

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Hadj Lakhdar - BATNA 1

Faculté des Sciences de la Matière

Département de Physique



# THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du  
Diplôme de Doctorat

par :

**Siham AZIEZ**

Thème :

---

**Étude de la Propagation des Solitons Vectoriels dans les  
Systèmes à Multiplexage Ultradence en Longueur d'Onde**

---

*Spécialité : Physique des Rayonnements*

Soutenue le : 15/09 / 2021

**Devant le jury :**

Président :	Abdelaziz SID	Professeur	Université de Batna1
Directeur de Thèse :	Derradji BAHLOUL	Professeur	Université de Batna1
Examineurs :	Abdelhamid BOULDJEDRI	Professeur	Université de Batna1
	Mohamed Toufik SOLTANI	Professeur	Université de Biskra
	Mustapha MOUMNI	Professeur	Université de Biskra
	Houria TRIKI	Professeur	Université d'Annaba

# Remerciements

Louange à Dieu seul, et bénédiction et paix soient sur celui après qui il n'y a pas de prophète, et après:

Je remercie Dieu Tout-Puissant de m'avoir aidé à mener à bien cette recherche scientifique. Louange à lui pour sa grande générosité et sa grâce.

J'ai également l'honneur d'exprimer ma sincère gratitude à ceux qui ont eu le mérite après Dieu de produire cette recherche scientifique dans sa forme actuelle, le professeur Derradji BAHLOUL, professeur à l'Université Hadj Lakhdar - Batna 1 et le rapporteur de cette thèse, dans laquelle j'ai trouvé un professeur distingué, généreux dans ses connaissances et son éthique. Il m'a fourni de bons conseils et une bonne opinion qui m'a aidé à surmonter de nombreuses difficultés. Que Dieu le récompense avec la meilleure récompense et lui assure le bien-être.

Avec la même gratitude et le même sincère remerciement, je m'adresse aux professeurs, membres du comité de discussion, présidé par:

- Le Président du comité Professeur Abdelaziz SID Professeur à l'Université de Batna1
- Professeur Abdelhamid BOULDJEDRI, Professeur à l'Université de Batna1
- Professeur Toufik SOLTANI, Professeur à l'Université de Biskra.
- Professeur Mustapha MOUMNI, Professeur à l'Université de Biskra.
- Professeur Houria TRIKI, Professeur à l'Université d'Annaba.

De m'avoir honoré en acceptant de discuter mon travail et d'avoir supporté les difficultés de la lecture, et certains d'entre eux ont eu la peine de voyager, et leurs opinions et suggestions seront pour moi une médaille d'honneur.

Je ne manque pas de remercier tous ceux qui m'ont aidé dans la réalisation de cette thèse avec leurs observations, directions et encouragements, de près ou de loin, et je tiens également à remercier ma généreuse famille.

Enfin, je remercie tous mes collègues du Plateau Technique en Analyses Physico-Chimiques PTAPC\_ BATNA /CRAPC.

Louange à Dieu, et que les bénédictions et la paix soient sur le sceau  
des prophètes et messagers



*Je dédie ce mémoire ...*

*À mes chers parents et surtout.....*

*À qui m'a éclairé sur le chemin de ma vie ...*

*À qui m'a aidé avec ces prières et ces supplications....*

*À qui n'a rien épargné pour me pousser dans toutes les étapes de ma  
vie.....*

*À qui m'a soutenu et m'a aidé dans toutes les difficultés...*

*À qui les mots ne suffisent pas pour que lui dire qu'elle est ma plus  
belle personne que j'ai dans ce monde ...*

*Ma chère mère*

*À celui qu'il m'a soutenu et partagé ma joie et ma tristesse...*

*À mon cher mari*

*À ceux qu'ils m'ont aidé dans la vie et ses difficultés.....*

*À tous ceux avec qui j'ai partagé les plus beaux jours de ma vie.....*

*Mes chères sœurs et mon cher frère*

*Et enfin ... à la chose la plus douce et la plus précieuse que Dieu m'a  
donnée dans cette vie ... mes chers enfants....*

*Mohammed El Amine .... Meriem El Batoul ..... Mounib Abd Allah*

# TABLE DES MATIERES

## TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	1
<b>CHAPITRE I      GENERALITES</b>	
I. 1. Introduction	6
I. 2. Propagation dans les fibres optiques	7
I. 3. Avantages et inconvénients de la fibre optique	8
I. 4. Les matériaux utilisés pour la fabrication des fibres optiques	10
I. 5. Fabrication de la fibre optique en silice	10
I. 5. 1. La préforme	10
I. 5. 2. Le fibrage	11
I. 6. Système de Communication par Fibre Optique	12
I. 7. Effets linéaires dans les fibres optiques	13
I. 7. 1. Atténuation du signal optique	13
I. 7. 2. La dispersion de vitesse de groupe	16
I. 7. 2. a. La dispersion intermodale	16
I. 7. 2. b. la dispersion chromatique	17
I. 7. 3. La dispersion de mode de polarisation	20
I. 8. Effets non linéaires dans les fibres optiques	24
I. 8. 1. L'effet Kerr	25
I. 8. 1. a. L'auto-modulation de phase, (SPM, Self Phase Modulation)	26
I. 8. 1. b. La modulation de phase croisée	27
I. 8. 1. c. Mélange à quatre ondes	28
I. 8. 2. Les diffusions stimulées de la lumière	29
I. 8. 2. a. La diffusion Raman stimulée	29
I. 8. 2. b. La diffusion Brillouin stimulée	31
I. 9. La technique de multiplexage	32
I. 9. a. Le multiplexage spatial	32
I. 9. b. Le multiplexage en polarisation	33
I. 9. c. Le multiplexage temporel	33
I. 9. d. Le multiplexage en longueur d'onde	34
I. 10. Conclusion	35

---

I. 11. Références bibliographique du chapitre I	35
<b>CHAPITRE II PROPAGATION DES SOLITONS VECTORIELS</b>	
II.1. Introduction	37
II. 2. Un peu d'histoire	38
II. 3. Formation d'un soliton optique	40
II. 4. Différents types de solitons optiques	40
II. 4. 1. Solitons temporels	41
II. 4. 1. a. Soliton brillant	42
II. 4. 1. b. Soliton sombre	44
II. 4. 2. Solitons spatiaux	45
II. 4. 3. Billes de lumière	46
II. 5. Propagation d'un soliton dans une fibre optique	46
II. 5. 1. Equation de Schrödinger non linéaire	46
II. 5. 2. Différents régimes de propagation	47
II. 5. 2. a. Régime linéaire non dispersif	47
II. 5. 2. b. Régime dispersif	48
II. 5. 2. c. Régime non linéaire	48
II. 5. 2. d. Régime solitonique	48
II. 5. 3. Différents formes d'impulsions optiques	48
II. 5. 4. Résolution numérique de l'équation de Schrödinger	50
II. 6. Propagation d'un soliton vectoriel dans une fibre optique biréfringente	51
II.7. Conclusion	54
II. 8. Références bibliographique du chapitre II	55
<b>CHAPITRE III PROPAGATION DES SOLITONS VECTORIELS DANS LES SYSTEMES WDM</b>	
III. 1. Introduction	59
III. 2. Avantages de la technologie WDM	60
III. 3. Principe de WDM	61
III. 4. Fonctionnement	64
III. 5. Types de WDM	65
III. 5. a. Coarse-WDM	67
III. 5. b. Dense-WDM	69
III. 5. c. Ultra-Dense-WDM	71
III. 6. Comparaison entre les différents types de multiplexage	72

---

III. 7. Conclusion	76
III. 8. Références bibliographique du chapitre IV	77
<b>CHAPITRE IV      INTERACTION DES SOLITONS OPTIQUE VECTORIELS</b>	
IV. 1. Introduction	79
IV. 2. Interaction entre les solitons	80
IV. 3. Interaction des solitons vectoriels dans les fibres optiques biréfringentes à coefficients variables en présence du Chirp	81
IV. 3. 1. Le chirp (Glissement de fréquence)	81
IV. 3. 2. Simulations numériques de l'interaction des solitons vectoriels dans les fibres optiques biréfringentes managées	82
IV. 3. 2. a. Premier cas $\alpha=0^\circ$	83
IV. 3. 2. b. Deuxième cas $\alpha=45^\circ$	85
IV. 3. 2. b. 1. Soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée	85
IV. 3. 2. b. 2. Interaction entre deux solitons vectoriels chirpé dans une fibre optique managée	89
IV. 3. 2. b. 3. Interaction entre trois solitons vectoriels chirpé dans une fibre optique managée	93
IV. 4. Conclusion	94
IV. 5. Références bibliographique du chapitre III	96
 <b>CONCLUSIONS GENERALE</b>	 99

---

---

## INTRODUCTION GENERALE

En raison de la formidable croissance des nouvelles technologies, et de l'émergence de l'Internet, le domaine des télécommunications d'aujourd'hui s'intéresse à récupérer les informations transférées sans perte et sans changement et de transmettre la plus grande quantité d'informations possible à travers la plus grande distance possible et au plus haut débit. Cela nécessite un système de communication plus efficace et plus fiable répondant aux besoins des utilisateurs, notamment la qualité de service.

Aujourd'hui, les télécommunications par fibres optiques ont acquis une grande importance dans les réseaux de communication à longue portée. Parmi les critères clés de ce succès réside dans la bande passante élevée de la fibre optique, et en particulier les très faibles pertes qu'elle présente. La conception d'un système de transmission de grande capacité est désormais possible. Cela fait de la fibre optique un élément nécessaire des réseaux de télécommunications optiques actuelles [1-5].

Outre son rôle de guidage, les fibres optiques sont à la base de la production de nombreux composants optiques, tels que les amplificateurs, les capteurs, les modulateurs, les filtres, les coupleurs, les réseaux de Bragg, ....etc.

Alors que la demande de débits plus élevés dans les communications optiques continue d'augmenter, de nouvelles générations de systèmes de communication repose sur le multiplexage en longueur d'onde. Il permet le passage de plusieurs ondes de longueurs d'ondes différentes sur la même fibre optique. Cette opération se fait à l'aide d'un multiplexeur (MUX) qui mélange les longueurs d'ondes à l'entrée de la fibre optique, et d'un démultiplexeur (DEMUX) qui les sépare à la sortie. Ce développement permet d'exploiter une plus large bande passante de la fibre optique où chaque longueur d'onde permet un débit allant jusqu'à plusieurs gigabits par seconde [5].

Même si la fibre optique est de loin le support le plus efficace pour la transmission par fil, elle n'est pas idéale. Cela est dû au fait que la propagation dans les fibres optiques rencontre une variété de phénomènes physiques qui affectent la propagation des impulsions en modifiant l'information transportée, en particulier avec l'augmentation du débit. Il est donc

impératif de résoudre ces problèmes de plus en plus complexes afin d'assurer une bonne qualité de transmission.

La solution est d'avoir des d'impulsions solitoniques, qui ont été découvert pour la première fois en 1834 par l'ingénieur écossais John Scott Russell [6], comme une technologie extrêmement prometteuse pour transmettre des débits de données très élevés sur de très longues distances sur des fibres optiques. Le soliton optique est une impulsion lumineuse qui possède une propriété importante où il reste stable au cours de sa propagation grâce à la compensation mutuelle de la dispersion et l'effet non linéaire de Kerr. La propagation d'un soliton optique dans une fibre optique est modélisée par l'équation de Schrödinger non linéaires (NSE)

Pour améliorer les performances de transmission dans les systèmes de télécommunications par fibres optiques, A. HASEGAWA et F. TAPPERT ont montré théoriquement la possibilité de la propagation des solitons dans les fibres optiques en 1973 [7]. Puis, en 1980 l'observation expérimentale des solitons optiques a été démontrée par Mollenauer et al [8].

En réalité, les fibres optiques monomodes permettent la propagation de deux modes de propagation où les polarisations sont orthogonales. Lorsque la fibre optique monomode présente une symétrie circulaire, les deux modes de polarisation se propagent avec la même vitesse de groupe. En revanche, et c'est toujours le cas en pratique, la symétrie circulaire est cassée à cause de plusieurs raisons. L'une de ces raisons réside dans les défauts de fabrication qui conduisent à une ellipticité du cœur. De plus, au cours de l'utilisation, les courbures déforment la fibre optique. Les contraintes mécaniques aussi déforment les fibres optiques lors de leurs installations. Ces derniers éléments conduisent au phénomène de biréfringence qui affecte l'évolution du soliton au cours de sa propagation et donne naissance au concept du soliton vectoriel. La propagation d'un soliton optique vectoriel dans une fibre optique biréfringente est modélisée par un système de deux équations de Schrödinger non linéaires couplées (CNSE)

Dans les systèmes de communication optique à base soliton, les solitons optiques ne peuvent pas se propager sans interagir, surtout quand ils sont proches. L'équilibre entre les effets de la dispersion et l'effet non linéaire de Kerr sera perturbé. Cette perturbation se



traduit par un champ optique commun qui ne sera pas une solution à l'équation non linéaire de Schrödinger (NLS). Ce phénomène est appelé l'interaction des solitons adjacents dans une fibre optique.

