimées en caractères gras et en coordonnée spatiale  $\mathbf{X} \equiv (x, y, z)$ .  $x, y$  sont les coordonnées transversales et  $z$  est la coordonnée longitudinale.  $\mathbf{E}$  est le champ électrique et  $\mathbf{H}$  est le vecteur du champ magnétique.  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{B}$  sont des densités de flux électrique et magnétique, respectivement.  $\mathbf{J}$  et  $\rho_f$  représentent le vecteur de densité de courant et les densités de charge.  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité et la perméabilité de l'espace libre. Pour la fibre optique où il n'y a pas de charge gratuite,  $\mathbf{J} = 0$  et  $\rho_f = 0$ .

La densité de flux  $\mathbf{D}$  peut être donnée par :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{II.5})$$

Où

$$\mathbf{P}(\mathbf{X}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{X}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{X}, t) \quad (\text{II.6})$$

$\mathbf{P}$  est la polarisation totale induite par les dipôles électriques c'est la somme de deux termes linéaire et non linéaires et donner par les relations suivantes : [26]

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{X}, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(\mathbf{X}, t) \quad (\text{II.6})$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{X}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}(\mathbf{X}, t) \int_{-\infty}^t dt' R(t-t') |\mathbf{E}(\mathbf{X}, t')|^2 \quad (\text{II.7})$$

Où  $\chi^{(1)}$  est la susceptibilité linéaire et est responsable de la polarisation linéaire  $\mathbf{P}_L(\mathbf{X}, t)$ . La polarisation non linéaire  $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{X}, t)$  est induite dans la fibre en conséquence de la susceptibilité intrinsèque du troisième ordre  $\chi^{(3)}$  accompagnée de la fonction de réponse temporelle  $R(t)$  qui incorpore Kerr instantané ainsi que des effets non linéaires Raman retardés. Dns le cas de la

fibre de silice, la polarisation non linéaire pour la susceptibilité du second ordre  $\chi^{(2)}$  reste absente en raison de la présence d'une symétrie d'inversion dans la structure moléculaire.

En utilisant les équations. (II.5) (II.6) (II.7) (II.8), équation. (II.4) peut s'écrire :[26]

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{X}, t) = \varepsilon_0 n^2(x, y) \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{X}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{X}, t) \quad (\text{II.8})$$

Où l'indice de réfraction linéaire  $n(x, y) = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ . Prend maintenant le carré des deux côtés de l'équation (II.3) et après quelques simplifications, nous obtenons,

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) \quad (\text{II.9})$$

Utilisation de l'équation. (II.9) en équation. (II.10) et après simplification on obtient :

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{X}, t) - \frac{n(x, y)^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{II.10})$$

La transformation de Fourier de l'équation. (II.11) peut s'écrire,

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\omega^2}{\varepsilon_0 c^2} \tilde{\mathbf{P}}_{NL} \quad (\text{II.11})$$

Dans le cas de la fibre monomode, l'énergie totale est réalisée par un mode tandis que dans les fibres multimodes, l'énergie totale est répartie entre plusieurs modes. Différents modes se propagent avec une constante de propagation discrète  $\beta_p(\omega)$  et une forme transversale  $F_p(x, y, \omega)$ , où  $p = 1, 2, 3, \dots, N$

La forme générale du champ électrique peut être écrite comme suit:

$$E(x, t) = \sum_p \frac{F_p(x, y)}{\left[ \int dx dy |F_p|^2 \right]^{\frac{1}{2}}} A_p(z, t) \quad (\text{II.12})$$

$E(x, t)$  à valeur complexe, de manière à inclure la phase d'enveloppe ainsi que l'amplitude, et nous considérons l'évolution des impulsions dans un référentiel se déplaçant avec la vitesse de groupe du mode fondamental (LP<sub>01</sub>) [27].

La fonction d'enveloppe peut alors être étendue en une superposition d'individus modes  $p = 0, 1, 2, \dots$ , chacun représenté par un profil discret de mode de fibre transverse  $F_p(z, t)$  et une



enveloppe modale  $A_p(z, t)$ . Notez que  $|A_p(z, t)|^2$  donne la puissance instantanée se propageant en mode p en unités de W.

L'équation de Schrödinger non linéaire généralisée multimode est alors donnée par l'ensemble d'équations couplées suivant pour décrire la dynamique des enveloppes de mode, donc pour chaque mode spatial P, l'équation de propagation est donnée par [27] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} = D\{A_p\} \\ + i \frac{n_2 \omega_0}{c} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}\right) \sum_{l,m,n} \{(1 - f_R) S_{plmn}^K A_l A_m A_n^* + f_R S_{plmn}^R A_l [h^*(A_m A_n^*)]\} \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

Le produit de convolution est donne par :

$$\left[ h^*(A_m A_n^*) \right] (z, t) = \int d\tau h(\tau) A_m(z, t - \tau) A_n^*(z, t - \tau) \quad (\text{II.14})$$

Ou,  $f_R$  est la contribution fractionnaire de l'effet Raman ( $f_R = 0,18$ ), et  $h$  est la fonction de réponse Raman retardée.

La première partie de l'équation de Schrödinger représente les effets linéaires tels que la dispersion (dispersion chromatique et la dispersion modale et la dispersion d'ordre supérieur..... )

$$D\{A_p\} = i \left( \beta_0^{(p)} - \Re[\beta_0^{(0)}] \right) A_p - \left( \beta_1^{(p)} - \Re[\beta_1^{(0)}] \right) \frac{\partial A_p}{\partial t} + i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(p)}}{n!} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n A_p \quad (\text{II.15})$$

$\beta_0^{(p)}$  sont les constants de propagation,  $\beta_1^{(p)}$  sont les dispersions modales, qui représentent le walk-off entre les modes spatiaux, and  $\beta_n^{(p)}$  sont les dispersions d'ordre superieurs de mode P. Avec  $\beta_n^{(p)} = \frac{\partial \beta^{(p)}}{\partial \omega^n}$  la dérivée d'ordre m de  $\beta$  ( $m=0, 1, 2, \dots$ ).  $\Re[\dots]$  désigne la partie réelle uniquement et  $n_2$  est l'indice non linéaire  $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{W}^{-1}$ .

$S^k plmn$  et  $S^R plmn$  sont les coefficients de couplage non linéaire pour l'effet Kerr et Raman, respectivement.

Conformément à notre objectif de simplicité, on peut simplifier considérablement les tenseurs en supposant que les modes excités sont en une seule polarisation linéaire. Dans ce cas, nous avons [27] :

$$S_{plmn}^k = S_{plmn}^R = \frac{\int dx dy F_p F_l F_m F_n}{\left[ \int dx dy F_p^2 \int dx dy F_l^2 \int dx dy F_n^2 \int dx dy F_m^2 \int dx dy F_n^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{II.16})$$

$S_{plmn}^k$  et  $S_{plmn}^R$  sont proportionnels aux intégrales de chevauchement des champs modaux transverses, où  $p, l, m$  et  $n$  représentent les nombres de modes spatiaux, et l'inverse de  $S_{plmn}^k$  se réfère à l'air effective pour les modes spatiaux  $p$  ( $A_{\text{eff}} = 1/S_{pppp}^k$ ).

### II.2.2 Solution numérique de l'équation de Schrödinger : Méthode de Fourier à pas divisé :

La propagation non-linéaire d'une impulsion dans une fibre optique est gouvernée par l'équation MM.GNLSE. Parmi les méthodes numériques utilisées pour résoudre cette équation, la méthode dite split-Step Fourier (SSF) (la méthode de Fourier à pas divisé) est la méthode la plus courante.

La méthode de Fourier à pas divisé est une méthode pseudo-spectrale rapide qui permet de résoudre numériquement l'équation MM.GNLSE. C'est un outil puissant qui, couplé à un bon ordinateur, permet de simuler la propagation d'impulsions dans les fibres optiques, et donc de développer des simulateurs de systèmes de transmission par fibres optiques [20].

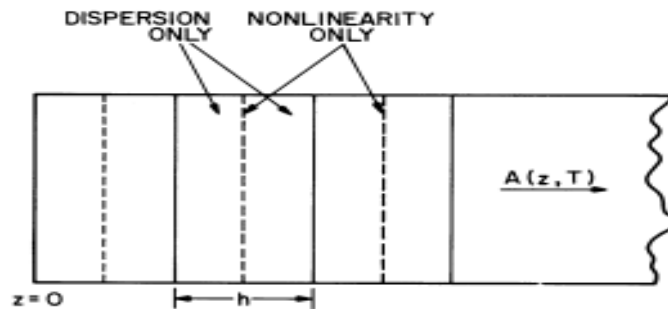


Figure II.1 : Illustration schématique de la méthode de Fourier split-step (SSF) symétrisée utilisée pour les simulations numériques [28].

Une fibre de longueur  $L$  est partagée en  $N$  tronçons (figure II.1). La taille des tronçons est suffisamment petite pour que certaines approximations puissent être admises et le signal optique à l'extrémité de chaque tronçon peut être calculé en fonction du signal à l'entrée des tronçons, à partir du signal d'entrée, on parvient à calculer numériquement le signal en sortie de fibre. Sur chaque tronçon, le calcul de la solution nécessite d'effectuer des transformées de Fourier (TF). Les opérations de TF sont responsables de la majeure partie du temps de calcul

d'une résolution numérique complète. Le choix du nombre de tronçons qui assure une bonne précision mais si le nombre est grande le temps de calcul est important et un petit nombre qui assure une rapidité d'exécution mais une résolution médiocre. Donc Le principe de la méthode de Fourier à pas divisés est d'étudier la propagation de l'impulsion sur une distance extrêmement faible  $\delta z$ . Sur cette courte distance, l'approximation que les effets dispersifs et non-linéaires peuvent être découplés est réalisée [28].

La propagation non linéaire de deux modes spatiaux à travers la plate-forme multimode peut être exprimée comme [26] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} &= i(\beta_0^{(1)} - \Re[\beta_0^{(0)}])A_1 - (\beta_1^{(1)} - \Re[\beta_1^{(0)}])\frac{\partial A_1}{\partial z} + \\ & i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(1)}}{n!} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n A_1 + i \frac{n_2 \omega_0}{c} \sum_{l,m,n} S_{plmn}^k A_l A_m A_n^* \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_2}{\partial z} &= i(\beta_0^{(2)} - \Re[\beta_0^{(0)}])A_2 - (\beta_1^{(2)} - \Re[\beta_1^{(0)}])\frac{\partial A_2}{\partial z} + \\ & i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(2)}}{n!} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n A_2 + i \frac{n_2 \omega_0}{c} \sum_{l,m,n} S_{plmn}^k A_l A_m A_n^* \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

En simplifiant les équations ci-dessus, nous réécrivons les équations comme suit:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = D_1 A_1 + N_1(A_1, A_2) \quad (\text{II.19})$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = D_2 A_2 + N_2(A_1, A_2) \quad (\text{II.20})$$

Où,

$$\begin{aligned} D_1 &= i(\beta_0^{(1)} - \Re[\beta_0^{(0)}]) - (\beta_1^{(1)} - \Re[\beta_1^{(0)}])\frac{\partial}{\partial z} + \\ & i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(1)}}{n!} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

$$\begin{aligned} D_2 &= i(\beta_0^{(2)} - \Re[\beta_0^{(0)}]) - (\beta_1^{(2)} - \Re[\beta_1^{(0)}])\frac{\partial}{\partial z} + \\ & i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(2)}}{n!} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

$$N_1 = i \frac{n_2 \omega_0}{c} \sum_{l,m,n} S_{l1mn}^k A_l A_m A_n^* \quad (\text{II.23})$$

$$N_2 = i \frac{n_2 \omega_0}{c} \sum_{l,m,n}^2 S_{2lmn}^k A_l A_m A_n^* \quad (\text{II.24})$$

La partie de dispersion est représenté par le paramètre  $D_p$  pour p ième mode ( $p = 1, 2$ ), alors que  $N_p$  représente la partie non linéaire de la propagation multimode. Dans cette méthode, la partie dispersive est évaluée dans le domaine fréquentiel alors que la partie non linéaire est résolue dans le domaine temporel. La transformée de Fourier de l'équation (II.22) et (II.23) peuvent être donnés par :

$$\frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} = \tilde{D}_1 \tilde{A}_1 + F [N_1(A_1, A_2)] \quad (\text{II.25})$$

$$\frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} = \tilde{D}_2 \tilde{A}_2 + F [N_2(A_1, A_2)] \quad (\text{II.26})$$

Où F représente la transformée de Fourier du domaine temporel au domaine fréquentiel.