Différents types de méthodes de calcul puissantes ont été appliqués avec succès pour extraire la dynamique des solitons optiques afin de comprendre leur comportement dans une fibre optique. Chaque méthode a ses défauts et ses critères d'application pour discuter les solutions de soliton [9-20].

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'interaction des solitons vectoriels adjacents dans les fibres biréfringentes managées en modifiant différents paramètres tels que le chirp (glissement de fréquence) et la distance entre deux solitons vectoriels adjacents. Pour étudier la dynamique de cette interaction, il est nécessaire de résoudre l'équation CNLS à coefficients variables. La résolution de cette équation est difficile analytiquement. Le recours à une résolution numérique est nécessaire où on utilise la méthode de Padé (CSSPS pour *a compact split step Padé scheme*) qui montre leur efficacité en donnant des résultats rapides et précis.

La présente thèse est structurée en quatre chapitres :

Le premier chapitre consiste en une étude théorique sur les fibres optiques en expliquant les principaux effets linéaires et non linéaires qui affectent la propagation de l'information en son sein.

Le deuxième chapitre contient essentiellement une étude sur les solitons optiques et leurs applications. Nous sommes intéressé aussi par les différents types de solitons optiques pouvant se propager dans une fibre optique, et par leur utilisation dans le domaine de télécommunications. À la fin de ce chapitre, nous nous passons sur les solitons vectoriels en étudiant leur importance dans le domaine de télécommunications.

Le troisième chapitre est dédié à la technique de multiplexage en longueur d'onde utilisée pour augmenter la capacité totale d'information transmise dans les systèmes de communication par fibre optique.

Le dernier chapitre est dirigé vers l'origine de l'interaction entre les solitons optiques et son effet sur les solitons individuels. Nous nous intéressons aussi à l'interaction des solitons vectoriels adjacents dans les fibres biréfringentes managées en modifiant différents paramètres tels que le chirp (glissement de fréquence) et la distance entre deux solitons vectoriels adjacents.

### Références bibliographique

- [1] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Third edition, 2021, pages 419-479.
- [2] AIDA SECK, *Contribution à l'optimisation des systèmes de transmission optiques cohérents ( $N \times 100$  Gbit/s) utilisant le multiplexage en polarisation par des formats de modulation en phase et une conception de ligne limitant l'impact des effets non-linéaires*, Thèse de Doctorat conjoint Télécom Sudparis et l'Université Pierre et Marie Curie, Thèse n° 2014 TELE0008, 2014.
- [3] MEHUL G.PATEL, S. B. KHANT, *Soliton Transmission in Fiber Optics for Long Distance Communication*, IJAREEIE, Vol. 3, Issue 2, February 2014.
- [4] G. V. SIMAEYS, *Instabilité, solitons et solhiatons, une approche expérimentale de la dynamique non linéaire en fibres optiques*, Thèse de Doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2002-2003, 86-90.
- [5] GRAINI LEILA, *Applications des similaritons dans les systèmes de télécommunications par fibre optique à très haut débit*, thèse de Doctorat, UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA, 2017.
- [6] J. S. Russell, *Report on waves "Report of the fourteenth meeting of the british association for advancement of science"*, Londres, Plates XLVII-LVII, 1844, pages 311-390.
- [7] A. Hasegawa & F. Tappert, *Transmission of Stationary Nonlinear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers. I. Anomalous Dispersion*, Applied Physics Letters 23, 1973, pages 142-144.
- [8] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen & J. P. Gordon, *Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers*, PHYSICAL REVIEW LETTERS 45, 1980.
- [9] B. Younas & M. Younis, *Chirped solitons in optical monomode fibers modeled with Chen- Lee-Liu equation*, Pramana JOURNAL OF PHYSICS 94 (1), 2020.

- [10] A. Biswas, Y. Yildirim, E. Yasar, Q. Zhou, S.P. Moshokoa & M. Belic, *Optical soliton solutions to Fokas-lenells equation using some different methods*, Optik 173, 2018, pages 21–31.
- [11] C. Chen, *Singular solitons of Biswas-Arshed equation by the modified simple equation method*, Optik 184, 2019, pages 412–420.
- [12] M. Younis, U. Younas, S. U. Rehman, M. Bilal & A. Waheed, *Optical bright-dark and Gaussian soliton with third order dispersion*, Optik 134, 2017, pages 233–238.
- [13] Y. Yildirim, *Optical solitons of Biswas-Arshed equation by trial equation technique*, Optik 182, 2019, pages 876–883.
- [14] K. U. Tariq, M. Younis & S.T. R. Rizvi, *Optical solitons in monomode fibers with higher order nonlinear Schrodinger equation*, Optik 154, 2018, pages 360–371.
- [15] H. Bulut, T. A. Sulaiman & B. Demirdag, *Dynamics of soliton solutions in the chiral nonlinear Schrodinger equations*, Journal of Nonlinear Dynamics 91 (3), 2018, pages 1985–1991.
- [16] H. U. Rehman, M. Younis, S. Jafar, M. Tahir & M. S. Saleem, *Optical solitons of Biswas-Arshed model in birefringent fiber without four wave mixing*, Optik 164669, 2020.
- [17] W. Gao, B. Ghanbari, H. Gunerhan & H. M. Baskonus, *Some mixed trigonometric complex soliton solutions to the perturbed nonlinear Schrodinger equation*, Modern Physics Letters B 34 (3), 2020.
- [18] W. Gao, H. F. Ismael, H. Bulut & H. M. Baskonus, *Instability modulation for the (2+1)-dimension paraxial wave equation and its new optical soliton solutions in Kerr media*, Physica Scripta 95, 2020, pages 1–12.
- [19] K. Ali, S.T.R. Rizvi, B. Nawaz & M. Younis, *Optical solitons for paraxial wave equation in Kerr media*, Modern Physics Letters B 33 (03), 2019.
- [20] H. Triki & A. Biswas, *Sub pico-second chirped envelope solitons and conservation laws in monomode optical fibers for a new derivative nonlinear Schrödinger's model*, Optik - International Journal for Light and Electron Optics 173, 2018.

**CHAPITRE I****GENERALITES**

---

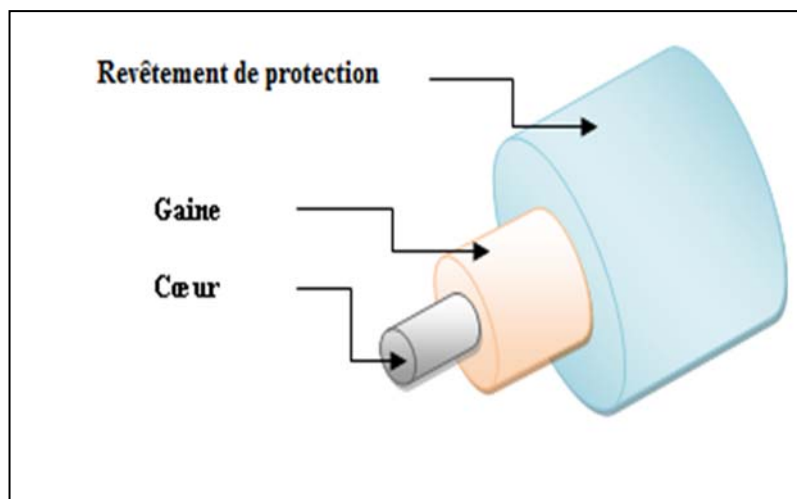
**I. 1. Introduction :**

Dans ce premier chapitre, nous allons introduire quelques généralités et notions sur les systèmes de transmission par fibre optique pour mieux comprendre ce travail de thèse. Ainsi, nous allons nous intéresser à la fabrication des fibres de silice, la propagation de la lumière dans les fibres optiques, et la composition d'un système de communication par fibre optique. Nous présentons aussi les effets linéaires et non linéaires qui limitent la performance de ces systèmes. Nous allons introduire également la technique de multiplexage utilisée pour augmenter la capacité totale d'information transmise dans ces systèmes.

## I. 2. Propagation dans les fibres optiques :

Une fibre optique est un guide d'onde diélectrique très fin en verre ou en plastique et généralement cylindrique. Elle est constituée de deux milieux de propagation cylindriques concentriques formés d'un verre de silice transparent et dopé. La zone intérieure d'une dizaine de microns de diamètre, appelé le cœur d'indice de réfraction  $n_c$ , est entouré d'une gaine concentrique d'indice de réfraction  $n_g$  légèrement inférieur à celui du cœur. Le tout est entouré d'un revêtement de protection mécanique constitué d'un polymère, qui n'a aucun rôle dans le guidage de la lumière.

Dans le cas où les indices de réfractifs dans le cœur et dans la gaine sont constants, on dit que la fibre est à saut d'indice (*Step-Index Fibers*). Dans l'autre cas, si l'indice de réfraction du cœur n'est pas constant, on dit que la fibre est à gradient d'indice (*Graded-Index Fibers*),



**Figure. I.1** : Schéma d'une fibre en silice.

Dans une fibre optique, l'information est transportée sous forme d'impulsions lumineuses, guidées au sein du cœur. Ce dernier, a un indice de réfraction plus élevé que celui de la gaine. Lorsqu'un rayon lumineux est introduit dans la fibre optique, il subit une succession de réflexions totales à chaque fois qu'il passe sur l'interface cœur-gaine. Le guidage de la lumière se fait donc grâce à la loi de Snell-Descartes par la réflexion totale interne.

La différence d'indices entre le cœur et la gaine peut être réalisée en incorporant des dopants, tels que [1,2,3,6]:

- L'oxyde de germanium  $\text{GeO}_2$  et l'oxyde de phosphate  $\text{P}_2\text{O}_5$  qui augmentent l'indice dans le cœur.
- Le bore et le fluor qui le font diminuer dans la gaine.

L'ouverture numérique  $ON$  est un des paramètres les plus importants d'une fibre optique. Lorsqu'une impulsion lumineuse est injectée dans une fibre optique, elle doit être incluse dans le cône d'acceptance de demi-angle  $\theta$ . L'ouverture numérique est définie comme [1] :

$$ON = \sin\theta = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{I.1}).$$

Pour que la propagation soit monomode, on définit la fréquence normalisée qui est une autre caractéristique essentielle donnée par [2] :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{I.2}),$$

Où le paramètre  $a$  est le rayon du cœur. Pour avoir une fibre optique monomode (SMF pour 'Single-Mode Fibers'), la condition  $V < 2.405$  doit être vérifiée. Au-delà de cette valeur, la fibre optique est multimodes (MMF pour 'Multi-Mode Fibers').

### I. 3. Avantages et inconvénients de la fibre optique :

L'utilisation des fibres optiques dans les télécommunications a fait leur importance grâce à la propriété de présenter une faible atténuation autour de  $1.55 \mu\text{m}$ . En plus de leur très large bande passante d'environ  $50 \text{ THz}$  [7]. En outre, les fibres optiques ont la possibilité de transmettre des débits d'information bien supérieurs à ceux portés par d'autres supports (cuivre, etc.), sur des distances considérées (plusieurs centaines de kilomètres).

Il existe plusieurs avantages concernant la transmission de l'information par les fibres optiques par rapport aux autres supports de communication [8] :

- Une Bande Passante très élevée ( $50 \text{ THz}$ ) que les câbles métalliques.
- Très faible atténuation que les signaux électrique (de l'ordre de  $0.148 \text{ dB/km}$ ).
- Un grand débit d'information.

- Vitesse de propagation élevée.
- Insensibilité aux rayonnements (perturbations) électromagnétiques et n'en génère pas elle-même.
- Le cout du verre étant moins cher que le cuivre, alors, plusieurs kilomètres de câble optique peuvent être moins chers que plusieurs kilomètres de fil de cuivre.
- La fibre ne présente pas de risque d'étincelle puisqu'il est un diélectrique.
- Il n'y a pas d'interférence des signaux lumineux d'une fibre optique avec ceux d'autres fibres dans le même câble.
- Le poids d'un câble optique reste moins lourd qu'un fil de cuivre comparable.
- Il n'y a aucun moyen de détecter les données transmises par les fibres optiques, donc, elles fournissent un support de transmission extrêmement sécurisé.
- Elle détecte les dommages de façon rapide.
- Les fibres optiques durent généralement environ plus de 100 ans.

Continuant maintenant par les inconvénients de la fibre optique :

- Les fibres optiques nécessitent plus de protection autour du câble par rapport au cuivre puisqu'ils sont fragiles.
- Le coût de fabrication des fibres optiques étant moins chère et ayant une durée de vie plus longue, mais leur installation est très coûteuse.
- La possibilité du casement des brins de fibres optiques facilement.
- Il faut que la distance entre l'émetteur et le récepteur être courte. Sinon, les répéteurs doivent être utilisés.
- Les oiseaux aiment collectionner les gaines de Kevlar pour la nidification.
- Les requins sont connus pour gêner les câbles à fibres optiques.

Finalement, la fibre reste bien plus avantageuse que le cuivre.

Un câble en fibre optique peut porter typiquement environ 9000 chaînes téléphoniques ou plus de 1000 chaînes de musique ou 8 chaînes de télévision. Ces chiffres sont cinq fois plus élevés à ce qu'ils peuvent prendre en charge un câble de cuivre [9].

#### **I. 4. Les matériaux utilisés pour la fabrication des fibres optiques :**

Le matériau utilisé presque toujours dans la fabrication des fibres optiques utilisées dans les réseaux de télécommunication est la silice amorphe. Cependant, plusieurs efforts sont faits pour la réalisation de fibres optiques exotiques à base d'autres types de verres comme les verres fluorés, le tellure (Te), le bismuth (Bi), le chalcogénure (GLSO) ou encore le SF<sub>6</sub>.

L'intérêt porté pour de tels verres provient du fait que :

- ✓ Ces verres présentent de forts indices de réfraction se traduisant par une stimulation d'un indice non linéaire élevé qui permet d'obtenir des coefficients non linéaires bien supérieurs à ceux de la silice.
- ✓ Les fenêtres de transparence de ces matériaux sont fortement décalées dans l'infrarouge. En conséquence, le zéro de dispersion du matériau se trouve à des longueurs d'onde élevées.

En revanche, les fibres de verre non silice présentent des inconvénients tels que des difficultés dans la fabrication des fibres optiques et des pertes encore très élevées, ainsi que des difficultés d'utilisation dues à des problèmes mécaniques.

#### **I. 5. Fabrication de la fibre optique en silice :**

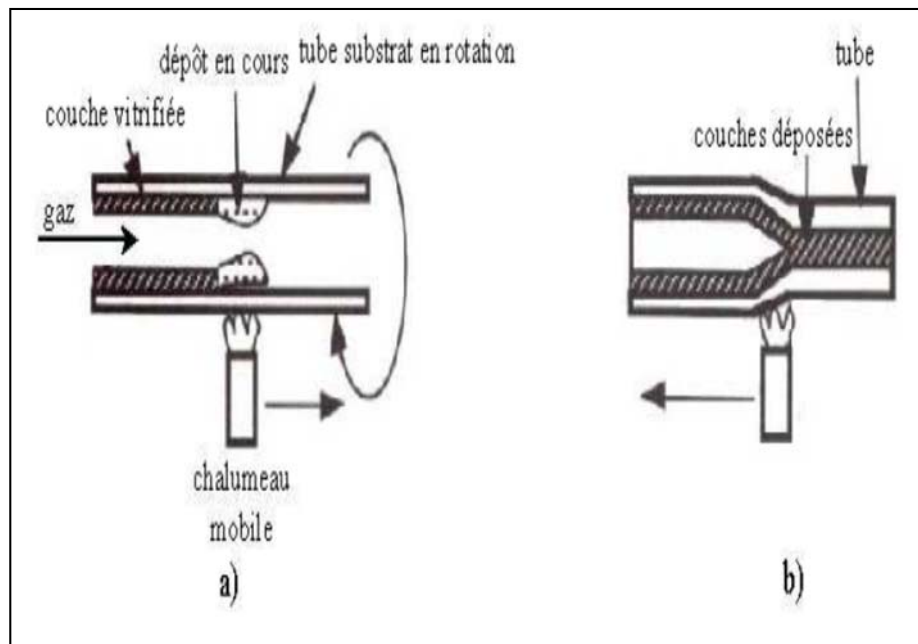
La fabrication de la fibre optique se décompose en trois étapes [10,11]:

##### **I. 5. 1. La préforme :**

La préforme est la première étape dans la fabrication de la fibre, et permet de définir macroscopiquement sa géométrie et ces propriétés.

On commence par la construction d'un cylindre en silice de plusieurs dizaines de centimètres de long et d'un centimètre de diamètre, qui sera ensuite coupé de façon à obtenir une fibre identique à celle étudiée théoriquement. La silice est un composé de dioxyde de silicium SiO<sub>2</sub>, entre dans la composition d'un grand nombre de minéraux, tels que le quartz, la calcédoine et l'opale. Le cœur de la fibre, nécessite une silice très pure contient un minimum d'ions hydroxydes OH<sup>-</sup>.

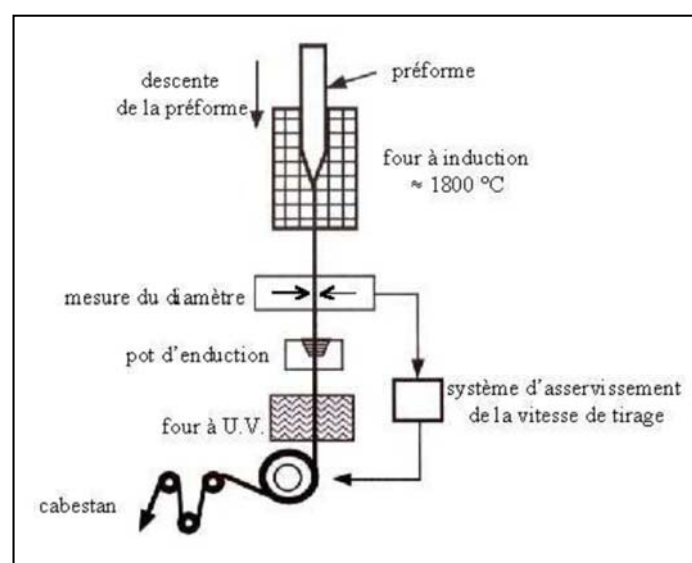




**Figure. I. 2 :** Fabrication de préforme par le procédé MCVD. a) dépôt. b) rétreint [10].

### I. 5. 2. Le fibrage :

L'étape de fibrage est la transformation de la préforme en fibre optique. Premièrement, le cœur est entouré d'une silice de qualité moins qui forme la gaine optique. La différence d'indices entre le cœur et la gaine est réalisée par l'incorporation des dopants, tels que le germanium et le phosphore. Ces dopants font augmenter l'indice dans le cœur tandis que le bore et le fluor qui le font décroître dans la gaine.



**Figure. I. 3 :** Schéma d'une tour de fibrage [10].

## I. 6. Système de Communication par Fibre Optique :

Aujourd'hui, les systèmes de transmission numériques peuvent transmettre tout type d'informations, telles que la voix, des vidéos, les données, etc. Ces systèmes peuvent être trouvés dans tous les niveaux du réseau. Un réseau est un ensemble d'équipements reliés entre eux grâce à des lignes fixe (câbles, fibre optique, ...) ou des ondes hertziennes (réseau sans fil) dans le but d'échanger des données. Habituellement, on distingue trois types de réseau fixe [12] :

- Le réseau local (LAN pour *Local Area Network*) : est un réseau couvrant une zone plus petite, comme un campus ou un bâtiment.
- Le réseau métropolitain (MAN pour *Metropolitan Area Network*) : c'est l'interconnecte de plusieurs LANs. Il est optimisé pour une zone géographique allant de plusieurs blocs de bâtiments à des villes entières.
- Le réseau étendu ou longue distance (WAN pour *Wide Area Network*) : c'est l'interconnecte de plusieurs LANs ou MANs. Il est généralement constitué de liaisons de communications couvrant une vaste région, comme un pays.

Un système de transmission par fibre optique se compose de trois composants :

- ✓ Une source optique (appelée émetteur) qui peut être classée en deux catégories :
  - Diode Electroluminescente (DEL) : C'est une source incohérente et son spectre d'émission est assez large. Principalement utilisé dans les systèmes de transmission ne nécessitant pas de très grandes bandes passantes.

- Diode LASER (DL) : C'est une source cohérente et est utilisée en particulier dans les systèmes de transmission à très grandes distances. (faible largeur spectrale  $\Rightarrow$  Bande passante importante).

Le rôle de l'émetteur optique est de convertir le signal électrique en signal optique.

- ✓ Une ligne de transmission (fibre optique, amplificateur) : la fibre optique transmet le signal optique de l'émetteur optique au récepteur optique.
- ✓ Un récepteur (PIN ou APD) : il reconvertit le signal optique en signal électrique et est spécialement équipé d'un détecteur composé d'une ou plusieurs photodiodes. Les photodiodes peuvent être précédées d'un démodulateur employé pour récupérer l'information de la phase du signal optique [13].

Le récepteur dans les liaisons de télécommunications par fibre optique est un composant aussi essentiel que l'émetteur.

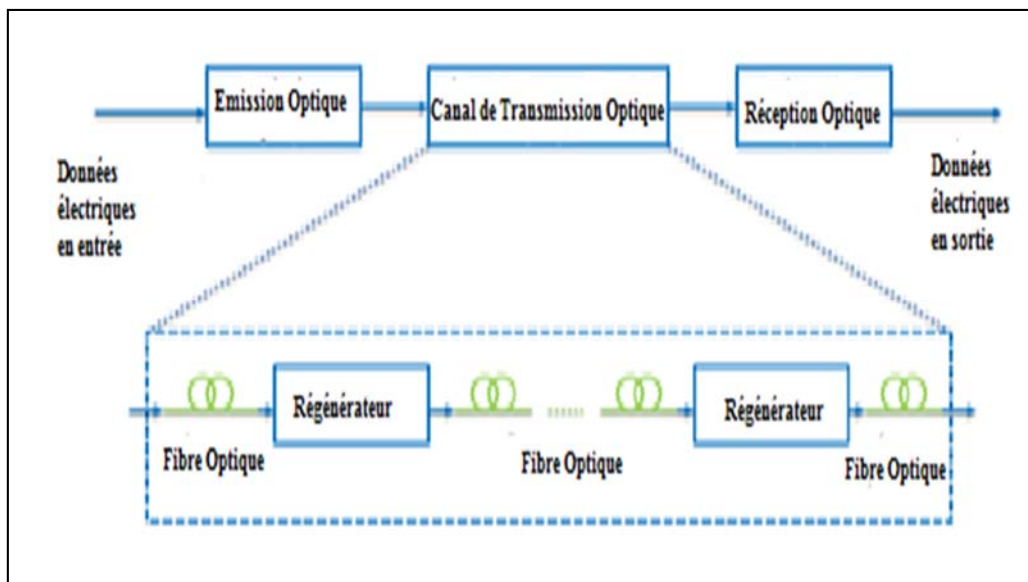


Figure. I. 4 : Schéma de principe d'une liaison optique [17]

## I. 7. Effets linéaires dans les fibres optiques :

### I. 7. 1. Atténuation du signal optique :

Dans une fibre optique, l'atténuation conduit à la diminution de la puissance du signal optique en fonction de la distance au niveau du récepteur. Si  $P_i$  est la puissance lancée à l'entrée d'une fibre optique de longueur  $L$ , la puissance transmise  $P_s$  est donnée par [1] :

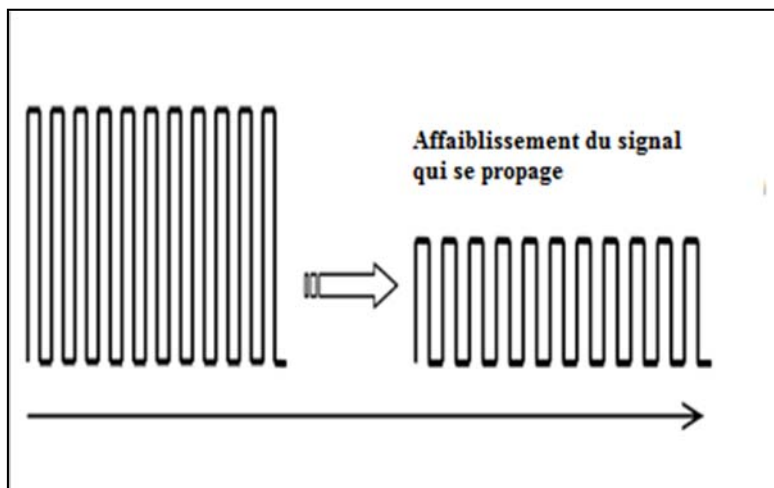
$$P_s = P_i \exp(-\alpha L) \quad (I.3),$$

Où la constante d'atténuation  $\alpha$  est une mesure des pertes totales des fibres optiques de toutes les sources [1,2].

Dans la plupart des cas, l'atténuation est exprimée en  $\text{dB}\cdot\text{km}^{-1}$ , et est donnée par la relation suivante [1]:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log_{10} \left( \frac{P_s}{P_i} \right) \approx 4.343\alpha \quad (I.4),$$

Où l'équation (I.3) a été utilisée pour relier  $\alpha_{dB}$  et  $\alpha$ .