$\tilde{D}_p$  Représente la transformée de Fourier de la partie dispersive qui peut être donnée par,

$$\tilde{D}_1 = i \left[ (\beta_0^{(1)} - \beta_0) + \Omega (\beta_1^{(1)} - \beta_1) + \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(1)}}{n!} \Omega^n \right] \quad (\text{II.27})$$

$$\tilde{D}_2 = i \left[ (\beta_0^{(2)} - \beta_0) + \Omega (\beta_1^{(2)} - \beta_1) + \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(2)}}{n!} \Omega^n \right] \quad (\text{II.28})$$

$\Omega = \omega - \omega_0$ ,  $\omega_0$  est la fréquence porteuse de l'onde porteuse. Pour la propagation de  $z$  à  $z + h$ , initialement la partie dispersive se propage dans le domaine fréquentiel par pas de taille  $h/2$ . Pour évaluer la contribution non linéaire, la partie non linéaire se propage dans le domaine temporel par pas de taille  $h$ . Enfin, Fourier transformant le calcul résultats, la taille de pas  $h/2$  restante se propage par la partie dispersive dans le temps domaine. L'algorithme détaillé de la méthode RK4IPM est décrit ci-dessous :

$$\tilde{A}_{11} = \exp\left(\frac{h}{2} \tilde{D}_1\right) \tilde{A}_1(z, \Omega) \quad (\text{II.29})$$

$$\tilde{A}_{12} = \exp\left(\frac{h}{2} \tilde{D}_2\right) \tilde{A}_2(z, \Omega) \quad (\text{II.30})$$

$$k_{11} = \exp\left(\frac{h}{2} \tilde{D}_1\right) F [hN_1(A_1, A_2)] \quad (\text{II.31})$$

$$k_{12} = \exp\left(\frac{h}{2} \tilde{D}_2\right) F [hN_2(A_1, A_2)] \quad (\text{II.32})$$

$$k_{21} = F \left[ hN_1 \left( F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r1} + \frac{k_{11}}{2} \right\}, F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r2} + \frac{k_{12}}{2} \right\} \right) \right] \quad (\text{II.33})$$

$$k_{22} = F \left[ hN_2 \left( F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r1} + \frac{k_{11}}{2} \right\}, F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r2} + \frac{k_{12}}{2} \right\} \right) \right] \quad (\text{II.34})$$

$$k_{31} = F \left[ hN_1 \left( F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r1} + \frac{k_{21}}{2} \right\}, F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r2} + \frac{k_{22}}{2} \right\} \right) \right] \quad (\text{II.35})$$

$$k_{32} = F \left[ hN_2 \left( F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r1} + \frac{k_{21}}{2} \right\}, F^{-1} \left\{ \tilde{A}_{r2} + \frac{k_{22}}{2} \right\} \right) \right] \quad (\text{II.36})$$

$$k_{41} = F \left[ hN_1 \left( F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}_1\right)(\tilde{A}_{r1} + k_{31}) \right\}, F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}_2\right)(\tilde{A}_{r2} + k_{32}) \right\} \right) \right] \quad (\text{II.37})$$

$$k_{42} = F \left[ hN_2 \left( F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}_1\right)(\tilde{A}_{r1} + k_{31}) \right\}, F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}_2\right)(\tilde{A}_{r2} + k_{32}) \right\} \right) \right] \quad (\text{II.38})$$

$$A_1(z+h, t) = F^{-1} \left[ \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}_1\right) \left\{ \tilde{A}_{r1} + \frac{k_{11}}{6} + \frac{k_{21}}{3} + \frac{k_{31}}{3} \right\} + \frac{k_{41}}{6} \right] \quad (\text{II.39})$$

$$A_2(z+h, t) = F^{-1} \left[ \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}_2\right) \left\{ \tilde{A}_{r2} + \frac{k_{12}}{6} + \frac{k_{22}}{3} + \frac{k_{32}}{3} \right\} + \frac{k_{42}}{6} \right] \quad (\text{II.40})$$

### II.3 Propagation et couplage non linéaire des modes dans les fibres multimodes à gradient d'indices

Dans une fibre multimode à gradient d'indice (GRIN-MMF), l'indice de réfraction change à travers le coeur, atteignant un maximum au centre (Figure I.5). Habituellement, le profil est optimisé pour être proche d'une parabole ( $\alpha = 2$ ). Cette caractéristique conduit à un espacement égal des modes qui introduit également une auto-imagerie (Self-Imaging) périodique du faisceau durant sa propagation donné par la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{\pi R}{\sqrt{2\Delta}} \quad (\text{II.41})$$

Où  $R$  est le rayon du coeur, et  $\Delta$  est la différence d'indice.

Ce phénomène unique dans les fibres GRIN-MMF affecte le couplage entre les modes (figure II.2), il est la base de plusieurs dynamiques non linéaires spatio-temporelles dans ce type de fibre, dont on va citer quelques exemples dans la section suivante [29].

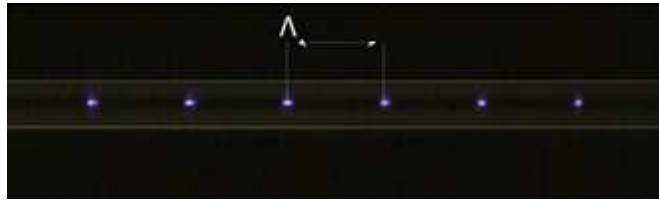


Figure II.2 : Observation du processus d'auto-imagerie périodique dans une GRIN-MMF [29]

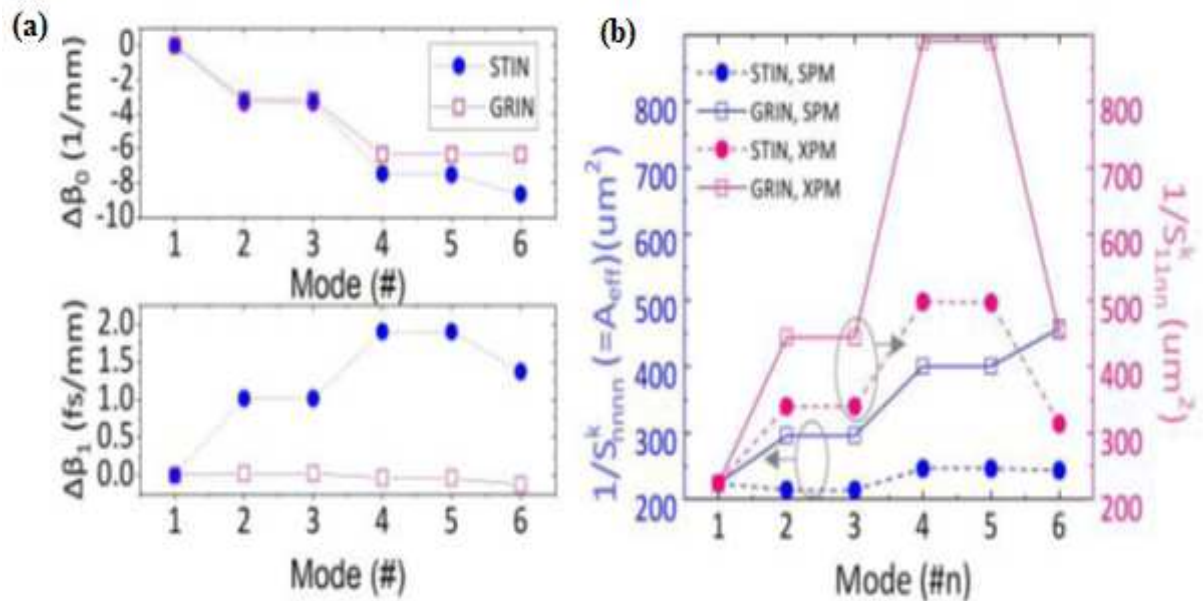


Figure II.3 Comparaison de la dispersion et de la non-linéarité entre les STIN-MMF et GRIN-MMF, (a) Constante de propagation ( $\Delta\beta_0$ ) et dispersion modale ( $\Delta\beta_1$ ) des modes. (b) Coefficients reflétant le SPM et le XPM [30]

Il existe une grande différence dans les caractéristiques de dispersion ainsi que de non-linéarité entre les fibres multimodes à saut d'indice STIN-MMF (Step-index multimode Fiber) et à gradient d'indice GRIN-MMF avec des spécifications similaires (rayon, différence d'indice, etc.), comme illustré sur la figure II.3, avec un diamètre de cœur de 20  $\mu\text{m}$ ,  $\text{NA} = 0,08$ , et prenant en compte 6 modes. Dans une fibre GRIN-MMF, les modes se regroupent en groupes comme le montre la figure II.3.a, les modes 4-6 des fibres GRIN-MMF forment un groupe de modes avec presque la même constante de propagation ( $\beta_0$ ), et les modes au même groupe ont une dispersion modale minimale entre eux. Tandis que le mode 6 des fibres STIN-MMF a des valeurs  $\beta_0$  différentes des autres modes. En conséquence, la dispersion modale ( $\Delta\beta_1$ ) dans les fibres à GRIN-MMF est le minimum possible, pour lesquelles les vitesses de groupe des 6 modes sont presque les mêmes. Alors que ( $\Delta\beta_1$ ) des modes d'ordre supérieur (HOM : high order

mode) dans les fibres STIN-MMF sont beaucoup plus grandes que celles des fibres GRIN-MMF. Les valeurs des paramètres de walk-off modaux dans un groupe de modes donné dans la fibre GRIN peut être d'environ 10-100 fois plus petites que celles des fibres à saut d'indice avec des spécifications similaires (rayon, différence d'indice, etc.), cela signifie que l'on peut observer de fortes interactions intermodales non linéaires avec des impulsions courtes (<100 fs). L'écart important entre les modes spatiaux dans les fibres STIN-MMF nécessite donc plus d'efforts pour parvenir à une compensation. Outre la dispersion, comme le montre la figure II.3.b, les coefficients non linéaires ( $S_{plmn}^k$ ) des HOM dans les fibres STIN-MMF sont plus importants que ceux des fibres GRIN-MMF, en termes à la fois d'auto modulation de phase SPM et de modulation de phase croisée XPM entre les modes. Les variations des coefficients non linéaires des modes dans les fibres GRIN-MMF sont plus importantes que celles dans les fibres STIN-MMF [30].

### II.3.1 Propagation linéaire dans les fibres multimodes à gradient d'indice

La figure II.4 montre les principales caractéristiques de la propagation linéaire dans une fibre multimode. Un exemple de cette évolution linéaire dans une fibre GRIN-MMF de quelques millimètres de longueur, avec l'excitation de 3 modes  $LP_{0N}$  (modes à symétrie radiale),  $LP_{01}$  (mode 1),  $LP_{02}$  (2) et  $LP_{03}$  (3). Le faisceau subit des évolutions périodiques suivant  $z$ . Ces comportements peuvent être décrits par les 3 premiers termes de l'équation MM-GNLSE. Pour simplifier on prend  $N_d = 2$ , donc les équations ne sont que les modes propres de la fibre multimode. Chaque mode a une constante de propagation différente, qui détermine la vitesse de phase du champ électromagnétique dans ce mode. Comme c'est le cas pour la propagation monomode, les effets de la dispersion chromatique sont incorporés. L'impulsion dans chaque mode s'élargit en fonction de la dispersion de la vitesse de groupe. Les effets de la chromatique dispersion sont les mêmes que dans la propagation dans une fibre monomode ; généralement, les impulsions courtes s'élargissent au fur et à mesure qu'elles se

propagent par:  $T(z) = T_0 \sqrt{1 + (z |\beta_2^{(p)}| / T_0^2)^2}$ . Chaque mode à une vitesse de groupe légèrement différente, et donc une impulsion qui est lancée dans plusieurs modes se décomposera en sous-impulsions dont la séparation croît linéairement avec la longueur de la fibre. Les impulsions dans chaque mode s'éloignent de mode fondamental  $LP_{01}$  de l'impulsion dans le temps par  $t_p(L) = \delta\beta_1^{(p)} L$ , lorsque les impulsions se chevauchent, on observe une évolution spatiale périodique de l'ensemble du champ multimode, dont le battement périodique

dépend du premier terme de l'équation MM-GNLSE  $i\delta\beta_0^{(p)}$ . Dans les fibres STIN-MMF ou autres types de fibres, cette évolution est plus complexe puisque  $\beta_0$  n'est pas uniforme, nous verrons que cet effet a un rôle très important lorsque la non-linéarité est prise en compte [27].

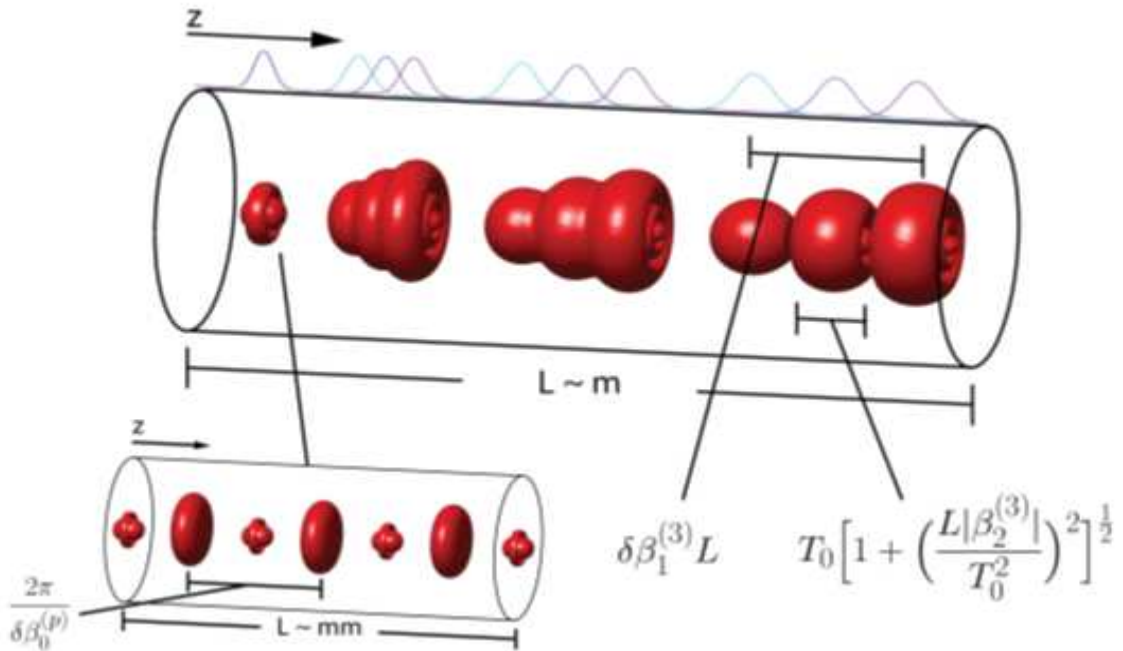


Figure II.4 : Effet de la propagation linéaire dans une GRIN-MMF [22].