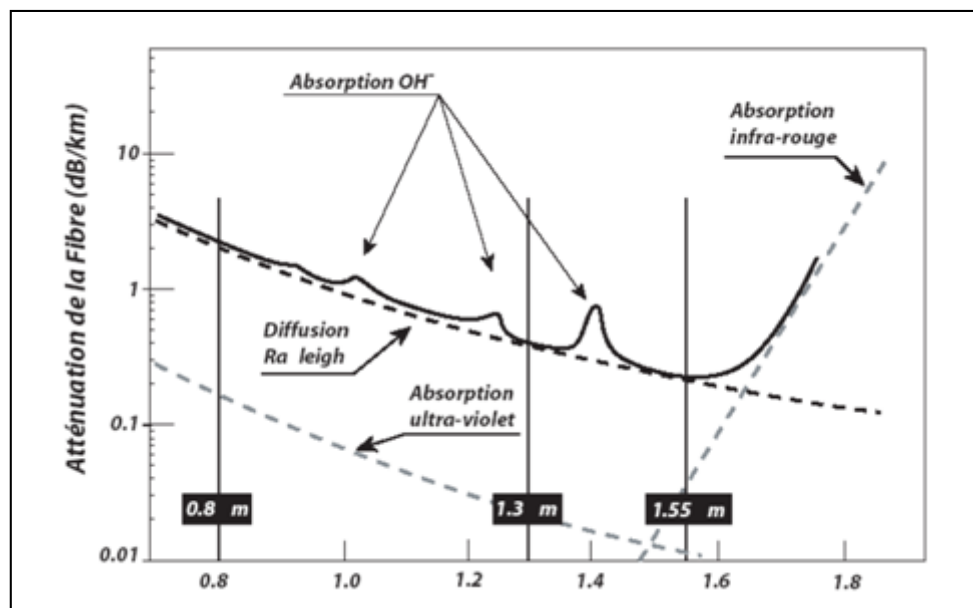
**Figure. I. 5 :** Atténuation du signal optique qui se propage dans une fibre optique

En fonction de l'atténuation, les fibres optiques peuvent être utilisées pour la transmission principalement dans deux fenêtres en longueur d'onde :

- Les fenêtres à  $1.3\mu\text{m}$  (1300 nm) : l'atténuation est au-dessous de 0.5 dB/km. Puisque la dispersion de la fibre est aussi minimale près de cette longueur d'onde, cette fenêtre de faibles atténuation a été utilisée pour les systèmes d'onde lumineuse de deuxième génération [1] ce qui correspond à la 2ème fenêtre des télécoms

- Les fenêtres à 1500 nm : La valeur minimale des pertes se situe autour de cette longueur d'onde. Elle est de l'ordre de 0,2 dB/km ce qui correspond à la 3ème fenêtre des télécoms. Les études menées dans les années 2000 ont prouvé que la valeur du coefficient d'atténuation dans les fibres en Silice est de  $0.148 \text{ dB}\cdot\text{km}^{-1}$  [1]

Bien sûr, la 1<sup>ère</sup> fenêtre qui a été utilisée pour les premiers réseaux télécoms était autour de  $0.8\mu\text{m}$ , et a été pratiquement abandonnée.



**Figure. I. 6 :** Fenêtres dans une fibre optique [7]

L'atténuation dans une fibre optique provient essentiellement de l'absorption et à la diffusion Rayleigh dans la fibre optique. Elle résulte de plusieurs mécanismes :

- ✓ Les pertes intrinsèques dépendent essentiellement de la nature physico-chimique de la fibre optique, et est causée par :
  - Les pertes par absorption moléculaire se traduisent par le fait que les rayons optiques sont absorbés par la silice et par les impuretés qu'elle contient.
  - La diffusion Rayleigh peut être provoquée par les fluctuations de concentration des éléments dopants introduits lors de la fabrication des fibres optiques et qui ont pour effet de faire varier localement l'indice de réfraction. Par conséquent, une petite fraction de l'énergie incidente est

diffusée dans toutes les directions en tout point de l'espace pendant la propagation.

- ✓ Les pertes extrinsèques dépendent généralement du couplage fibre-fibre ou fibre-composants.

Pour compenser l'atténuation de la puissance lumineuse du signal optique on utilise des amplificateurs optiques comme répéteurs qui réengendrent le signal affaibli après des dizaines de kilomètres de propagation le long de la fibre.

### I. 7. 2. La dispersion de vitesse de groupe :

Dans une fibre optique, la dispersion se manifeste par la distorsion du signal optique durant leur propagation et se traduit par un élargissement des impulsions.

Il existe deux types de dispersion, la dispersion chromatique et la dispersion intermodale :

#### I. 7. 2. a. La dispersion intermodale :

La dispersion intermodale n'est présente que dans les fibres multimodes. La principale cause de cette dispersion provient du fait que, dans une fibre multimode, plusieurs modes se propagent, chacun suit un trajet différent avec une vitesse de propagation différente. Par conséquent, l'énergie lumineuse transmise se répartit entre les différents modes. En réception, les retards entre les différents rayons composant le signal lumineux conduit à une distorsion du signal électrique, et l'impulsion lumineuse injectée dans la fibre va s'élargir.

La dispersion intermodale est exprimée en ns/km et est définie par la relation :

$$D = \frac{\Delta T}{L} \quad (I.5).$$

Pour estimer le produit débit-portée ( $B.L$ ) des fibres multi-mode à saut d'indice, nous imposons que l'étalement soit être inférieur à  $T_B = 1/B$  [1]. On écrit donc :

$$\Delta T = \frac{L n_c^2}{c n_g} \Delta \leq \frac{1}{B} \quad (I.6).$$

Donc :

$$BL \leq \frac{cn_g}{n_c^2 \Delta} \quad (I.7).$$

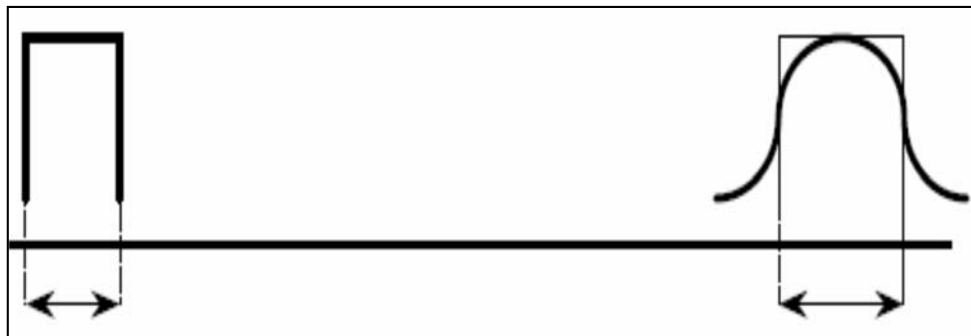
La grandeur  $BL$  veut dire : transmettre sur la plus grande distance possible un maximum d'information. On comprend maintenant aisément l'intérêt du faible guidage ( $\Delta \ll 1$ ) c'est-à-dire de l'utilisation d'une gaine d'indice très légèrement inférieur à celui du cœur.

Prenons un exemple [1] :

- Une fibre optique sans gaine optique :  $n_c=1.5$ ;  $n_g=1$ ;  $\Delta=0.27$ ;  $B.L < 0.4 \text{Mbits/s.Km}$   
 $B.L < 0.4 \text{Mbits/s.Km}$ .
- Une fibre optique avec gaine optique :  $n_c=1.5$ ;  $n_g=1.47$ ;  $\Delta=0.002$ ;  
 $B.L < 100 \text{Mbits/s.Km}$ . Les telles fibres peuvent communiquer les données avec un débit de  $10 \text{Mbits/s}$  sur des distances jusqu'à  $10 \text{Kms}$ . La dispersion intermodale peut être réduite si on utilise des fibres à gradient d'indice plutôt que des fibres à saut d'indice.

### I. 7. 2. b. la dispersion chromatique :

Les fibres monomodes résolvent le problème de la dispersion intermodale en permettant d'augmenter les débits de données jusqu'à ce que la dispersion chromatique produise un étalement d'impulsion inacceptable.



**Figure I. 7 :** Effet de la dispersion chromatique : le signal qui se propage s'élargit [18].

La dispersion chromatique est due essentiellement à deux effets : la dispersion du matériau et la dispersion du guide d'onde.

$$D_{chrom} = D_{mat} + D_{guide}$$

- **la dispersion du matériau** : la dépendance de l'indice de réfraction de la silice, qui compose majoritairement les fibres, en fonction de la longueur d'onde conduit à une modification de la vitesse de groupe propre du milieu.
- **la dispersion du guide** : La dispersion du guidage correspond à la variation de l'indice effectif d'un mode particulier en fonction de la longueur d'onde optique même si l'indice du matériau était constant.

Ces deux effets contribuent ensemble à la dispersion de vitesse de groupe que l'on peut exprimer en termes de variation de la constante de propagation en fonction de la fréquence optique.

On peut donc procéder à un développement de la constante de propagation  $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$  en série de Taylor autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  de l'impulsion :

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = & \beta_0 + \frac{\partial \beta}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 \\ & + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3} (\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24} \frac{\partial^4 \beta}{\partial \omega^4} (\omega - \omega_0)^4 + \dots \end{aligned} \quad (\text{I.8}),$$

Où  $\beta_m = \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m}$ , avec  $(m=0,1,2,\dots)$ . La constante de propagation  $\beta_0 = n(\omega_0)\omega_0/c$  et  $n(\omega_0)$  est l'indice de réfraction à la pulsation  $\omega_0$ .

Le terme  $\beta_1 = \frac{\partial \beta}{\partial \omega}$ , correspond à l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde lumineuse

$(v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega}\right)^{-1})$ . Le terme  $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$  est le paramètre de la dispersion de la vitesse de

groupe (GVD pour « *Group Velocity Dispersion* ») et est responsable de l'élargissement temporel des impulsions. Les deux paramètres  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont donné par les relations suivantes [1,2]:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (\text{I.9}),$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (\text{I.10}),$$



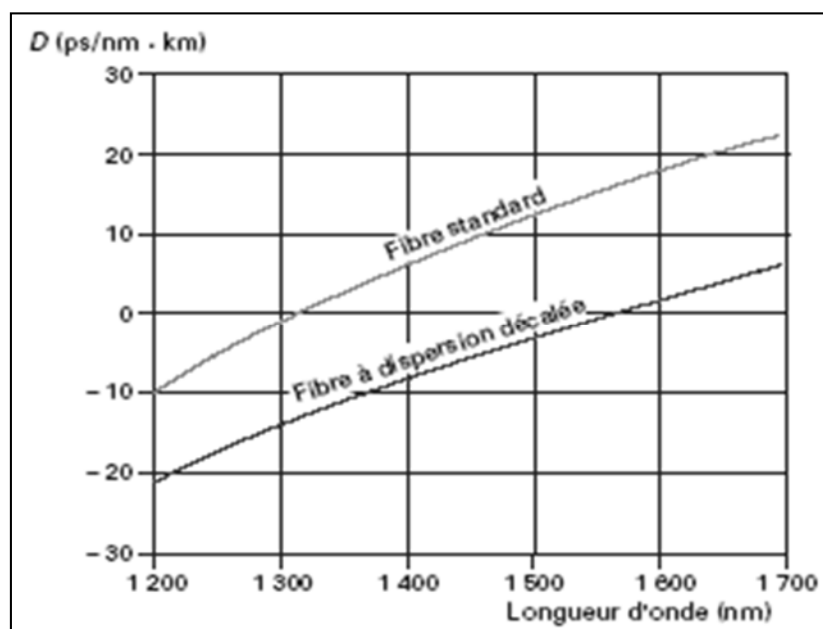
Où  $n_g$  est l'indice de groupe et  $v_g$  est la vitesse de groupe (encore appelée la vitesse de déplacement de l'enveloppe du signal optique).  $\beta_3 = \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3}$  et  $\beta_4 = \frac{\partial^4 \beta}{\partial \omega^4}$  sont les termes de dispersion d'ordres supérieurs que nous allons traiter ultérieurement.

La propriété de la dispersion chromatique d'une fibre est désignée par le paramètre du retard de groupe,  $D$ , qui a une unité de  $ps/nm/km$ , et peut être décrit par [2]:

$$D = \frac{-2\pi c \beta_2}{\lambda^2} \quad (I.11),$$

Évidemment, la convention de  $D > 0$  ( $D < 0$ ) est utilisée quand l'information, à une longueur d'onde plus courte, propage plus vite (plus lente), un cas appelé dispersion anormale (normale).

Pour une fibre monomode,  $D$  devient 0 ( $16 ps/nm/km$ ) à  $\lambda = 1300nm$  ( $1550nm$ ) [1,4]. Il existe un autre type des fibres où la dispersion du groupe  $D$  est nulle à une longueur d'onde égale à  $1550nm$  [1,4] où les pertes sont minimales. Ce type des fibres est connu sous le nom d'une fibre à dispersion décalée (*dispersion-shifted fibers*) (Figure I.8).



**Figure. I.8** : La dispersion chromatique pour une fibre standard et une fibre à dispersion décalée [4].

On peut définir le paramètre de la pente de dispersion ‘ $S$ ’ comme la variation du paramètre de dispersion  $D$  en fonction de la longueur d’onde :

$$S = \frac{\partial D}{\partial \lambda} = \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \left| \frac{4\pi c}{\lambda^3} \right| \beta_2 \quad (\text{I.12}).$$

Le paramètre  $\beta_3 = \left. \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}$  représente le terme de la dispersion de 3<sup>ème</sup> ordre.

La valeur numérique de la pente de dispersion joue un rôle important dans les systèmes à multiplexage en longueur d’onde (WDM pour « *wavelength division multiplex system* ») [1]. Pour la plupart des fibres optiques  $S > 0$ , donc, les différents canaux ont des valeurs légèrement différentes de dispersion de vitesse de groupe. Alors c’est difficile de compenser simultanément la dispersion pour tous les canaux. Pour résoudre ce problème, un nouveau genre des fibres optiques a été utilisé pour lequel  $S$  est petit (des fibres à pente réduite « *reduced-slope fibers* ») ou négatif (des fibres à dispersion inverse « *reverse-dispersion fibers* »).

Pour une fibre monomode standard, la pente de dispersion est de  $0.057 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-2}\cdot\text{km}^{-1}$  à  $1550 \text{ nm}$  [7]. Dans les systèmes de transmission WDM, différentes manières sont utilisées pour la compensation de la dispersion cumulée à cause des interactions entre la dispersion chromatique et les effets non-linéaires.

En réalité, la dispersion cumulée peut être compensée en une seule fois à la fin de propagation, et est aussi possible de répartir la compensation de dispersion tout le long du système [7]. C’est le principe de la gestion de dispersion en ligne.

### I. 7. 3. La dispersion de mode de polarisation :

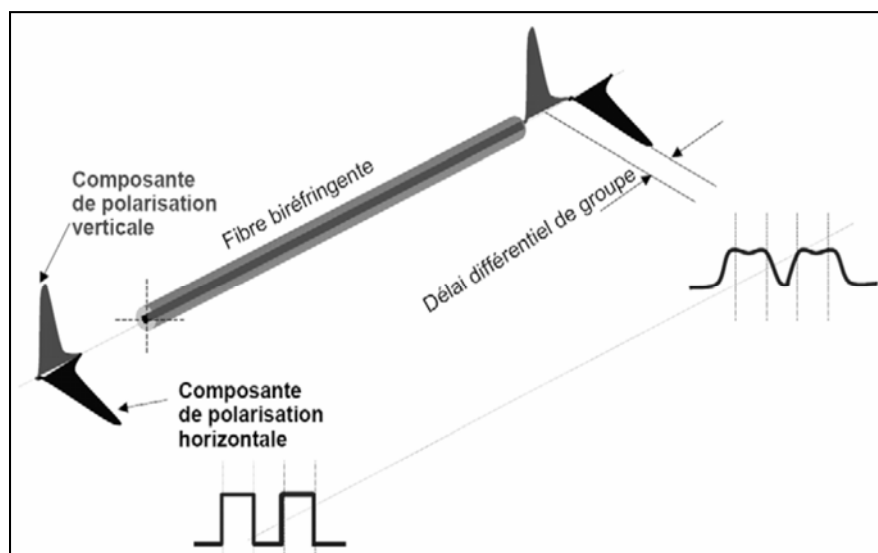
Lorsque la dispersion chromatique est généralement compensée à une valeur faible mais non nulle dans les systèmes à multiplexage en longueur d’onde dense (DWDM pour *dense wavelength division multiplexed systems*), le débit peut être augmenté jusqu’à ce qu’il soit limité par l’effet de la dispersif de troisième ordre et la dispersion de mode de polarisation (PMD pour *Polarization mode dispersion*). La dispersion de mode de polarisation a été étudiée largement pendant 1990 à cause de son importance pour les systèmes à long-courrier.

Aujourd'hui, il constitue un des facteurs limitant de la bande passante des systèmes de propagation par fibres optiques [9].

La dispersion de mode de polarisation représente une autre cause de l'élargissement temporel d'une impulsion à la traversée de la fibre, elle est décrite par le changement de l'état de polarisation du mode électromagnétique.

En principe, dans une fibre optique monomode parfaitement circulaire et ne soumise pas à des contraintes extérieures, la polarisation ne devrait pas évoluer le long de la fibre. Le mode fondamental  $HE_{11}$  correspond à deux modes dégénérés, polarisés orthogonalement. Ces deux modes de polarisation voient le même indice de réfraction (parce qu'ils ne dépendent pas de l'état de polarisation considéré). Donc, ces deux modes se propagent à la même vitesse.

Cependant, les fibres optiques ne sont pas parfaitement à symétrie cylindriques. La cause est que la fibre optique peut subir certains défauts lors de la fabrication tels qu'une ellipticité du cœur ou à cause des contraintes résiduelles. Les fibres optiques peuvent aussi subir des contraintes mécaniques lors de leurs installations. Tous ces phénomènes nous conduisent à ce qu'on appelle la biréfringence [14,15] dans la fibre optique où l'indice de réfraction de la fibre optique devient dépendant de l'état de polarisation considéré.



**Figure I.9:** Effet de la PMD du 1<sup>er</sup> ordre dans les transmissions optiques [18].

Généralement, la fibre optique peut supporter deux modes de propagation suivant deux états de polarisation orthogonaux. Si un signal optique est injecté dans la fibre avec un état de polarisation quelconque, il apparaît localement deux axes de propagation, un axe rapide  $OX$  où l'indice de réfraction est plus petit et un axe lent  $OY$  où l'indice de réfraction est plus élevé. Donc, la dégénérescence du mode fondamental  $HE_{11}$  est levée en deux modes  $HE_{11x}$  et  $HE_{11y}$  en conduisant à la modification de l'état de polarisation de la lumière injectée dans la fibre par la biréfringence. Les constantes de propagation  $\beta_x$  et  $\beta_y$  des deux modes suivant deux états de polarisation orthogonaux sont différentes. Le degré de biréfringence d'une fibre monomode est défini comme suivant [1,2] :

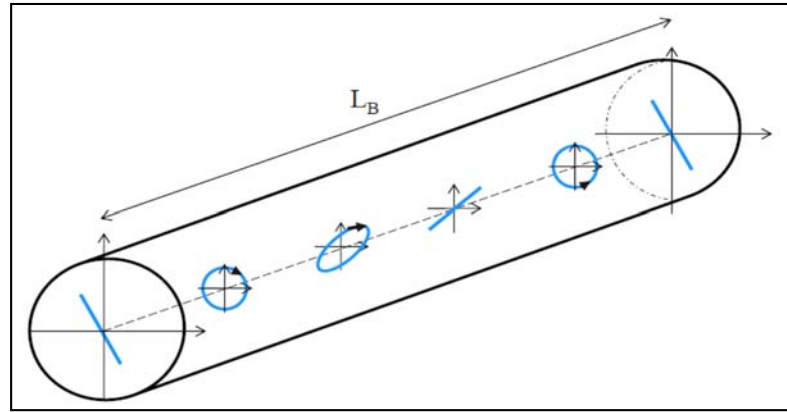
$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = \Delta n = |n_x - n_y| \quad (\text{I.13}),$$

Où  $n_x$  et  $n_y$  sont les indices de réfraction effectifs des deux états de polarisation correspondant aux directions orthogonales  $x$  et  $y$ .

Lorsqu'un signal optique injecté est polarisé à  $45^\circ$  des axes, mais pas suivant un des axes propres, l'état de polarisation de l'onde incidente varie en fonction de la distance de propagation. Son état de polarisation initial sera retrouvé au bout d'une longueur dite longueur de battement  $L_B$  (voir Fig. I.10) donnée par :

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B} \quad (\text{I.14}),$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayon lumineux injecté. La différence d'indices, dans les fibres standards usuelles, qui dépend de la longueur d'onde de la lumière, est de l'ordre de :  $10^{-7} < n_y - n_x < 10^{-5}$  [9].



**Figure I.10** : Evolution des états de polarisation et représentation de la longueur de battement [7].

Dans une fibre optique ayant une biréfringence constante (par exemple, une fibre à maintien de polarisation), l'élargissement de l'impulsion peut être estimé du retard du temps  $\Delta T$  entre les deux modes de polarisation. Pour une fibre optique de longueur  $L$ ,  $\Delta T$  est donné par :

$$\Delta T = \left| \frac{L}{v_{gx}} - \frac{L}{v_{gy}} \right| = L |\beta_x - \beta_y| = L(\Delta\beta) \quad (\text{I.15}),$$

Où les indices  $x$  et  $y$  identifient les deux modes orthogonalement polarisés,  $v_{gx} = \left( \frac{d\beta_x}{d\omega} \right)^{-1}$  et  $v_{gy} = \left( \frac{d\beta_y}{d\omega} \right)^{-1}$  sont les vitesses du groupe et  $\Delta\beta$  est relié à la différence entre les vitesses du groupe des deux états principaux de polarisation. La quantité  $\Delta T/L$  est une mesure de PMD. Pour les fibres à maintien de polarisation (PMF pour «*Polarisation-Maintaining Fibers*»), la quantité  $\Delta T/L$  est tout à fait grande ( $\sim 1$  ns/km) quand les deux modes de polarisation sont excités également à l'entrée de la fibre. Cette quantité peut être égale à zéro en lançant l'onde lumineuse le long d'une des axes principaux [1].

### I. 8. Effets non linéaires dans les fibres optiques :

Lorsqu'une onde optique de forte intensité se propage dans une fibre optique monomode, un grand nombre d'effets non linéaires peuvent être générés.

Parmi ceux-ci, nous pouvons citer :

- l'effet de Kerr,
- l'effet de Brillouin,
- l'effet de Raman.

Les effets non linéaires sont l'un des mécanismes de base qui limitent la quantité de données pouvant être transmises sur une fibre optique. Lorsqu'une onde optique de forte intensité se propage dans une fibre optique monomode, il est possible de déformer le nuage électronique de la silice (qui est un matériau centrosymétrique), et un grand nombre d'effets non linéaires peuvent être générés.

Si on applique un champ électromagnétique faible, la silice a une réponse dite linéaire en fonction de l'amplitude du champ électrique, donc la polarisation est linéaire, notée  $P_L$ . Pour un champ électromagnétique intense, la polarisation du matériau devient alors une fonction non linéaire du champ électrique  $\vec{E}$  et est donnée par la relation suivante [2] :

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots \right) \quad (I.16),$$

Où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide, le coefficient  $\chi^{(1)}$  représente la susceptibilité linéaire, qui est déjà prise en compte dans l'atténuation et les dispersions discutées plus tôt. Cette grandeur complexe intervient directement dans l'indice de réfraction du milieu et dans le coefficient d'atténuation [1,2,3].

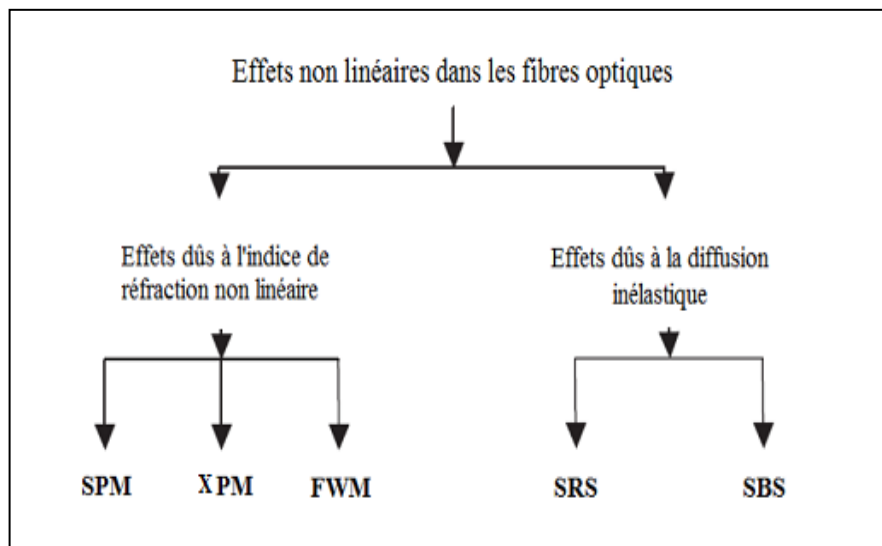
Pour les matériaux centrosymétriques, la susceptibilité non linéaire d'ordre deux  $\chi^{(2)}$  est égale à zéro. Puisque cette non linéarité est responsable des effets comme le doublage en fréquence ou la somme de fréquence, il est donc théoriquement impossible (sauf pour des cas particulier) d'obtenir de la génération de second harmonique dans les fibres optiques en silice.