### II.3.2 Propagation non linéaire dans les fibres multimodes à gradient d'indice

La non-linéarité sous-tend de nombreuses surprises, opportunités et problèmes de propagation multimode. Fondamentalement, la non-linéarité introduit un couplage entre les différents modes, et est incorporé dans les derniers termes du MM-GNLSE. Contrairement à la propagation linéaire illustrée à la Figure II.4, avec la non-linéarité, on observe une impulsion multimode qui ne s'élargit dans le temps, ni se diviser en plusieurs impulsions dans chaque famille de modes constitutifs (La Figure II.5). La dispersion chromatique anormale est équilibrée par l'auto modulations de phase SPM et de phase croisée XPM. L'XPM fait décaler la fréquence moyenne de l'impulsion dans chaque mode, et donc faire en sorte que les impulsions dans les différents modes aient une vitesse de groupe commune, où les changements de dispersion chromatique compensent le décalage dans la dispersion modale. L'auto modulation de phase (SPM) est correspond à  $S^k_{pppp}$  qui sont les termes de la forme  $i|A_p|^2 A_p$ . La Modulation de phase croisée XPM est correspond à  $S^k_{pnpn}$  ou  $S^k_{ppnn}$ , où  $n \neq p$ , sont de



la forme  $i|A_n|^2 A_p$ . Tous les autres termes de couplage non linéaire peuvent être décrits comme mélange à quatre ondes (FWM), sont définis comme termes qui peuvent provoquer un transfert d'énergie. Dans les fibres multimodes, chacun des quatre modes d'interaction FWM peut avoir une fréquence différente et être dans un mode spatial différent [27].

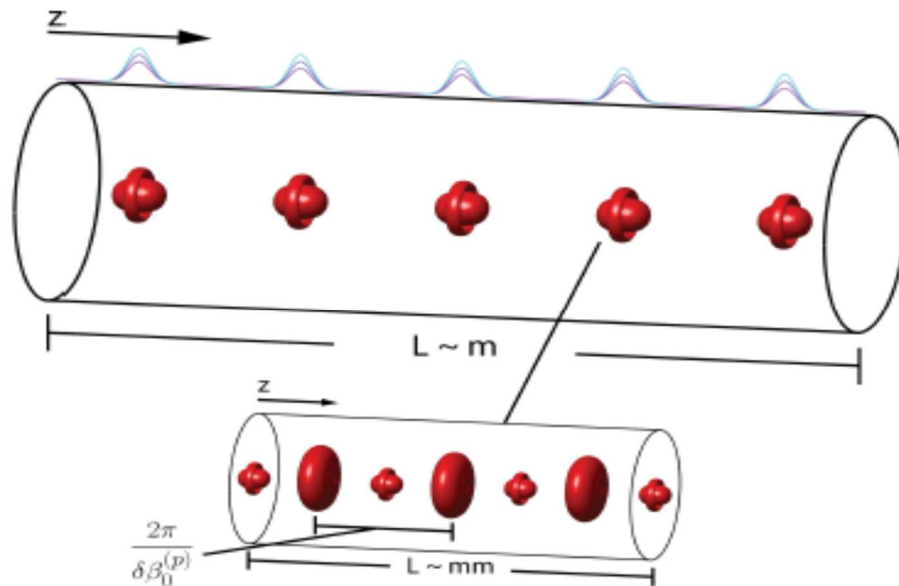


Figure II.5 : Effet de la propagation non-linéaire dans une GRIN-MMF [22].

#### II.4 Description de quelques phénomènes spatio-temporels dans les fibres multimodes à gradient d'indice

Les fibres multimode à gradient d'indice ont attiré une grande attention de la communauté des fibres optiques non linéaires dont l'évolution spatiale au cours de la propagation jouant également un rôle important. Dans cette partie on va présenter quelques phénomènes spatio-temporels agissant dans les fibres à gradient d'indice.

##### II.4.1 Génération de super-continuum (SC)

Le super-continuum (SC) est la conséquence de plusieurs effets non linéaires où une onde monochromatique subit un élargissement spectral lors de la propagation à travers un milieu non linéaire comme la fibre optique.

Les processus physiques derrière la génération de super-continuum(SC) dans les fibres peuvent être très différents, en fonction notamment de la dispersion chromatique et de la longueur de la fibre, de la durée de l'impulsion, de la puissance de crête initiale et de la longueur d'onde de la pompe. Lorsque des impulsions femto secondes sont utilisées, l'élargissement

spectral peut être principalement causé par l'auto-modulation de phase SPM. Dans le régime de dispersion anormale, la combinaison de SPM et de la dispersion peut conduire à une dynamique de solitons compliquée, y compris la division des solitons d'ordre supérieur en plusieurs solitons fondamentaux (fission de solitons). Pour le pompage avec des impulsions picosecondes ou nanosecondes, la diffusion Raman et le mélange à quatre ondes FWM peuvent être importants. La génération de super-continuum(SC) est même possible avec des faisceaux à ondes continues, lors de l'utilisation de faisceaux laser multi-watts dans de longues fibres; La diffusion Raman et le mélange à quatre ondes sont très importants dans ce régime [31].

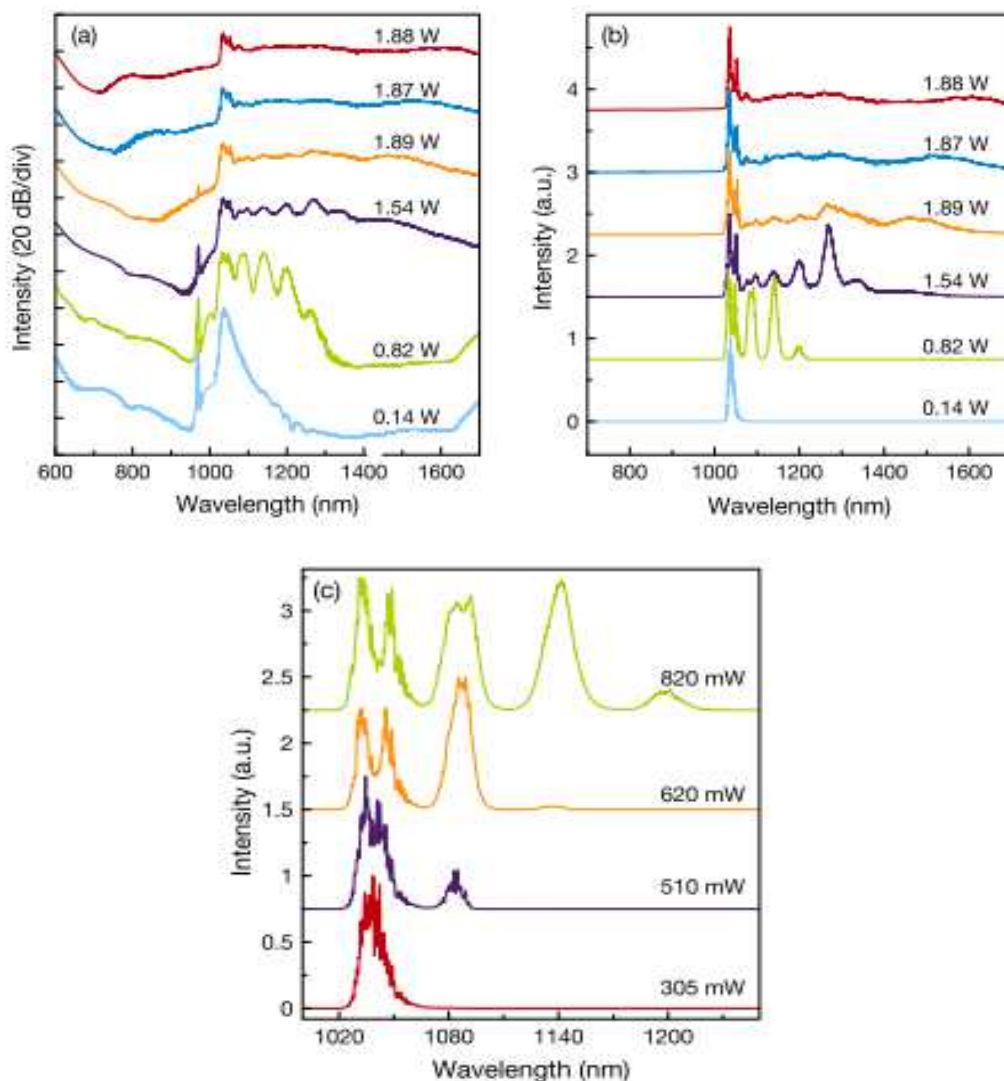


Figure II.6 : La génération du supercontinuum en fonction de la puissance de la pompe dans une fibre GRIN-MMF en (a) échelle logarithmique et en (b) échelle linéaire.

(c) Formation de pics SRS en cascade [25].

La Figure II.6, montre la génération du super-continuum en fonction de la puissance de la pompe dans une fibre GRIN-MMF de 20 m avec un diamètre de cœur de 62,5  $\mu\text{m}$ . Lorsqu'une puissance moyenne de sortie de 510 mW est atteinte, une génération de diffusion Raman stimulé SRS (Stimulated Raman Scattering) en cascade avec des décalages de fréquence 13 THz [25]. La génération de pics SRS intenses jusqu'au cinquième Stokes est présentée par la Figure II.6 (b et c). Les Stokes Raman générés se propagent également dans les modes d'ordre supérieur HOM. Ce modèle de propagation spécial peut équilibrer le décalage de vitesse entre l'impulsion de pompe et Raman Stokes et déclenche la génération de diffusion Raman en cascade dans GRIN-MMF. Lorsque les pics SRS atteignent la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW) de la fibre ( $\sim 1330$  nm), la génération de Raman Stokes s'arrête en raison de la réduction du gain Raman au voisinage de la ZDW. Au-dessus de la ZDW, au lieu de Raman Stokes, une large formation spectrale émerge à 1500 nm. Dans la littérature, cette formation est expliquée comme des phénomènes paramétriques complexes incluant l'élargissement spectral basé sur les collisions [25].

#### II.4.2 l'auto-nettoyage du faisceau (self-beam cleaning)

Depuis les premières observations du phénomène de non linéarité Kerr induisant auto-nettoyage de faisceau dans les fibres à gradient d'indice, les chercheurs ont travaillé pour comprendre les mécanismes physiques responsables de cet effet surprenant, la propriété d'auto-imagerie de la fibre multimode à gradient d'indice et le couplage non linéaires des modes jouent un rôle important dans ce contexte.

Dans une expérience plus récente de Krupa et al [29] a été démontré que la contribution pure et la dépendante de l'intensité à l'indice de réfraction, ou l'effet Kerr, dans les fibres multimodes a également la capacité de former un faisceau compressé spatialement, et très stable avec un diamètre proche de celui du mode fondamental de la fibre. Les mêmes conditions d'entrée ont conduit à un motif spatial multimode irrégulier à la sortie de la fibre en régime linéaire. Cette observation a montré que, de manière inattendue, au-dessus d'un certain seuil de puissance, la lumière elle-même peut déclencher un processus d'auto-nettoyage au sein des fibres multimodes par le biais d'un couplage non linéaires des modes complexes. Des démonstrations expérimentales initiales d'auto-nettoyage du faisceau spatial ont été réalisées en utilisant des impulsions sub-nanosecondes dans des fibres multimodes à gradient d'indice standard disponibles commercialement, et de dispersion normal à 1064 nm. Comme montre la figure II.7, à la sortie de la fibre, le profil spatial peut évoluer en forme de cloche robuste, lorsque la puissance de la pompe d'entrée augmente.