Les effets non linéaires qui se produisent dans les fibres optiques sont causés par la susceptibilité non linéaire d'ordre trois  $\chi^{(3)}$ . Ces effets peuvent être élastiques (l'effet Kerr

optique), ou inélastiques (la diffusion Raman stimulée et la diffusion Brillouin stimulée) (figure I.10).

L'effet élastique le plus important est l'effet Kerr, car il n'y a pas d'échange d'énergie entre le champ optique appliqué et le milieu de propagation. Il se traduit par la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité du champ lumineux. Par conséquent, trois effets sont produits : l'auto-modulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (XPM) et le mélange à quatre ondes (FWM).

Dans l'autre cas où il y a un échange d'énergie entre le champ optique appliqué et le matériau, on a lieu à des effets inélastiques tels que les diffusions Raman stimulée (SRS) et Brillouin stimulée (SBS) [16].



**Figure I.10** : Les effets non linéaires dans les fibres optiques

### I. 8. 1. L'effet Kerr :

L'effet Kerr provient du fait que l'indice de réfraction de la silice dépend de la puissance optique transmise. L'indice de réfraction d'un milieu optique affecté par l'effet Kerr est défini de la manière suivante [1] :

$$n(\omega, I) = n_L(\omega) + n_2 |E|^2 = n_L(\omega) + n_2 I \quad (\text{I.17}),$$

Où  $n_L$  correspond à l'indice linéaire,  $I$  à l'intensité du champ électrique et  $n_2$  à l'indice non linéaire du milieu et est appelé le coefficient de Kerr. L'indice  $n_2$  est compris entre  $2,6.10^{-20} m^2W^{-1}$  (à  $1550nm$ ) [6] et  $3,2.10^{-20} m^2W^{-1}$  pour une fibre en silice [1].

L'indice non linéaire est directement lié à la susceptibilité d'ordre trois à travers la relation :

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} Re[\chi^{(3)}] \quad (I.18).$$

Dans le cas de la présence de l'effet Kerr, l'indice de réfraction  $n$  est donné par l'équation (I.17). Donc, le nombre d'onde devient :

$$k = \frac{\omega}{c} [n_L(\omega) + n_2(\omega)I(t)] \quad (I.19).$$

### I. 8. 1. a. L'auto-modulation de phase, (SPM, Self Phase Modulation) :

L'équation (I.19) indique que sous une forte intensité du champ électrique, la variation de l'indice de réfraction entraîne un déphasage (une modification de la phase (chirp)) auto-induit ; cet effet est appelé auto-modulation de phase (SPM pour «*Self-Phase Modulation*»). Le déphasage non linéaire induit par l'auto-modulation de phase provient de la partie non linéaire du nombre d'onde  $k_{NL}$  [1-3] :

$$\Phi_{NL}(t) = k_{NL} \cdot L = n_2 \cdot k_0 \cdot L \cdot I(t) \quad (I.20),$$

Avec  $k_0 = 2\pi/\lambda$  est le vecteur d'onde et  $L$  la longueur de propagation.

Le décalage en fréquence engendré par l'auto-modulation de phase est obtenu par la relation suivante [1-3]:

$$\delta\omega(t) = -\frac{d\Phi_{NL}(t)}{dt} \quad (I.21).$$

Il est important de définir le coefficient non linéaire  $\gamma$  (en  $m^{-1}.W^{-1}$ ) qui permet d'évaluer la réponse non linéaire d'une partie de la fibre quand on applique un champ électromagnétique [1-3] :



$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (I.22),$$

Où  $A_{eff}$  correspond à l'aire effective du mode se propageant dans le guide, et est donné par l'équation suivante [1-3]:

$$A_{eff} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (I.23),$$

Où  $E(x, y)$  est la distribution transverse du champ électrique.

Il faut noter que plus le coefficient  $\gamma$  est élevé, plus la fibre est considérée comme non linéaire.

Pour une fibre standard en silice amorphe, le coefficient non linéaire est de l'ordre de  $3Km^{-1}W^{-1}$  à  $1.55\mu m$ . Dans une fibre hautement non linéaire toujours en silice amorphe, le coefficient  $\gamma$  est supérieur à  $10Km^{-1}W^{-1}$  et peut atteindre des valeurs proches de  $200Km^{-1}W^{-1}$ .

Enfin, en connaissant le coefficient non linéaire du guide  $\gamma$  et la puissance  $P_0$  injectée dans la fibre optique, il est possible de calculer, de manière approximative, la longueur non linéaire  $L_{NL}$  [1-3]:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (I.24).$$

Il est défini comme la longueur à partir de laquelle les effets non linéaires commencent à apparaître.

### I. 8. 1. b. La modulation de phase croisée :

L'effet de la modulation de phase croisée (XPM pour Cross Phase Modulation) se produit lorsqu'il y a au moins deux ondes qui se propagent simultanément dans une fibre optique à des longueurs d'onde différentes, ou de même longueurs d'ondes mais de polarisations

différentes. Il est basé sur le même principe physique que l'auto-modulation de phase et est toujours accompagnée avec lui.

Par définition, l'effet de modulation de phase croisée est dû à la dépendance de l'indice de réfraction effectif d'une des ondes, non seulement de l'intensité de cette onde, mais aussi de l'intensité des autres ondes en co-propagation. Le déphasage non linéaire induit par la modulation de phase croisée sur la première impulsion par l'intensité de la deuxième impulsion  $I_2$  est donné par [1-3]:

$$\Phi_{NL\_1}(t) = 2n_2 \cdot k_0 \cdot L \cdot I_2(t) \quad (I.25).$$

Le déphasage non linéaire total auquel a subi l'impulsion  $j$  en co-propagation avec  $N$  impulsions est alors écrit par [1-3]:

$$\Phi_{NL\_j}(t) = n_2 \cdot k_0 \cdot L \left[ I_j(t) + 2 \sum_{i \neq j}^N I_i(t) \right] \quad (I.26).$$

Le facteur 2 dans l'équation (I.26) indique que la modulation de phase croisée est donc deux fois plus importante (plus efficace) que l'auto modulation de phase pour la même intensité (pour la même quantité de puissance).

### I. 8. 1. c. Mélange à quatre ondes :

Le phénomène non linéaire, connu sous le nom de mélange à quatre ondes (FWM pour « *Four-Wave-Mixing* »), est aussi provient de la susceptibilité non linéaire de troisième ordre et se manifeste généralement dans les fibres optiques. Il provient d'un couplage entre plusieurs ondes en présence de l'effet Kerr.

Il existe deux types de mélanges à quatre ondes. Premièrement, si trois ondes optiques avec des fréquences porteuses  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$ , co-propageant simultanément dans une fibre optique, la susceptibilité  $\chi^{(3)}$  génère une quatrième onde de fréquence  $\omega_4$ . Cette fréquence est liée aux autres fréquences par une relation  $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$ . Ce processus permet d'expliquer la génération de troisième harmonique dans les fibres optiques. En principe, plusieurs fréquences correspondant à différentes combinaisons de signes plus et moins sont possibles. Mais pratiquement, pour que le mélange à quatre ondes être réalisé, il est nécessaire

de respecter deux conditions : la première est la conservation de l'énergie et la deuxième est l'accord de phase entre les ondes. Pour cette raison, la plupart de ces combinaisons ne s'accroissent pas dans les fibres optiques.

Le deuxième cas consiste à l'annihilation de deux photons à  $\omega_1$  et  $\omega_2$  qui peuvent être dégénérés ( $\omega_1 = \omega_2$ ) ou non-dégénérés ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ) et la création au même temps de deux photons Stokes  $\omega_3 < (\omega_1 + \omega_2)/2$  et anti-Stokes  $\omega_4 > (\omega_1 + \omega_2)/2$  telles que  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ . Dans ce cas, la condition de l'accord de phase doit être vérifiée :

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = 0 \quad (I.27),$$

Où  $k_i = n_i \omega_i / c$  est la constante de propagation et  $n_i$  étant l'indice de réfraction de la silice à la fréquence  $\omega_i$ .

### I. 8. 2. Les diffusions stimulées de la lumière :

Les effets de la diffusion, Raman et Brillouin sont une autre classe des effets non linéaires étudiés dans les fibres optiques [1,2,3]. Contrairement aux effets non linéaires précédemment accédés, les effets de diffusion Raman et Brillouin sont dus à un échange d'énergie entre le champ optique et le milieu diélectrique, on parle alors des effets inélastiques. Ces effets font principalement intervenir la partie imaginaire de la susceptibilité non linéaire d'ordre 3.

Ces deux effets peuvent être compris comme une diffusion d'un photon à un autre d'énergie inférieure tel que la différence d'énergie apparaît sous la forme d'un phonon. La principale différence entre les deux effets est que, sous application d'un champ optique intense, il induit une excitation résonnante des niveaux de vibration moléculaire de la silice pour la diffusion Raman (phonons optiques) et les hypersones pour la diffusion Brillouin (phonons acoustiques).

#### I. 8. 2. a. La diffusion Raman stimulée :

La diffusion Raman stimulée (SRS pour « *Stimulated Raman Scattering* ») est un phénomène non linéaire important qui a été découvert en 1928 par C. V. Raman. Il se produit quand un champ optique intense se propage dans un milieu non linéaire entraînant un couplage entre l'impulsion et les niveaux de vibration moléculaires (phonons optiques). Ce couplage se traduit par le fait que les molécules du matériau absorbent une fraction de l'énergie des

photons incidents. À son tour, cette énergie génère de nouveaux photons ayant des fréquences décalées de la fréquence du champ incident d'une valeur fixée par la résonance des vibrations. Ce décalage est de l'ordre du THz.

Deux cas sont mentionnés, le premier est que ce processus donne naissance à un photon de plus faible fréquence (onde Stokes) alors que le deuxième donne naissance à un photon de plus grande fréquence (onde anti-Stokes). Généralement, l'intensité de la lumière diffusée à la fréquence anti-Stokes est plus faible que celle diffusée à la fréquence Stokes de plusieurs ordres de grandeur.

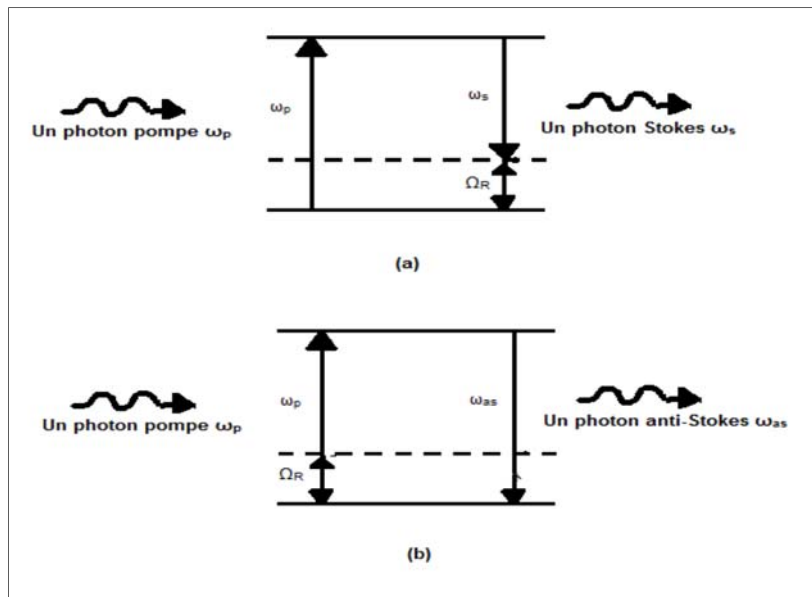
La figure (I. 11) représente le principe de la diffusion Raman dans un milieu non linéaire. Dans la partie (a), les molécules du matériau absorbe une fraction de l'énergie des photons incidents. Dans ce cas, on a création d'un photon Stokes d'une fréquence plus basse  $\omega_S = \omega_p - \Omega_R$ , où  $\Omega_R$  est la fréquence du phonon optique (*la fréquence de décalage Raman*) résultant de la transition moléculaire entre deux états vibrationnels. La partie (b) concerne la création d'un photon anti-Stokes d'une fréquence  $\omega_{aS} = \omega_p + \Omega_R$  pour une onde pompe intense.

La variation de l'intensité Stokes par rapport à la distance est donnée par la relation suivante [1,2]:

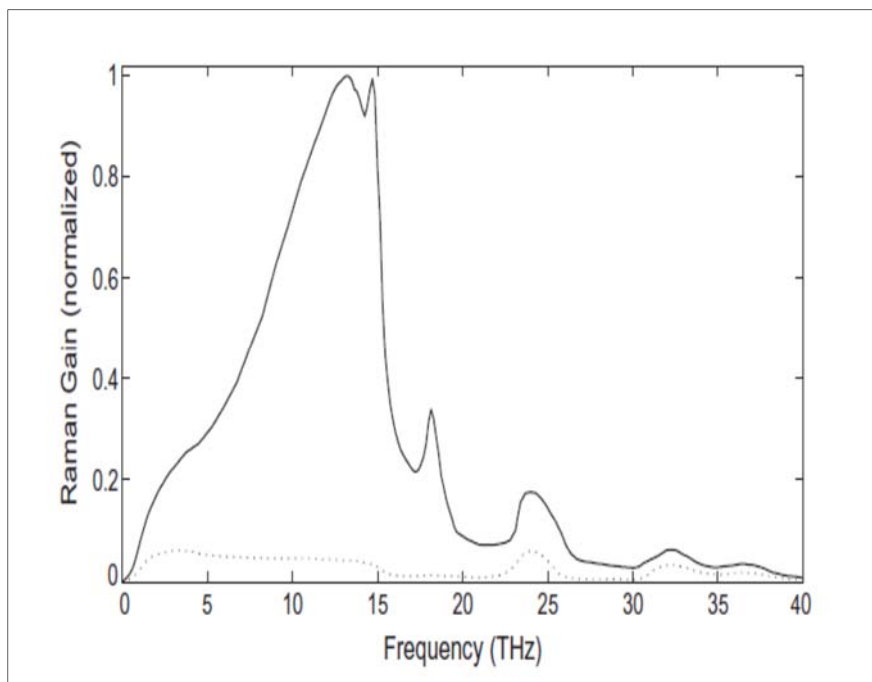
$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S \quad (\text{I.28}),$$

Où  $I_S$ ,  $I_P$  et  $g_R$  désigne respectivement l'intensité Stokes, l'intensité pompe, et le coefficient du gain Raman qui vaut environ  $10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$  et est relié à la partie imaginaire de la susceptibilité non linéaire d'ordre 3.

La figure I. 12 montre le spectre du gain Raman dans la silice en fonction de la fréquence décalée à la longueur d'onde pompe  $\lambda_p = 1\mu\text{m}$ . Le gain  $g_R$  a un maximum d'efficacité environ à  $\Omega = 13\text{THZ}$  [1,2] qui s'étend sur une bande de plus de 40 THz.



**Figure I.11 :** Diagramme énergétique de la diffusion Raman :  
 (a) diffusion Stokes, (b) diffusion anti-Stokes [6].



**Figure I.12 :** Profil spectral du gain Raman dans la silice à une longueur d'onde de pompe

$$\lambda_p = 1\mu m \text{ [2].}$$

**I. 8. 2. b. La diffusion Brillouin stimulée :**

La diffusion Brillouin stimulée (SBS pour « *Stimulated Brillouin Scattering* ») est un processus non linéaire qui peut se produire dans les fibres optique, et résulte d'un couplage

paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique. Ce processus est similaire à la diffusion Raman stimulée mais la diffusion Brillouin fait intervenir les phonons acoustiques au lieu des phonons optiques. Il existe une autre différence entre les deux diffusions Raman et Brillouin est que dans le cas de la diffusion Brillouin le décalage spectrale de l'onde Stokes diffusée est de l'ordre de quelques Ghz. De plus, dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n'a lieu que dans la direction opposée à celle de l'onde pompe, par opposition à la diffusion Raman qui peut se produire dans les deux sens de propagation de la fibre.

### **I. 9. La technique de multiplexage :**

Il est bien connu que les fibres optiques ont des capacités inégalables de transmettre une grande quantité d'informations sur de très longues distances. Malgré cette grande capacité, la quantité d'informations transmise n'arrête pas de croître. Donc, le débit d'une liaison par fibre optique, qui a un débit maximal de *10 Gbits/s* par canal [17], doit accroître pour répondre aux besoins croissants en capacités de télécommunications.

Des solutions sont proposées consistent à la rajoutassions des lignes de transmission jusqu'à des centaines de fibre optique par câble. Ces solutions nécessitent des coûts énormes de fonctionnement et de maintenance. Donc le recours à augmenter la capacité de transmission par fibre optique est utile pour réduire ces coûts. Pour cela, la technologie du multiplexage, qui consiste à transmettre simultanément sur une seule ligne un certain nombre de signaux, est actuellement possibles. Plusieurs types de multiplexage sont existés. On distingue parmi les types les plus utilisée dans les systèmes de transmission : le multiplexage en longueur d'onde (WDM : *Wavelength Division Multiplexing*), le multiplexage temporel (TDM : *Time division multiplexing*), le multiplexage en polarisation (PDM : *Polarization Division Multiplexing*) et le multiplexage spatial (SDM : *Space Division Multiplexing*). [7]

#### **I. 9. a. Le multiplexage spatial :**

Pour la propagation des signaux optiques, le multiplexage spatial SDM consiste à multiplexer plusieurs fibres dans un même câble ou à utiliser des fibres multimodes ou multi-cœurs.

### I. 9. b. Le multiplexage en polarisation :

Ce type de multiplexage consiste à transmettre les informations suivant deux états de polarisation orthogonaux. L'intérêt de cette technique réside dans la possibilité de transmettre deux fois plus de débit sur un même canal optique.

### I. 9. c. Le multiplexage temporel :

Le multiplexage temporel constitue une chaîne de bits de débit  $N*D$  à partir d'un nombre  $N$  de canaux de débit  $D$ . La technique TDM peut s'effectuer en prenant successivement les premiers bits de chacun des canaux, puis les seconds, ..... etc.

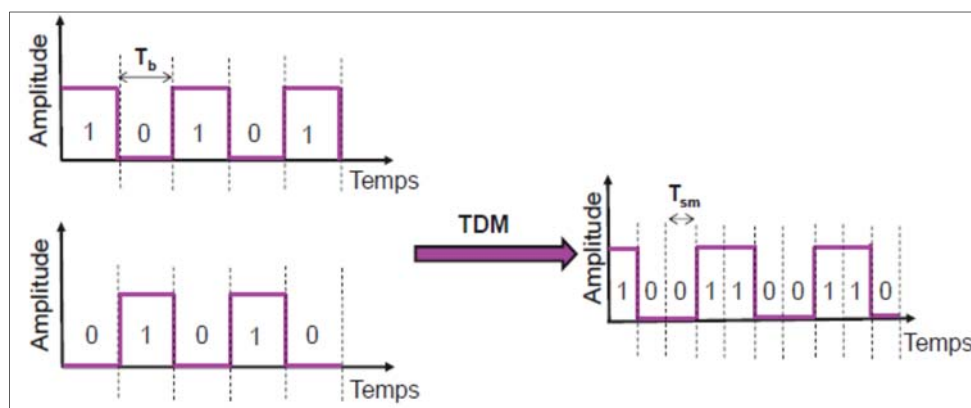


Figure I.13 : La technique TDM [7].

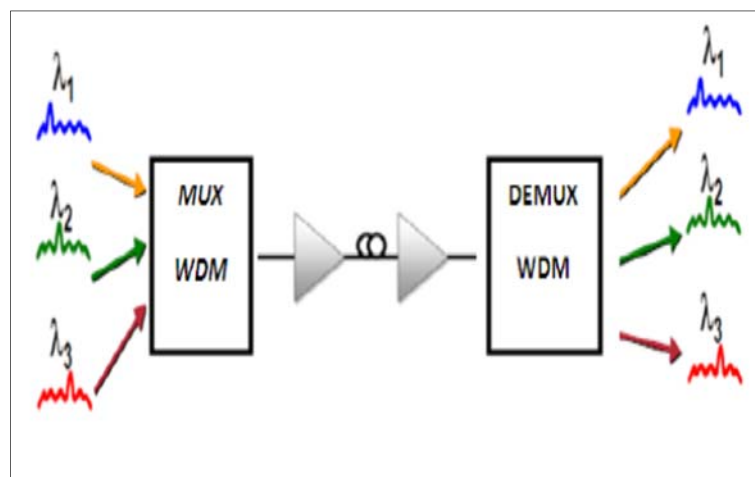
On peut réaliser le multiplexage temporel de deux manières différentes, électroniquement (ETDM pour *Electrical TDM*) ou optiquement (OTDM pour *Optical TDM*). Le traitement électronique de l'information entraîne actuellement l'utilisation des composants à un coût accru. Il est donc nécessaire de trouver des solutions alternatives à ce traitement. Donc, le recours vers tout-optique est nécessaire.

Des solutions majeures sont à l'étude, l'une d'entre elles consistant à remplacer les composants électroniques par des composants tout-optiques permettant le traitement direct du signal. Ainsi, la plupart des phénomènes physiques impliqués peuvent traiter des débits beaucoup plus importants que ceux accessibles à partir des composants électroniques [18].

### I. 9. d. Le multiplexage en longueur d'onde :

La technique du multiplexage optique en longueurs d'onde (WDM pour *Wavelength Division Multiplexing*), développée dans les années 1980, consiste à circuler plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes sur une seule fibre. Cette technique permet d'augmenter le débit d'une fibre optique en mélangeant les différentes longueurs d'ondes à l'entrée à l'aide d'un multiplexeur et en les séparant à la sortie en utilisant un démultiplexeur. Donc, on peut utiliser plusieurs dizaines et même centaines de canaux simultanément. Actuellement, cette technique est utilisée dans la coté commerciale pour la transmission sur une longue distance jusqu'à une centaine de longueurs d'ondes espacées de  $50\text{ GHz}$  à  $100\text{ GHz}$  (soit  $0,4\text{ nm}$  à  $0,8\text{ nm}$ ) par fibre optique et avec un débit par canal de  $10\text{ Gbits/s}$  (soit une capacité totale de  $1\text{ Tbit/s}$ ) [17].

Cette technique a un avantage représenté dans la compatibilité du débit de chaque canal avec les performances actuelles de l'électronique. De l'autre côté, cette technique possède un inconvénient majeur se trouve dans la complexité augmentée introduite par la gestion dans la liaison. C-à-dire un nombre considérable d'émetteurs et récepteurs qui exige un coût important en termes d'installation puis de maintenance.



**Figure I.14 :** Principe du multiplexage en longueur d'onde avec 3 canaux [19].

La technologie WDM est dite dense (DWDM pour *Dense WDM*) lorsque l'espacement utilisé est égal ou inférieur à  $100\text{ GHz}$ . On parlera des systèmes U-DWDM (*Ultra-Dense Wavelength Division Multiplexing*) lorsque l'espacement utilisé est à  $50\text{ GHz}$  ( $0,4\text{ nm}$ ) et à  $25\text{ GHz}$  ( $0,2\text{ nm}$ ).



## I. 10. Conclusion

Ce chapitre consiste à décrire brièvement les réseaux de télécommunication par fibres optiques, et à comprendre les principaux effets linéaires et non-linéaires qui affectent la propagation de l'information. Nous avons présenté quelques avantages des fibres optiques qui sont devenues le moyen d'accès essentiel à très haut débit. Nous avons introduire aussi sommairement la technique de multiplexage utilisée pour augmenter la capacité totale d'information transmise dans les fibres optiques.

## I. 11. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUE

- [1] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications Systems*, Third Edition, 2002, pages 23-74.
- [2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Fifth edition, US, 2013, pages 1-24.
- [3] G. P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*, Academic Press, 2001.
- [4] A. Hasegawa, *Theory of information transfer in optical fibers: A tutorial review*, Optical Fiber Technology 10, 2004, pages 150–170.
- [5] A. Hasegawa & Y. Kodama, *Solitons in optical communications*, Clarendon Press Oxford, US, 1995.
- [6] T. Zendagui, *Propagation d'impulsions picosecondes et femtosecondes dans les fibres optiques non linéaires et dispersives conventionnelles et a cristaux photoniques*, Thèse de Doctorat, Université Abou-Bekr Belkaïd de Tlemcen, 2013.
- [7] A. Seck, *Contribution à l'optimisation des systèmes de transmission optiques cohérents ( $N \times 100$  Gbit/s) utilisant le multiplexage en polarisation par des formats de modulation en phase et une conception de ligne limitant l'impact des effets non-linéaires*, Thèse de Doctorat conjoint Télécom Sudparis et l'Université Pierre et Marie Curie, Thèse n° 2014 TELE0008, 2014.
- [8] M. G. Patel & S. B. Khant, *Soliton Transmission in Fiber Optics for Long Distance Communication*, IJAREEIE, Vol. 3, Issue 2, February 2014.