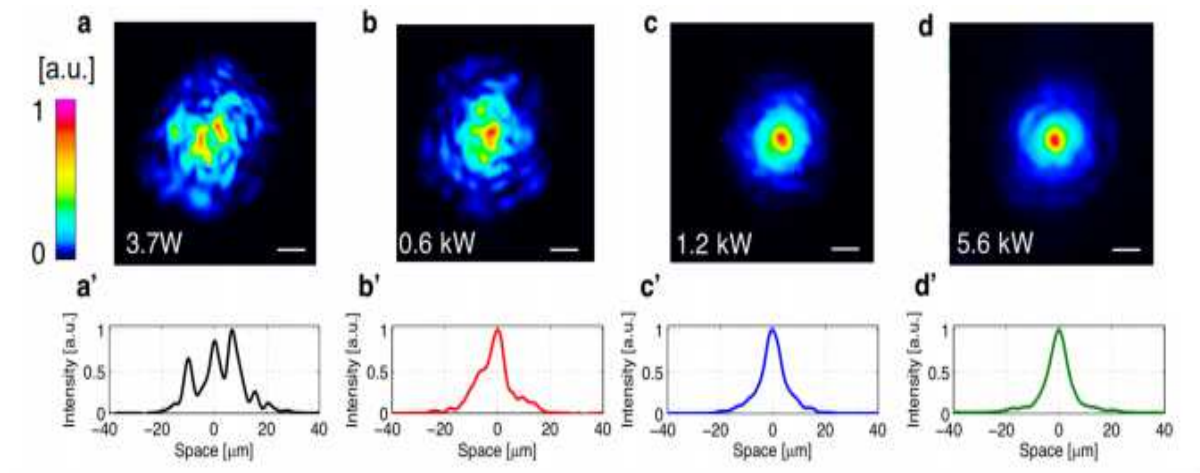


Figure II.7 : auto-nettoyage spatial de faisceau dans les fibres GRIN-MMF avec des impulsions sub-nanosecondes à 1064 nm [29]

Le profil d'indice de réfraction du cœur de la fibre multimode joue un rôle important dans le processus d'auto-nettoyage des faisceaux (self-beam cleaning) au moyen de la dispersion intermodale et par la création d'un processus d'auto imagerie périodique (Self-image). Un exemple typique de dynamique spatiale d'auto-nettoyage est montré par la figure II.8. Dans cette expérience une diminution progressive de l'efficacité d'auto-nettoyage a été observée, ainsi qu'une augmentation du seuil de puissance de crête lorsque le profil d'indice de réfraction se rapproche d'un profil de saut d'indice donc le profil d'indice du cœur est influé directement sur l'efficacité du l'auto nettoyage de faisceaux [29].

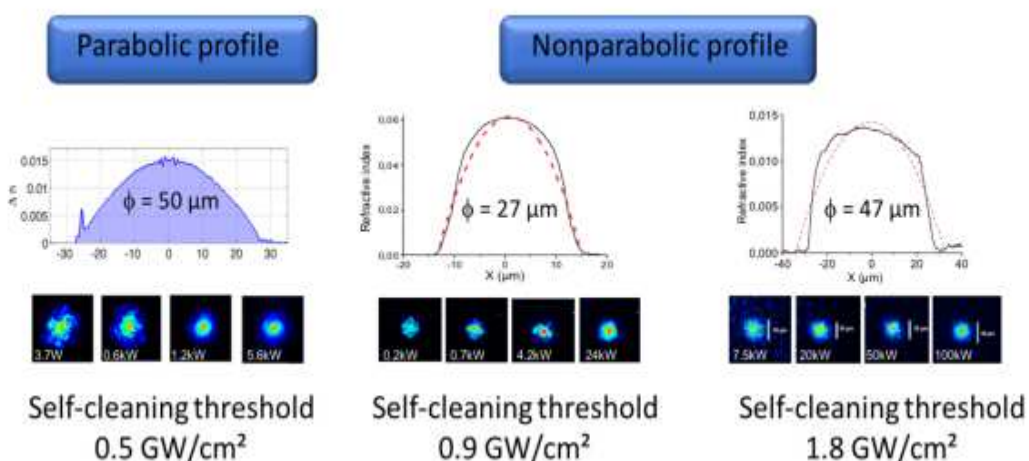


Figure II.8: Résultats expérimentaux de l'auto-nettoyage spatial dans trois fibres multimodes différents; longueur de fibre : 3 m et longueur d'onde : 1064 nm [29]

### II.4.3 Le soliton spatiotemporel

Les solitons optiques représentent un sujet intéressant en communication optique à cause de leur capacité de propagation sur de longues distances sans atténuation notable ni changement dans la forme [16], de plus, la solution soliton est basée sur un équilibre critique entre la dispersion de la vitesse de groupe et l'effet Kerr optique [32], un soliton est formé lorsque le chirp non linéaire induit par SPM est équilibré par le chirp linéaire de dispersion de la vitesse de groupe (GVD : group velocity dispersion) dans le régime de dispersion anormale, c'est-à-dire lorsque  $\beta_2 < 0$  et les termes de dispersion d'ordre supérieur peuvent être négligés. Les solitons sont des solutions de l'équation de Schrödinger non linéaire et leur enveloppe de champ électrique temporelle peuvent être décrites comme  $A(t) = N \operatorname{sech}(t/t_0)$ , où  $t_0$  est la largeur d'impulsion et  $N$  est appelé le nombre des solitons [33].

C'est une onde localisée qui se propage sans déformation et conserve ses caractéristiques (forme et vitesse) après collision avec une autre onde du même type. La vitesse de l'onde dépend de son amplitude et si on a plusieurs ondes en collisions à l'entrée, les ondes ressortent à la même vitesse et la même forme de l'entrée, donc un soliton est capable de se déplacer sur une grande distance sans déformation et garder la même vitesse et la même forme dans un milieu dispersif et non linéaire [21].

Dans les solitons spatio-temporels (ou balles lumineuses) la dispersion chromatique et la diffraction doivent être équilibrées par la non-linéarité Kerr en même temps, on sait que les solitons spatio-temporels sont instables dans plus d'une dimension spatiale dans la propagation en espace libre ; cependant le profil d'indice linéaire de la fibre multimode, qui agit comme un potentiel de guidage de la lumière, peut finir par avoir une action stabilisatrice pour les solitons spatio-temporels [29].

### II.5 Conclusion :

Ce chapitre est détaillé l'intérêt des fibres multimodes à gradient d'indice ainsi que les phénomènes lié à ce type des fibres basé sur l'étude de l'équation de Schrödinger généralisée (MM-GNLSE) et de sa simplification à des situations numériques et de quelques applications sélectionnées. Comme tous les modes LP co-propagent le long de la fibre optique, les paramètres de propagation clés sont introduits par l'équation de Schrödinger non linéaire : atténuation, dispersion chromatique et la non-linéarité Kerr (SPM, XPM et FWM), chaque mode est soumis à ses paramètres de propagation respectifs.

Nous avons concentré notre discussion sur une description théorique détaillé qui expliquant la dynamique spatio-temporelles dans ce type des fibres tel que l'étude de quelques applications ou phénomènes liée au travail.

Le chapitre prochain décrit par des simulations numériques avec Matlab pour bien comprendre la dynamique spatio-temporelle de la propagation d'une impulsion optique dans les fibres à gradient d'indice.

**Chapitre III**  
**Résultats de la**  
**simulation**



### III.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude numérique de la dynamique spatiotemporelle dans les fibres GRIN-MMF. Cette étude est basée sur un modèle numérique présenté par l'équation de Schrödinger non linéaire MM.GMNLSE, qui est adapté à la propagation d'impulsions multimodales. Nous appliquons ce modèle pour étudier la formation de soliton spatiotemporel, l'auto nettoyage spatial des faisceaux (Self-beam cleaning), et la génération de super-continuum dans une fibre GRIN-MMF.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une série de simulations numériques afin de caractériser les différents paramètres d'une fibre GRIN-MMF, d'en trouver la configuration optimale et d'en comparer les performances respectives, toutes les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec le logiciel Matlab.

### III.2 Analyse modale

Pour faire la simulation de l'équation MM.GNLSE, il est nécessaire de passer par les étapes suivantes :

- la structure de la fibre optique avec les paramètres géométriques.
- la structure des modes.
- les indices et les constantes de propagation des modes.
- les coefficients de couplage.
- les paramètres de simulations.

#### III.2.1 La structure de la fibre optique

La première étape de ce travail est de déterminer la structure de la fibre GRIN-MMF, ainsi que ses paramètres géométriques.

La figure III.1 présente la forme de la fibre GRIN-MMF utilisée dans la simulation, cette fibre a un rayon de cœur égal à  $25 \mu\text{m}$ , et un profil d'indice de forme parabolique ( $\alpha = 2$ ) comme montré par la courbe bleue dans la figure, avec une différence d'indice  $\Delta = 0.0103$ , une ouverture numérique  $ON = 0.17$ , et la période d'auto-imagerie  $\Lambda = 549 \mu\text{m}$ .



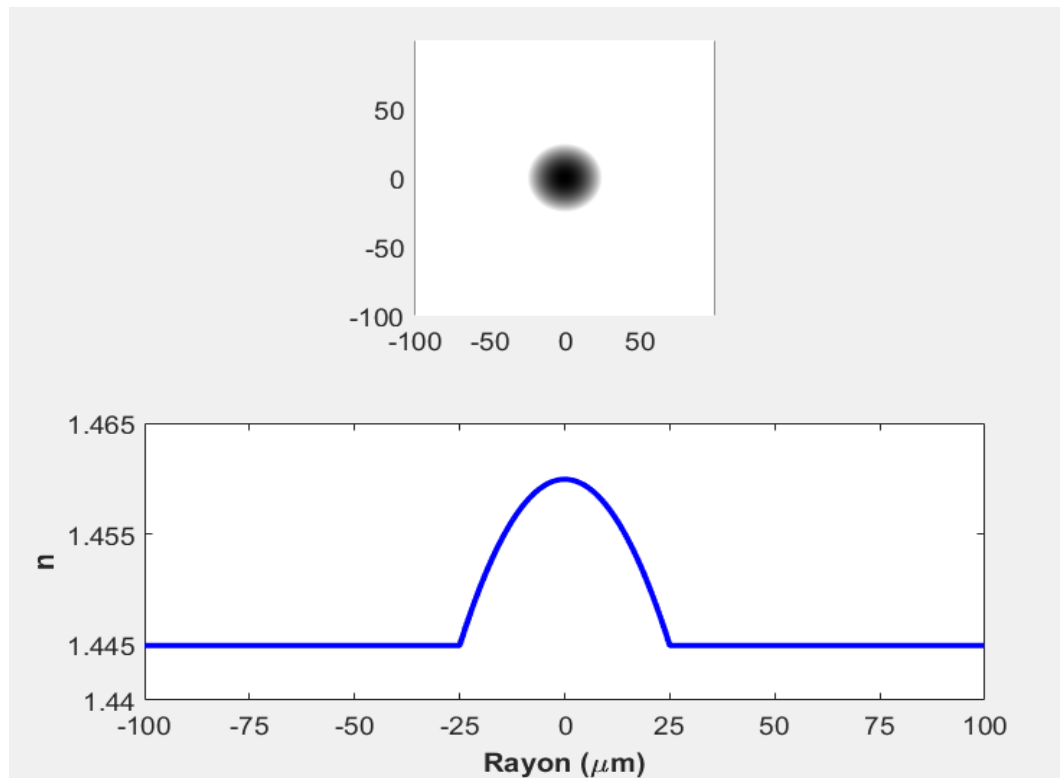


Figure III.1 : Structure (en haut), et le profil d'indice de la fibre GRIN-MMF utilisée dans la simulation.

### III.2.2 La structure des modes

La fibre GRIN-MMF considéré pour la simulation (figure III.1) est excitée à la longueur d'onde de 1550 nm où la dispersion est anormale, bien que cette fibre puisse supporter plusieurs modes à 1550 nm, pour réduire le temps de calcul, nous ne considérons que les six premiers modes polarisés linéairement ( $LP_{01}$ ,  $LP_{11a}$ ,  $LP_{11b}$ ,  $LP_{21a}$ ,  $LP_{21b}$ , et  $LP_{02}$ ) dans nos études numériques, les profils spatiaux de ces modes sont montrés dans la Figure III.2 ces modes sont le plus excités lorsque l'impulsion initiale est couplée uniquement dans le mode fondamental  $LP_{01}$ .

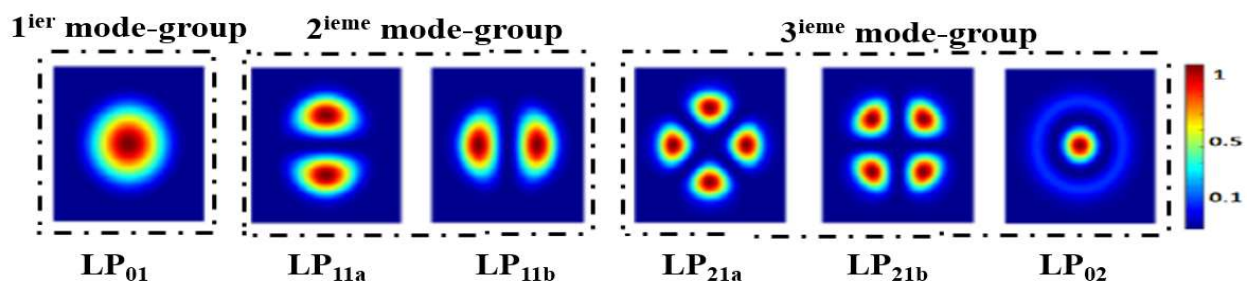


Figure III.2 : Profil spatial des six premiers modes.

### III.2.3 Les indices et les constantes de propagation des modes

La valeur de l'indice effectif d'un mode permet de savoir de quel type de mode il s'agit. Donc pour chaque mode on va calculer l'indice effectif par la relation suivante [34].

$$n_{eff} = \frac{\lambda\beta}{2\pi} \quad (\text{III.1})$$

Où  $\beta$  est la constante de propagation, et  $\lambda$  est la longueur d'onde.

La figure III.3 montre la variation de l'indice effective de six modes en fonction de la longueur d'onde, on note que les modes forment 3 groupes de modes (LP<sub>01</sub>, LP<sub>11a</sub> + LP<sub>11b</sub>, LP<sub>21a</sub> + LP<sub>21b</sub> + LP<sub>02</sub>), chaque groupe des modes prendre la même valeur d'indice effectif, ce comportement est dû à la variation de la constante de propagation des modes dans la fibre GRIN-MMF discuté dans le chapitre précédent, confirmant ainsi une caractéristique fondamentale de ce type de fibre.

La figure III.4 montre la variation des coefficient de la constante de propagation, de la dispersion modal, et les dispersion d'ordre 2 et d'ordre superieur (3 et 4), de chaque mode en fonction de la longueur d'onde. Les valeurs de ces coefficients pour chaque mode à la longueur d'onde 1550 nm sont recapitalisé dans le tableau III.1. Dans notre cas, les modes de chaque groupe ont presque la même constante de propagation ( $\beta_0$ ) pour, et les modes au même groupe ont une dispersion modale minimale entre eux, et les coefficients de dispersion chromatique sont identiques.

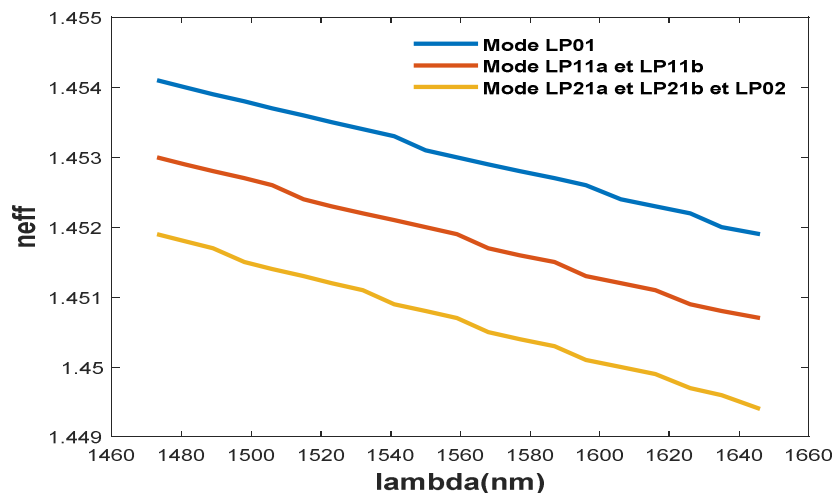


Figure III.3 : Variation de l'indice effective de six modes en fonction de la longueur d'onde.

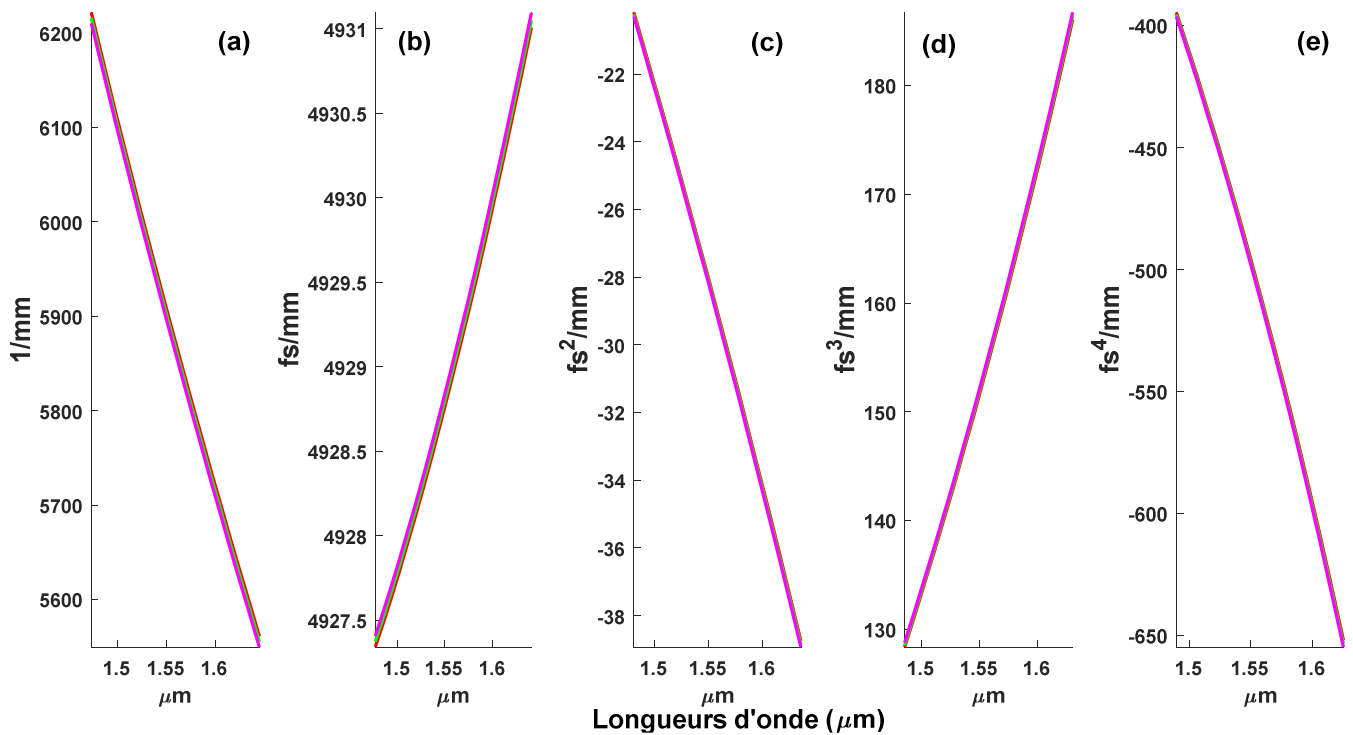


Figure III.4 : Variation des coefficient de la constante de propagation (a), la dispersion modal (b), et la dispersion chromatique (d), et la dispersion d’ordre 3 et d’ordre 4 (e et ), respectivement, de six modes en fonction de la longueur d’onde.

Mode	LP <sub>01</sub>	LP <sub>11a</sub>	LP <sub>11b</sub>	LP <sub>02</sub>	LP <sub>21a</sub>	LP <sub>21b</sub>
$\beta_0$ (1/mm)	0	-4.7634	-4.7634	-9.5277	-9.5287	-9.5297
$\beta_1$ (fs/mm)	0	0.0291	0.0291	0.0604	0.0604	0.0605
$\beta_2$ (fs <sup>2</sup> /mm)	-28.0016	-28.0597	-28.0597	-28.1172	-28.1203	-28.1203
$\beta_3$ (fs <sup>3</sup> /mm)	151.5374	151.7416	151.7416	151.9085	151.9344	151.9344
$\beta_4$ (fs <sup>4</sup> /mm)	-495.2714	-496.1219	-496.1219	-496.4279	-496.7258	-496.7255

Tableau III.1 : Constante de propagation et valeurs de dispersion de six modes à 1550 nm.

### III.2.4 Les coefficients de couplage non linéaire

Comme nous avons détaillé dans le chapitre précédent, les coefficients de couplage non linéaire entre les modes sont représenté par les termes  $S^kplmn$  et  $S^Rplmn$  dans l’équation

MM.GMNLSE (équation II.14) pour l'effet Kerr et Raman, respectivement. Pour les modes polarisés linéairement les deux termes sont égaux.  $S_{p,l,m,n}^{(R)} = S_{p,l,m,n}^{(K)} = S_{p,l,m,n}$

La partie non linéaire est donnée par :

$$N^{(p)} = i \frac{n_2 \omega_0}{c} \sum_{l,m,n} \left( S_{p,l,m,n}^{(k)} \cdot 2 \cdot A_l \cdot A_m \cdot A_n^* + S_{p,l,m,n}^{(R)} \cdot A_l^* \cdot A_m \cdot A_n \right) \quad (\text{III.2})$$

Pour :

$$S_{p,l,m,n} = \begin{cases} \frac{1}{3} f_{pq} & \text{si } p = l \text{ et } m = n = q \\ 0 & \text{si } p \neq l \text{ ou } m \neq n \end{cases}$$

$$S_{p,l,m,n} = S_{pq} = \frac{1}{3} f_{pq}$$

Ou  $f_{pq}$  est l'aire de recouvrement entre les modes

La partie non-linéaire est donnée comme suit [12] :

$$N^{(p)} = i \sum_{q=1}^N \left( \gamma_{pq} |A_q|^2 \cdot A_p \right) - \frac{1}{3} \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq p}}^N \gamma_{pq} s_{2,pq} A_q \quad (\text{III.3})$$

Avec :

$$s_{2,pq} = [A_p^* \ A_q^*] \sigma_2 \begin{bmatrix} A_p \\ A_q \end{bmatrix}, \text{ et : } \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

La matrice M représente les coefficients de couplage non linéaire peut être obtenue comme suit :

$$\underline{\underline{M}} = (m_{pq})_{1 \leq p,q \leq N} = \begin{pmatrix} m_{11} & \cdots & m_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{N1} & \cdots & m_{NN} \end{pmatrix} \quad (\text{III.4})$$

Avec

$$m_{pp} = i \sum_{q=1}^N \left( \gamma_{pq} |A_q|^2 \cdot A_p \right) \quad (\text{III.5})$$

Et

$$m_{pq} = -\frac{1}{3} \gamma_{pq} s_{2,pq} A_q = -m_{qp} \quad (\text{III.6})$$

Dans notre simulation, les parties non linéaires de six modes donnée comme suit :

$$N^{(6)} = i \sum_{q=1}^6 \left( \gamma_{pq} |A_q|^2 \cdot A_p \right) - \frac{1}{3} \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq p}}^6 \gamma_{pq} s_{2,pq} A_q \quad (\text{III.7})$$

$$\begin{pmatrix} N^{(1)} \\ N^{(2)} \\ N^{(3)} \\ N^{(4)} \\ N^{(5)} \\ N^{(6)} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \end{pmatrix} \quad (\text{III.8})$$

Où

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} & m_{15} & m_{16} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} & m_{25} & m_{26} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} & m_{35} & m_{36} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} & m_{45} & m_{46} \\ m_{51} & m_{52} & m_{53} & m_{54} & m_{55} & m_{56} \\ m_{61} & m_{62} & m_{63} & m_{64} & m_{65} & m_{66} \end{pmatrix} \quad (\text{III.9})$$

Tel que

$$m_{11} = -i(\gamma_{11}|A_1|^2 + \gamma_{12}|A_2|^2 + \gamma_{13}|A_3|^2 + \gamma_{14}|A_4|^2 + \gamma_{15}|A_5|^2 + \gamma_{16}|A_6|^2)$$

$$m_{22} = -i(\gamma_{21}|A_1|^2 + \gamma_{22}|A_2|^2 + \gamma_{23}|A_3|^2 + \gamma_{24}|A_4|^2 + \gamma_{25}|A_5|^2 + \gamma_{26}|A_6|^2)$$

$$m_{33} = -i(\gamma_{31}|A_1|^2 + \gamma_{32}|A_2|^2 + \gamma_{33}|A_3|^2 + \gamma_{34}|A_4|^2 + \gamma_{35}|A_5|^2 + \gamma_{36}|A_6|^2)$$

$$m_{44} = -i(\gamma_{41}|A_1|^2 + \gamma_{42}|A_2|^2 + \gamma_{43}|A_3|^2 + \gamma_{44}|A_4|^2 + \gamma_{45}|A_5|^2 + \gamma_{46}|A_6|^2)$$

$$m_{55} = -i(\gamma_{51}|A_1|^2 + \gamma_{52}|A_2|^2 + \gamma_{53}|A_3|^2 + \gamma_{54}|A_4|^2 + \gamma_{55}|A_5|^2 + \gamma_{56}|A_6|^2)$$

$$m_{66} = -i(\gamma_{61}|A_1|^2 + \gamma_{62}|A_2|^2 + \gamma_{63}|A_3|^2 + \gamma_{64}|A_4|^2 + \gamma_{65}|A_5|^2 + \gamma_{66}|A_6|^2)$$

Notre calcul nous a donné M comme suit :

$$M = 10^{12} * \begin{pmatrix} 193.2300 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 81.4686 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 81.4686 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 24.1260 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 22.8975 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 22.8928 \end{pmatrix}$$

### III.3 Résultats de la simulation

#### III.3.1 Résultats obtenus pour la formation de soliton multimode

Les solitons optiques dans les fibres monomode ont été étudiés de manière approfondie et avec succès, conduisant à des progrès significatifs dans les communications optiques longue distance. Les solitons optiques peuvent également être pris en charge par des fibres optiques multimodes (MMF) [35]. L'intérêt pour les MMF a été motivé par leur potentiel d'augmentation

de la capacité de transmission des fibres optiques longue distance. Liaisons via la technique du multiplexage par répartition spatial (SDM), exploitant les multiples modes de la fibre comme supports d'information.

Afin de confirmer numériquement la génération de solitons multimodale dans la fibre GRIN-MMF, un banc d'essai a été préparé en utilisant des impulsions femto secondes se propageant sur 1 km de fibre, la première étude est la génération de soliton monomode dans la fibre GRIN-MMF sur une langue portée.

Nous avons injecté à l'entrée de la fibre de longueur  $L = 1$  Km, une impulsion de forme temporelle sécante hyperbolique, l'impulsion à une durée de 67 fs et une énergie initiale de 1 nJ correspondant à la puissance de crête de 15 kW. Nous avons considéré que cette énergie est principalement couplée dans le mode fondamental ( $LP_{01}$ ), c'est à dire que la distribution de puissance de cette impulsion doit être 99% vers le mode  $LP_{01}$ , les autres modes d'ordre supérieur transportent une puissance négligeable, ce qui convient à la génération spatio-temporelle de solitons. L'évolution de cette impulsion dans le GRIN-MMF est représentée sur la Figure III.5, l'encart en haut montre les profils temporelles (à droite) et spectrales (à gauche) de l'impulsion à l'entrée et à la sortie de la fibre, l'encart en bas à droite montre le profil spatial du mode  $LP_{01}$ , et à gauche l'évolution de l'énergie des modes durant la propagation.

On remarque qu'après propagation de 1 km, le soliton présenté par le mode fondamental est temporellement décalé et un peu élargi (figure III.5.b) en conséquence de la dispersion chromatique, la durée de l'impulsion de sortie est élargie par rapport à l'entrée par une durée de 3 ps, et la puissance est de 0.33 KW, l'élargissement temporel est traduit par une compression spectrale (figure III.5.a) le spectre est gardé centré à 1550 nm due à l'absence de l'effet XPM alors que la forme spatiale de l'impulsion de sortie présentée par le mode fondamental  $LP_{01}$  est n'est pas changée (figure III.5.d), donc un soliton spatio-temporel est se former. Pour mieux confirmer l'apparition du soliton monomode, nous avons montré dans la figure III.5.c l'évolution de l'énergie du mode  $LP_{01}$  en présence des autres modes. On note que le mode  $LP_{01}$  est propagé et gardé son énergie durant la propagation dans la fibre, ce qui montre l'absence de transfert d'énergie entre les modes, et de ce fait, les autres modes étant découplés puisque l'effet de couplage est principalement limité aux effets dépendant de l'énergie. Donc on a confirmé la formation de soliton monomode de durée de 3 ps dans une fibre multimode GRIN-MMF sur une portée de 1 Km.

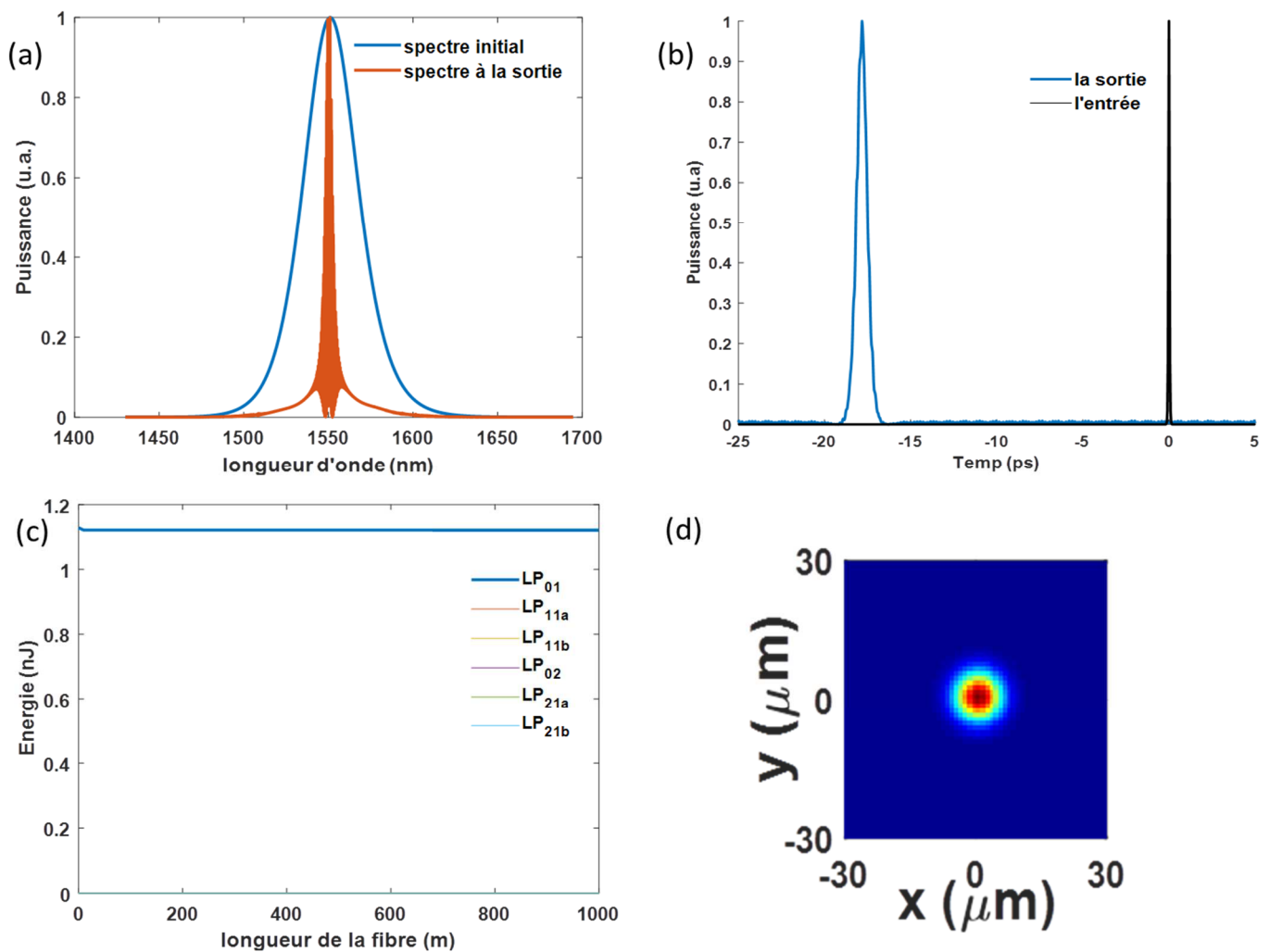


Figure III.5 : le profile spectral (a), temporel (b) de l'impulsion d'entrée de de sortie, l'évolution de l'énergie (c), et le profile spatial de mode fondamental (d)

### III.3.2 Résultats obtenus pour la formation de soliton dans le régime linéaire

Dans la deuxième partie, nous avons considéré que l'énergie de l'impulsion d'entrée est couplée dans les six modes avec une distribution égale pour tous les modes, la fibre GRIN-MMF est de longueur de 5 m, dans cette simulation, on prend seulement les effets linéaires de la fibre, et on néglige les effets non linéaires, pour ce faire l'énergie est considéré faible (6 pJ) La figure III.6 montre les résultats de la simulation.

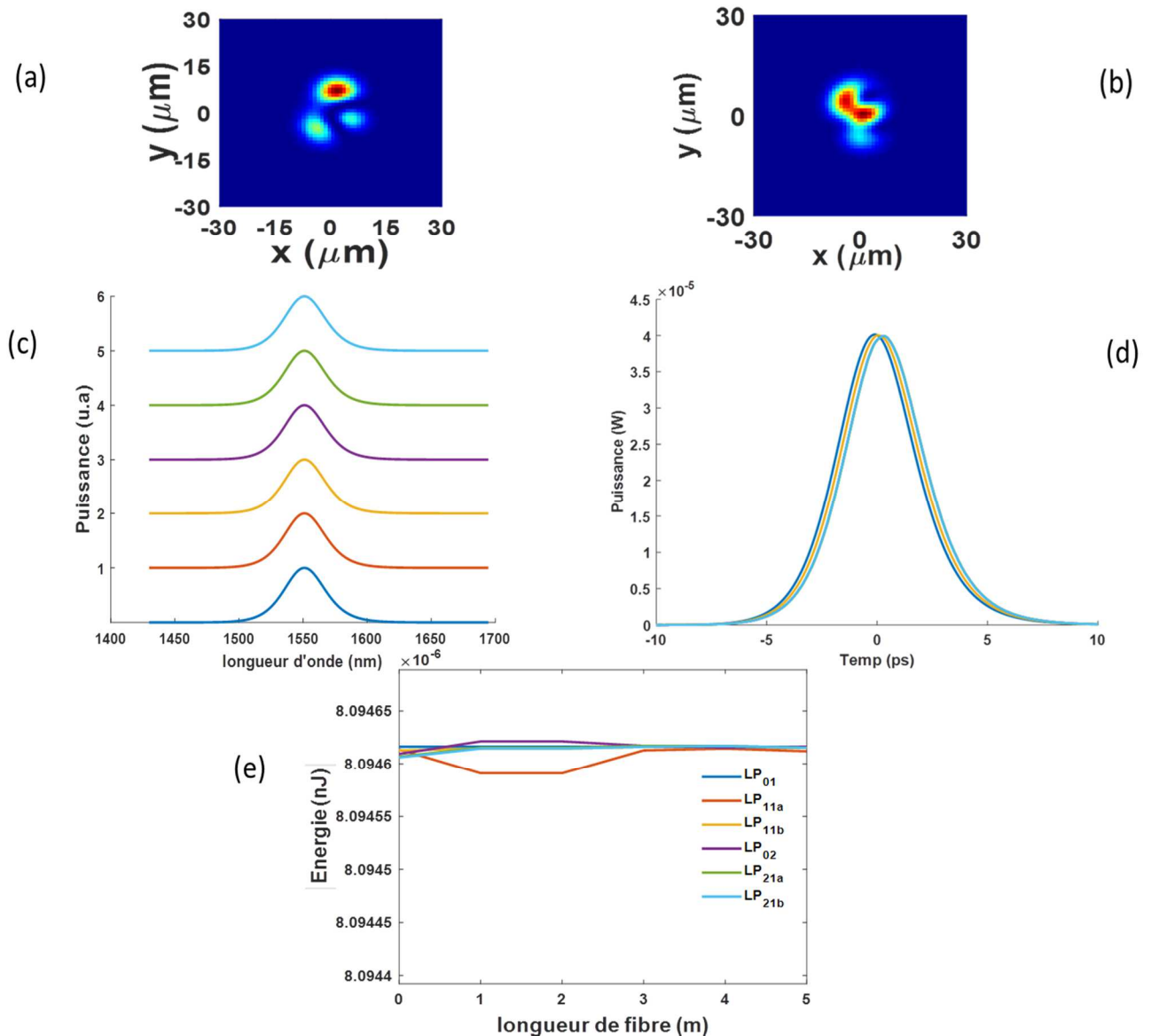


Figure III.6 : Le profil spatial de l'impulsion d'entrée (a), et de sortie (b), Le profil spectral (c) et temporel (d) de tous les modes à la sortie de la fibre, l'évolution de l'énergie de tous les modes (e).

Le profil spatial de six mode à l'entrée et la sortie de la fibre GRIN-MMF (figure III.6. a et b) montrent que l'impulsion soliton est composé de tous les modes, la variation de la forme de profil spatial indique une variation du profil temporel (figure III.6. d) due au walk-off modal. Chaque mode à une vitesse de groupe légèrement différente, et donc l'impulsion qui est lancée dans plusieurs modes se décomposera en sous-impulsions dont la séparation croît linéairement avec la longueur de la fibre, donc les effets linéaires est influent directement sur le profil



temporel de l'impulsions (effets temporel) on n'a pas une influence sur le spectre, ce qui confirmer par la figure III.6.c, la propagation linéaire est confirmée aussi par l'évolution d'énergie de six modes durant la propagation dans la fibre (figure III.6.d), on note qu'il n'y'a pas de transfert d'énergie entre les modes à cause de l'absence des effets non linéaire, et l'énergie de chaque mode est reste presque constant et stable.

### III.3.3 Résultats obtenus pour la formation de soliton dans le régime non linéaire

Dans cette étude, on prend les deux effets linéaire et non linéaire. En considère la propagation d'une impulsion sécante hyperbolique de durée 67 fs, et d'une énergie de 6 nJ distribue également entre tous les modes. La fibre GRIN-MMF à une longueur de 10 m. Les résultats de simulation sont montrés dans la figure III.7.

Avec la présence de la non-linéarité, on observe un soliton multimode qui ne se divise pas en plusieurs impulsions (Figure III.7.a et b). Notons ici que, tous les modes sont bien centrés dans le domaine temporel et spectral, la dispersion chromatique anormale est équilibrée par l'auto modulations de phase SPM et de phase croisée XPM, l'XPM fait décaler la fréquence de l'impulsion dans chaque mode, et donc faire en sorte que les impulsions dans les différents modes aient une vitesse de groupe commune, où les changements de dispersion chromatique compensent le décalage dans la dispersion modale, on note aussi que le spectre généré est décalé vers une nouvelle longueur d'onde de 1750 nm. Plus intéressant, à travers les six modes, seuls les modes  $LP_{01}$  gagne significativement énergie comme le montre la Figure III.7.c., la différence d'énergie entre tous les modes est due au transfert d'énergie de modes d'ordre supérieur vers le mode  $LP_{01}$ , on note aussi, que le transfert d'énergie est influe directement sur l'évolution spatial de l'impulsion. La Figure III.7.d montre qu'après 10 m de propagation à l'intérieur du GRIN-MMF, le profil spatial de l'impulsion d'entrée composé de tous les modes, évolue vers un profil spatial centré et composé principalement de mode  $LP_{01}$  qui est le plus dominant.

Un soliton spatio-temporel se forme, qui se caractérise par le fait que ses modes constitutifs restent mutuellement piégés dans le temps.

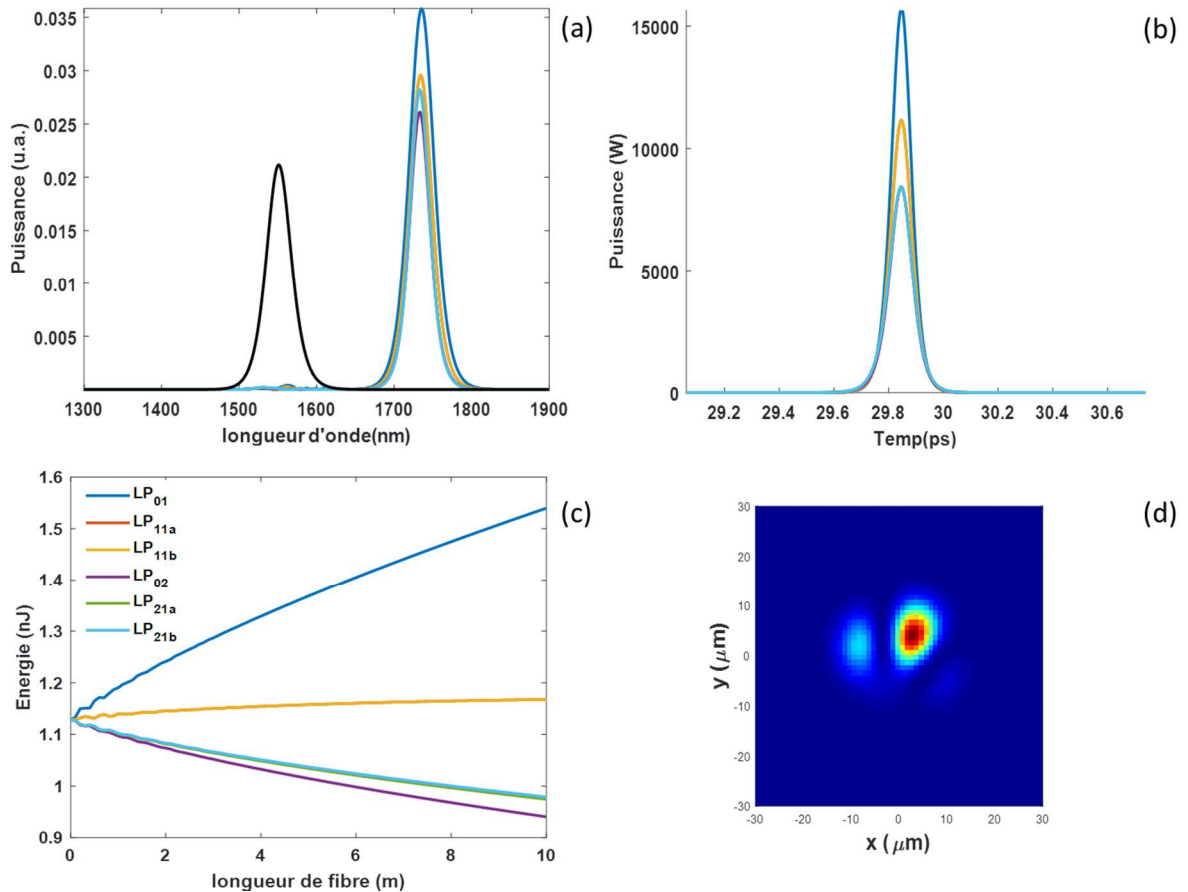


Figure III.7 : Le profil spectral (a) et temporel (b) de tous les modes à la sortie de la fibre, L'évolution de l'énergie de tous les modes (c), le profil spatial de l'impulsion de sortie (d).

### III.3.4 Résultats obtenus pour le soliton spatiotemporel et l'auto-nettoyage spatial de faisceau.

L'évolution de profil spatial observé dans la figure III.7, peut être liée à l'attraction non linéaire vers les modes d'ordre faible, connue sous le nom de l'auto-nettoyage de faisceau. Il convient de noter, que l'auto-nettoyage du faisceau parfait, ne se produit pas pour des excitations modales initiales arbitraires, il ne se produit que lorsque la majorité de l'énergie est distribuée dans les modes d'ordre inférieur. Pour ce faire, nous favorisons le mode LP<sub>01</sub> avec 50 % de l'énergie initiale, le mode LP<sub>02</sub> avec 30 % et nous considérons une distribution d'énergie égale dans les 3 autres modes (20 %), les paramètres de l'impulsion et de la fibre restent les mêmes. Les résultats obtenus sont montrée dans la figure III.8.

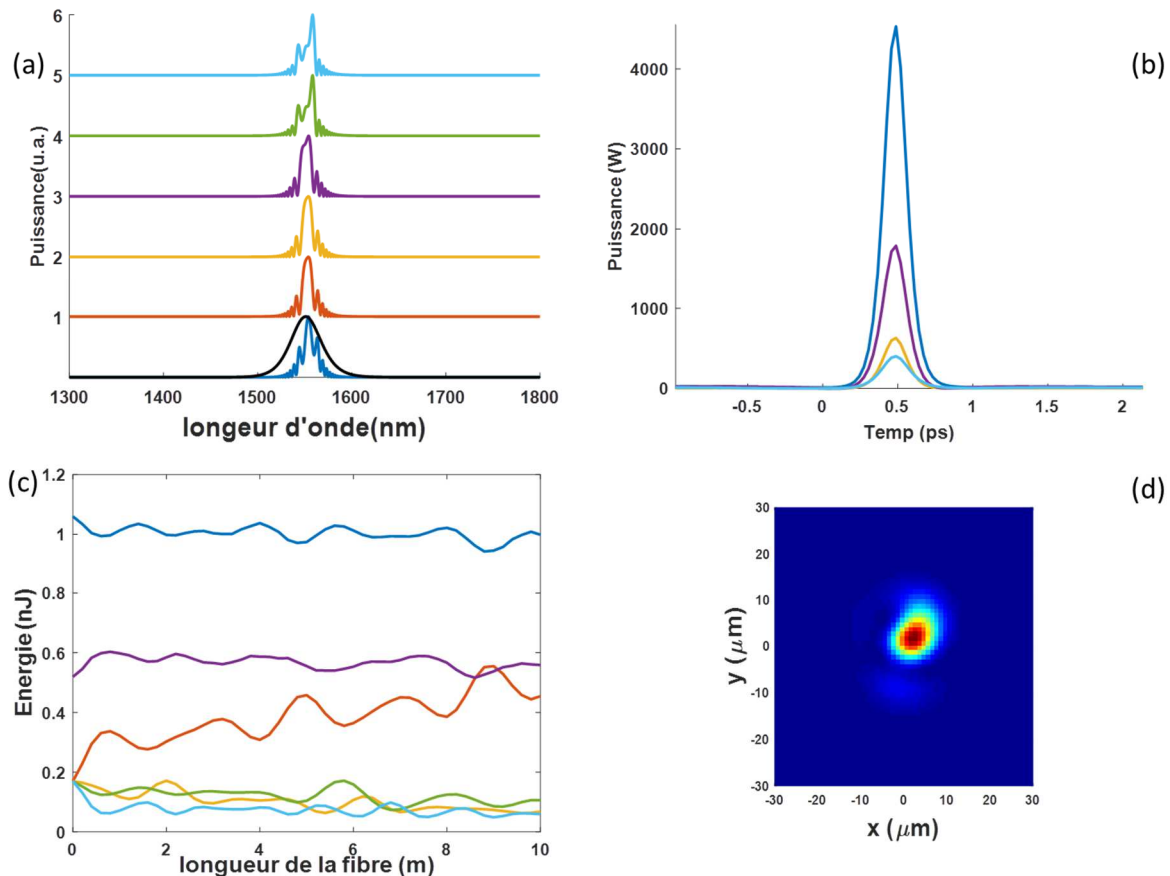


Figure III.8 : Le profile spectrale (c) et temporel (d) de tous les modes à la sortie de la fibre, l'évolution de l'énergie de tous les modes (c), le profile spatial de l'impulsion de sortie (d).

Durant la propagation de 10 m dans la fibre (Figure III.8.a.b), les modes restent centrés dans le domaine temporel et spectral, les dispersions chromatiques différentes des modes compensent exactement la dispersion modale. Les spectres des modes individuels restent autour de la longueur d'onde initiale, une structure similaire apparaît lorsque des solitons se forment dans une fibre monomode, on note que le soliton spatio-temporel est évolué naturellement vers un soliton monomode. L'excitation de six modes avec cette distribution d'énergie favorise l'auto-nettoyage des faisceaux vers le mode fondamental  $LP_{01}$ , le profil spatiale multimode initial (Figure III.7.a) est évolué vers un profil monomode qui ressemble à celui du mode  $LP_{01}$  (Figure III.8.d).

Pour résumer, nous avons montré que l'auto-nettoyage du faisceau induit par effet non linéaire Kerr dans les GRIN-MMF peut se produire avec une efficacité extrême en exploitant le régime

d'excitation de quelques modes à 1550 nm. En contrôlant les conditions d'entrée, un remodelage presque complet dans le mode fondamental  $LP_{01}$  a été observé.

### III .3.5 Résultats obtenus pour la génération de super-continuum

Dans cette étude, on va montrer la génération de super-continuum dans une fibre GRIN-MMF de longueur 10 cm par une impulsion de forme sécante hyperbolique de durée de 50 fs, et d'énergie initiale de 400 nJ, on note que l'énergie initial doit être élevée pour favoriser les effets non linéaires dans la fibre. On considère les six modes décrit précédemment. Les résultats de simulations sont montrés dans la figure III.9.

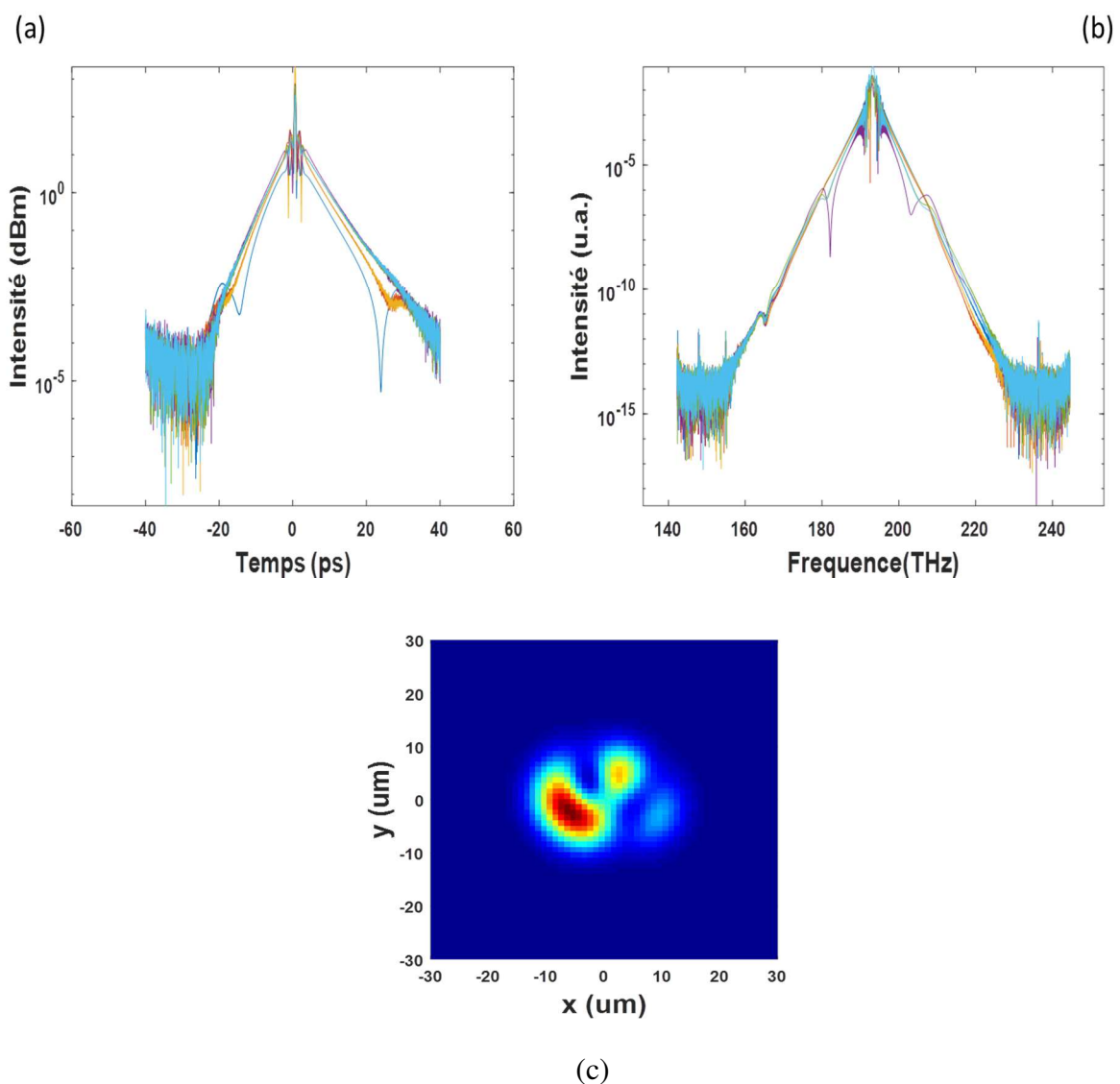


Figure III.9 : Le profile spectral (c) et temporel (d) de tous les modes à la sortie de la fibre, le profile spatial de l'impulsion de sortie (c).

On observe dans le domaine temporel que les modes sont éclatés en des impulsions courtes, ce qui entraîne un élargissement spectral, ce phénomène est connu par la fission de soliton d'ordre supérieur lorsque l'énergie de celui-ci est suffisamment grande, le spectre généré est large ( $\Delta\lambda=400$  nm) et est centré autour de 1550 nm, la génération de super continuum est une combinaison entre plusieurs effets comme XPM et SPM et les effets linéaires présentés par les dispersions modal et chromatique.

Le profil spatial à la sortie de la fibre (figure III.9.c) montre que l'énergie est distribuée dans tous les modes.

#### III.4 Conclusion :

Dans ce chapitre, l'évolution spatio-temporelle des solitons dans les fibres multimode à gradient d'indice (GRIN-MMF) a été montrée comme une propagation stable. Les différents modes initiales sont conservés indéfiniment leur forme temporelle et spectral, nous avons démontré l'évolution spatio-temporelle du soliton selon différentes conditions, nous avons trouvé que les effets non linéaires jouent un rôle essentiel dans la génération des solitons spatiotemporel, on a montré aussi l'auto-nettoyage spatial de faisceau vers le mode fondamental (self beam-claining) la solution obtenue est équivalente à un soliton monomode se propageant dans le mode fondamental de la fibre GRIN-MMF, ceci est remarquable étant donné que le soliton est initialement composé de plusieurs modes. Une en fin, nous avons montré la génération de super-continuum par une impulsion ultra courte et énergétique dans la fibre GRIN-MM, ce dernier trouve une large application dans les télécommunications optiques.



## **Conclusion générale**

### Conclusion générale

Les fibres multimodales représentent un terrain particulièrement intéressant pour étudier les effets non linéaires spatio-temporels. Jusqu'à présent les fibres multimodales ont eu un regain d'intérêt, lié en grande partie à la possibilité d'augmenter la bande passante de liaisons optiques par les nouvelles techniques de multiplexage spatial. Malheureusement la propagation simultanée d'un grand nombre de modes transverses n'a pas permis de valider ces fibres pour de nombreuses applications. Leur capacité à propager simultanément un grand nombre de modes se traduit par une dégradation importante du faisceau guidé tant dans le domaine spatial que dans le domaine temporel. Récemment les fibres multimodales sont apparues comme étant des outils particulièrement intéressants pour étudier les phénomènes spatio-temporels complexes.

Dans ce travail nous avons largement étudié la dynamique non linéaire spatio-temporelle dans les fibres multimodes à gradient d'indice en raison de ses caractéristiques uniques, telles que la dispersion modale relativement faible qui est comparable à la dispersion chromatique, et de l'espacement égal des nombres d'onde modaux qui introduit également une auto-imagerie périodique au faisceau se propageant.

Notre travail est divisé en deux parties une étude théorique et numérique avec une simulation par le logiciel Matlab. De ce fait, dans le cadrage théorique, nous avons présenté d'une manière générale les fibres optiques, les différents types et leurs caractéristiques, suit par une description des effets de dispersion chromatique, de dispersion intermodale, et des effets non linéaires. Nous avons rapporté également les effets physiques qui se produisent lors de la propagation d'impulsion dans les fibres optiques multimodales, en particulier lors d'une propagation en régime non linéaire dans les fibres à gradient d'indice, on a donné des exemples liés à ce travail avec l'approche de l'équation de Schrödinger multimode non linéaire.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons montrés les résultats obtenus sur la formation de soliton multimode, le phénomène d'auto-nettoyage de faisceau de lumière qui conduit à une sélection modale, et la génération de super-continuum sous l'influence de la non-linéarité Kerr dans les fibres à gradient d'indice, et dans le domaine de dispersion anormale à 1550 nm.

La formation de soliton multimode a été démontrée, et la possibilité d'avoir du soliton monomode dans une fibre multimode à gradient d'indice est investigué également. Nous avons trouvé que les effets non linéaires jouent un rôle essentiel dans la génération des solitons

spatiotemporel, où la non-linéarité équilibre à la fois la dispersion chromatique anormale et la dispersion modale.

Nous avons montré aussi qu'un auto-nettoyage de faisceau de lumière pouvait être obtenu dans une fibre optique multimodale à gradient d'indice. Il conduit, au cours de la propagation dans la fibre, à un transfert progressif de l'énergie des modes propagés vers le mode fondamental. Le faisceau de sortie est alors principalement constitué du mode à profil gaussien proches de celui du mode fondamental. Ce concept est basé sur les effets non linéaires Kerr combiné au phénomène d'auto-imagerie périodique.

En fin, nous avons montré la génération de super- continuum par une impulsion ultra courte et énergétique dans une fibre optique multimodale à gradient d'indice de 50 cm de longueur. La génération de super-continuum est une combinaison entre plusieurs effets non linéaires et les effets linéaires présentés par les dispersions modal et chromatique.





## **Bibliographie**

**Bibliographie**

- [1] D. Richardson, J. Fini, and L. E. Nelson, Space-division multiplexing in optical fibres, *Nat. Photonics* 7, 354 , 2013.
- [2] A. Mafi, "Pulse Propagation in a Short Nonlinear Graded-Index Multimode Optical Fiber," in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 17, pp. 2803-2811, 2012,
- [3] K. Krupa, A. Tonello, B. M. Shalaby, M. Fabert, A. Barthélémy, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, Spatial beam self-cleaning in multimode fibres, *Nat. Photonics* 11, 237, 2017.
- [4] G. Lopez-Galmiche, Z. S. Eznavah, M. Eftekhar, J. A. Lopez, L. Wright, F. Wise, D. Christodoulides, and R. A. Correa, Visible supercontinuum generation in a graded index multimode fiber pumped at 1064 nm, *Opt. Lett.* 41, 2553, 2016.
- [5] Leila GRAINI, communications optiques, Cours, Université 8Mai 1945 – Guelma, 2021.
- [6] Riadh saidi« étude d’une structure de liaison par fibre optique : caractérisation de la propagation et bilan énergétique » mémoire de magister, Université de Biskra, 2010.
- [7] Boubrik Nacer, Chamek Said, Ferhani Samia « Etude et Application de la transmission SDH via fibre optique » Mémoire de fin d’études, Université Mouloud Mammeri, TIZI-OUZOU, 2009.
- [8] Boudemagh Hana « Impact de la dispersion chromatique sur la transmission sur fibre optique simulation par COMSIS » mémoire de master, Université Larbi Ben M’hidi, OUM EL BOUAGUI, 2016.
- [9] Bendrihem Abdelaziz « Etude des phénomènes liés à la propagation dans les fibres optiques» mémoire de magister, Université de Batna, 2013.
- [10] John M. Senior, "Optical Fiber Communications: Principles and Practice", Third Edition, Pearson Education Limited, 2009.
- [11] Pierre-André Bélanger « Les Fibres Optiques - Supplément d’électromagnétisme appliqué» Université Laval- Canada.
- [12] Benchana Mohamed Amine «contrôle du mode spatial dans les fibres pour les communications optiques à haut débit» mémoire de master, Université 8 mai 1945-Guelma,2016.
- [13] Dirk van den Borne « Robust Optical Transmission Systems Modulation and Equalization » Technische Universiteit Eindhoven, 2008.

- [14] Ouadah Mohammed Chamse eddine « Etude des Fibres Microstructurées Compensatrices de Dispersion Chromatique » thèse de doctorat, Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen, 2017.
- [15] Abderrahmen TRICHILI, « Spatial Mode Control in Fibers for High Bit Rate Optical Communications », thèse de doctorat, Sup'Com, 2013.
- [16] EL AKRMI Soumaya « Définition & Optimisation des Limitations Physiques d'un Système de Transmission Optique & Aspect Réseaux Connexes » thèse de doctorat, Université Badji Mokhtar Annaba, 2017.
- [17] Gabriel Charlet « Etude des formats de modulation et des méthodes de détection pour les transmissions multiplexées en longueur d'onde sur fibre optique au débit de 40Gb/s et 100Gb/s », thèse de doctorat, Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des Télécommunications et des Systèmes », 2011.
- [18] Chadouli Sabra et tahi mimouna merabta « Analyse Numérique Et Etude Spectrale De Réseaux De Bragg A Fibre : Compensation De La Dispersion Chromatique Dans Une Ligne De Transmission Optique », mémoire de master, Université de Blida, 12019.
- [19] Sahraoui Djilani « étude des effets non linéaires élastiques dans les fibres optiques » mémoire de master , Université Echahid Hamma Lakhdar -El-Oued , 2016 .
- [20] Logan G. Wright Zachary M. Ziegler Pavel M Lushnikov « Multimode Nonlinear Fiber Optics: Massively Parallel Numerical Solver, Tutorial and Outlook », 2018.
- [21] Thinhinane BENEDINE et Fatma BESSEDIK « Liaison par fibre optique à haut débit Etude des liaisons polychromatiques », mémoire de maser, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2011.
- [22] Logan G. Wright, Zachary M. Ziegler, Pavel M. Lushnikov, Zimu Zhu, M. Amin Eftekhari, Demetrios N. Christodoulides, and Frank W. Wise « Multimode Nonlinear Fiber Optics: Massively Parallel Numerical Solver, Tutorial and Outlook », IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics · August 2017 .
- [23] Beldjilali Khaled et Khelladi Mohammed «Etude pratique sur la maintenance des fibres optiques monomodes», mémoire de master, Université Aboubakr Belkaid Tlemcen, 2018.
- [24] CHEROUANA Abdelbaki « Modélisation des structures de transmission en optique cas des matériaux isotropes et chirale bianisotropes », mémoire de magister, Université de Constantine, 2009.

- [25] Ugir Tegin « Spatiotemporal nonlinear dynamics in graded-index multimode fibers », mémoire de master, université de Bilkent, 2018.
- [26] Partha Mondal « Experimental Investigation of Intermodal Nonlinear Effects in Few-Mode Fibers and Its Application », thèse de doctorat, department of physics indian institute of technology kharagpur, 2019.
- [27] Peter Horak and Francesco Poletti « Multimode Nonlinear Fibre Optics: Theory and Applications » University of Southampton United Kingdom, 2012.
- [28] Govind p. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 3<sup>rd</sup> Edition, Academic press, INC, 2001.
- [29] Katarzyna Krupa , Alessandro Tonello , Alain Barthélémy, Tigran Mansuryan, Vincent Couderc, Guy Millot, Philippe Grelu, Daniele Modotto, Sergey A. Babin, Stefan Wabnitz « Multimode nonlinear fiber optics, a spatiotemporal avenue » APL photonics 4, 110901, 2019.
- [30] Yihang Ding, Xiaosheng Xiao, Kewei Liu, Shuzheng Fan, Xiaoguang Zhang, Changxi Yang, "Spatiotemporal mode-locking in lasers with large modal dispersion", reprint, 2019.
- [31] Dr Rüdiger Paschotta « [https://www.rp-photonics.com/supercontinuum\\_generation.html](https://www.rp-photonics.com/supercontinuum_generation.html) »
- [32] K. Rottwitt and P. Tidemand-Lichtenberg, "Nonlinear Optics: Principles and Applications", CRC Press, 2015.
- [33] Heidt, Alexander Matthias, « Novel coherent supercontinuum light sources based on all-normal dispersion fibers » thèse de doctorat, Université de Jena, 2011.
- [34] BERKANE DYA « Étude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques », mémoire de Magistère, université de Batna.
- [35] M. ZITELLI, M. FERRARO, F. MANGINI, et S. WABNITZ « Singlemode spatiotemporal soliton attractor in multimode GRIN fibers », Photon. Res. 9, 741-748, 2021.