- [9] G. V. Simaey, *Instabilité, solitons et solhiatons, une approche expérimentale de la dynamique non linéaire en fibres optiques*, Thèse de Doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2002-2003, 86-90.
- [10] J. Maury, *Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique*, IRCOM Équipe d'Optique Guidée et Intégrée, UNIVERSITE DE LIMOGES, 2003.
- [11] A. M. Zied, *La dispersion modale de polarisation dans les systèmes de communications optiques*, Université de Carthage, SupCom, Encadré par : Mr. Mourad Menif, SupCom, Fevrier 2015.
- [12] J. L. Verneuil, *Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s*, Thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, N° d'ordre : 49/2003.
- [13] H. Khaleghi, *Influence des amplificateurs optiques à semi- conducteurs (SOA) sur la transmission cohérente de signaux optiques à format de modulation multi-porteuses (CO-OFDM)*, Soutenue le 30 Novembre 2012, Université de BRETAGNE OCCIDENTALE.
- [14] V. V. Bryksin, M. P. Petrov & R. V. Kiyan, *Propagation of vector solitons in birefringent fiber lightguides*, JETP 80 (3) 1995.
- [15] C. R. Menyuk, *Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fibers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-23, No. 2, 1987.
- [16] S. P. Singh & N. Singh, *Nonlinear effects in optical fibers: origin, management and applications*, Progress In Electromagnetics Research, PIER 73, 2007, pages 249–275.
- [17] L. Graini, *Applications des similaritons dans les systèmes de télécommunications par fibre optique à très haut débit*, thèse de Doctorat, UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA, 2017.
- [18] N. Boudrioua, *Etude et optimisation d'une chaîne de transmission numérique sur fibre optique : vers une compensation électronique de la PMD*, Thèse Doctorat, LABORATOIRE INTERFACES CAPTEURS ET MICORELECTRONIQUE, Ecole Doctorale IAEM – Lorraine, Département de Formation Doctorale Electronique- Electrotechnique, 2007.
- [19] H. E. Adardour & S. Kameche, *Étude et Conception d'un Système de Transmission WDM 4 x 20 Gbit/s*, The International Conference on Wireless Technologies embedded and intelligent Systems WITS-2016 ENSA of Kenitra 21-22 April 2016.

## CHAPITRE II

PROPAGATION DES SOLITONS VECTORIELLS

---

**II. 1. Introduction**

L'étude de propagation des solitons dans les guides d'ondes optiques, qui est apparu dans les dernières années du vingtième siècle, constitue un sujet de recherche fondamental et très intéressant.

Le soliton optique est une impulsion lumineuse extrêmement prometteuse pour transmettre dans une fibre optique, des débits très élevés sur des distances considérables. Il reste stable lors de sa propagation à travers une fibre optique grâce à la compensation mutuelle de la dispersion chromatique et l'effet non linéaire de Kerr [1-25].

Ce chapitre contient essentiellement une présentation des solitons dans les fibres optique et leurs applications. Nous commençons par un rappel historique sur le concept soliton. Ensuite, nous définirons le soliton optique en mentionnant leur condition d'acquisition. Nous sommes intéressé aussi par les différents types de solitons optiques pouvant se propager dans une fibre optique, et par leur utilisation dans le domaine de télécommunications. À la fin de ce chapitre, nous nous passons sur les solitons vectoriels en étudiant leur importance dans les télécommunications par fibres optiques.

## II. 2. Un peu d'histoire

L'onde solitaire, qui sera appelé plus d'un siècle plus tard 'soliton', est une onde spécifique possédant des propriétés de stabilité remarquables tels que : la localisation spatiale, la conservation de la vitesse de propagation et de l'énergie. Elle a été observée en premier par le savant écossais John Scott RUSSELL sur un canal non loin d'Édimbourg en 1834 [26]. Il remarqua que l'arrêt soudain d'une barge produit une onde importante qui continua de se propager en amont, sans atténuation de sa forme, ni de sa vitesse sur plusieurs kilomètres. Par la suite, plusieurs expériences sont réalisées par Russell à l'aide d'un canal artificiel où il put déterminer la forme typique en sécante hyperbolique de l'onde solitaire, et la relation qui lie sa vitesse et son amplitude. Mais le problème est que Russell découvrit une solution d'une équation encore inconnue.

Après un demi-siècle plus tard, le mathématicien français M. J. BOUSSINESQ a montré que l'origine de cette onde était le comportement non-linéaire de la masse d'eau dans laquelle elle se propageait. Et cela veut dire que, pour des ondes ayant des amplitudes différentes, le milieu réagissait d'une manière différente. En 1895, KORTEWEG et DE VRIES découvrirent une interprétation mathématique de ces phénomènes hydrodynamique qui se traduisent par une équation non linéaire, dite KdV. Cette équation décrit la propagation d'ondes de grande longueur d'onde à la surface d'un canal étroit et peu profond. Ces deux études ont montré que la forme du canal avait une contribution décisive pour la stabilité de l'onde lors de sa propagation. Donc, il est bien à noter que dans la propagation des ondes hydrodynamiques, les effets non-linéaires peuvent jouer un rôle très important. La forme simple de l'équation KdV est donnée par [27]:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + 6A \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial z^3} = 0 \quad (\text{II.1}),$$

Où  $(z, t)$  représente l'amplitude du champ hydrodynamique qui se propage à la surface de l'eau selon l'axe  $z$ .

Il est important de noter qu'en 1926, SCHRÖDINGER publiait quatre articles sur la quantification du champ en tant que problème aux valeurs propres. Il introduisait sa célèbre équation qui porte aujourd'hui son nom. Cette équation est importante en mécanique quantique même aussi en optique non linéaire. Elle décrit l'évolution non linéaire des

enveloppes d'ondes, à la surface d'eau profonde et aussi électromagnétiques. Par contre, l'équation KdV décrit l'évolution des ondes en eau peu profonde.

L'équation KdV est restée oubliée jusqu'en 1965, puis elle a été redécouverte par N. ZABUSKY et M. KRUSKAL. Ils ont constaté que cette équation admet comme solutions analytiques, des solitons dont celles de Russell. Ces solutions présentent une allure de type sécante hyperbolique comme suit [27]:

$$A(z,t) = \frac{v}{2} \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{\sqrt{v}}{2} (z - vt) \right] \quad (\text{II.2}),$$

Où  $v$  est la vitesse du soliton, et  $\operatorname{sech}$  est la fonction sécante hyperbolique.

N. ZABUSKY et M. KRUSKAL découvriront que lors d'une collision entre deux solitons, l'enveloppe et la vitesse propre de deux solitons sont gardés après séparation. De plus, lorsque deux solitons se rapprochent, ils se déforment graduellement et deviennent un simple paquet d'ondes, qui se redivise ensuite en deux solitons ayant conservé leur forme et leur vitesse.

En 1972, V. ZAKHAROV et A. SHABAT montrèrent les premiers la possibilité de l'existence du soliton en résolvant l'équation non linéaire de Schrödinger à l'aide de la méthode de la diffusion inverse [27]. Ils ont découvert deux types de soliton :

- ✓ Un soliton sombre (*Dark Soliton*) pour  $\beta_2 > 0$  (dispersion normale) : la solution prend la forme d'une tangente hyperbolique.
- ✓ Un soliton brillant (*Bright Soliton*) pour  $\beta_2 < 0$  (dispersion anormale) : la solution prend la forme d'une sécante hyperbolique.

En 1973, A. HASEGAWA et F. TAPPERT ont montré théoriquement la possibilité de la propagation des solitons dans les fibres optiques. A. HASEGAWA eut l'idée de compenser la dispersion à 1550 nm par l'effet Kerr grâce aux solitons.

En 1980, l'observation expérimentale des solitons par L. MOLLENAUER et ses collaborateurs.

En 1982, des fibres à gestion de dispersion à faible pertes sont apparues. Dans la même période, l'amplification optique par effet Raman permettait d'envisager une transmission transatlantique sans répéteur.

En 1986, L. MOLLENAUER a proposé l'utilisation de solitons, où la dispersion chromatique compense complètement les effets non linéaires.

La possibilité d'utiliser les solitons optiques pour les communications à longue distance a été démontrée en premier en 1988 dans une expérience dans lesquelles les pertes de la fibre ont été compensées en utilisant la technique d'amplification Raman. Depuis lors, un progrès rapide pendant 1990 a fait les solitons optiques à un candidat pratique pour les systèmes modernes par fibre optique [1].

Jusqu'à ce jour, des travaux sur la dynamique non linéaire et la stabilité des solitons dans les fibres optiques sont faits par de nombreux laboratoires de recherche en transmission de l'information pour mieux améliorer la technologie de l'information et de la communication.

### **II. 3. Formation d'un soliton optique :**

Le soliton (est une onde solitaire) est un phénomène physique se manifestant naturellement dans la plupart des systèmes non-linéaires et dispersifs. Il a la merveilleuse particularité de se propager sans déformation sur de longues distances, et ne perdant rien de ses propriétés ni par atténuation, ni par effet de collision éventuel avec un autre soliton.

Le soliton reste stable lors de propagation grâce à la compensation mutuelle entre la dispersion chromatique et l'effet non linéaire de Kerr. La dispersion chromatique conduit à l'étalement de l'impulsion, tandis que, l'effet Kerr entraîne l'effet inverse.

### **II. 4. Différents types de solitons optiques**

En optique, lors de la propagation d'une onde localisée dans l'espace ou dans le temps, elle a une tendance naturelle à s'étaler. L'étalement peut se produire soit dans son enveloppe temporelle ou bien dans ses dimensions spatiales ou même dans les deux simultanément.

L'étalement d'une impulsion temporelle est dû à la dispersion chromatique, tandis que, pour une impulsion spatiale, l'étalement est dû à la diffraction. Dans un milieu non

linéaire, la compensation de ces étalements a lieu grâce aux effets non linéaires et conduit à l'apparition des solitons.

Pour une impulsion temporelle, la silice des fibres optiques est le principal milieu étudié, tandis que pour une impulsion spatiale, l'auto-focalisation peut être réalisée dans de nombreux matériaux non linéaires.

Il existe trois types de soliton optique : les solitons temporels, les solitons spatiaux et les solitons spatiaux temporels (ou bille de lumière).

#### II. 4. 1. Solitons temporels

Les solitons temporels ont été prédits théoriquement par A. HASEGAWA et F. TAPPERT en 1973, et ont été observés expérimentalement pour la première fois en 1980 par L. MOLLENAUER et ses collaborateurs. Un soliton temporel est le résultat d'une compensation mutuel entre la dispersion naturelle du milieu de propagation et de l'effet non-linéaire. La dispersion est indiquée par le coefficient de dispersion de vitesse de groupe en fonction de la fréquence  $\beta_2$  ( $\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right)$ ). Il peut être positif (dispersion normale) ou négatif (dispersion anormale). Les deux cas mènent à l'élargissement des impulsions temporelles au cours de la propagation.

Le déphasage non linéaire induit par l'auto-modulation de phase  $\Phi_{NL}(t) = k_{NL} \cdot L = n_2 \cdot k_0 \cdot L \cdot I(t)$  dépend de l'intensité, et est plus importante au centre qu'à l'avant et à l'arrière de l'impulsion. Le décalage en fréquence engendré par l'auto-modulation de phase est donné par la relation  $\delta\omega(t) = -\frac{d\Phi_{NL}(t)}{dt}$ . Si ce décalage non linéaire de fréquence compense exactement la dispersion chromatique, on obtient donc une impulsion soliton. Donc, on peut observer des solitons temporels dans deux cas :

- Si  $\beta_2 < 0$ , on obtient un soliton brillant.
- Si  $\beta_2 > 0$ , on obtient un soliton noir.

### II. 4. 1. a. Soliton brillant

Le soliton brillant est mise en évidence pour la première fois par Zakharov et Shabat en 1972 et est prédit pour les fibres optiques une année plus tard. Il correspond à une solution analytique stationnaire de l'équation de Schrödinger non linéaire. La solution prend la forme d'une sécante hyperbolique.

Dans le régime de dispersion anormale ( $\beta_2$  est inférieur de zéro) : les hautes fréquences sont plus rapides que les basses fréquences. De l'autre part, l'auto modulation de phase positive causée par l'effet Kerr optique, crée des fréquences basses (hautes) à l'avant (derrière) de l'impulsion. En conséquence et sous certaines conditions, un équilibre exact peut être établi et les composantes de fréquence qui se seraient étalées par la dispersion peuvent être maintenues en phase grâce à l'effet Kerr. L'impulsion qui est obtenue est appelée un soliton brillant.

La solution d'un soliton fondamental brillant est donnée par la relation suivante [1]:

$$u(Z,t) = \operatorname{sech} h(t) \exp\left(\frac{iZ}{2}\right) \quad (\text{II.3}),$$

Où  $Z$  et  $t$  sont respectivement la distance et le temps normalisés. L'amplitude normalisée  $u$  est définie comme suit [1] :

$$u = N \frac{A}{\sqrt{P_0}} = \sqrt{\gamma L_D} A \quad (\text{II.4}),$$

Avec  $P_0$  est la puissance crête de l'impulsion et  $N$  l'ordre du soliton donné par [1]:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{II.5}).$$

Bien sûr le soliton fondamental (pour  $N=1$ ), se propage sans déformation par rapport aux soliton d'ordre supérieur. Pour cette raison, c'est la plus utilisée et la plus attrayante pour les transmissions optiques. La figure (II.2) présente le comportement d'un soliton fondamental dans une fibre optique.



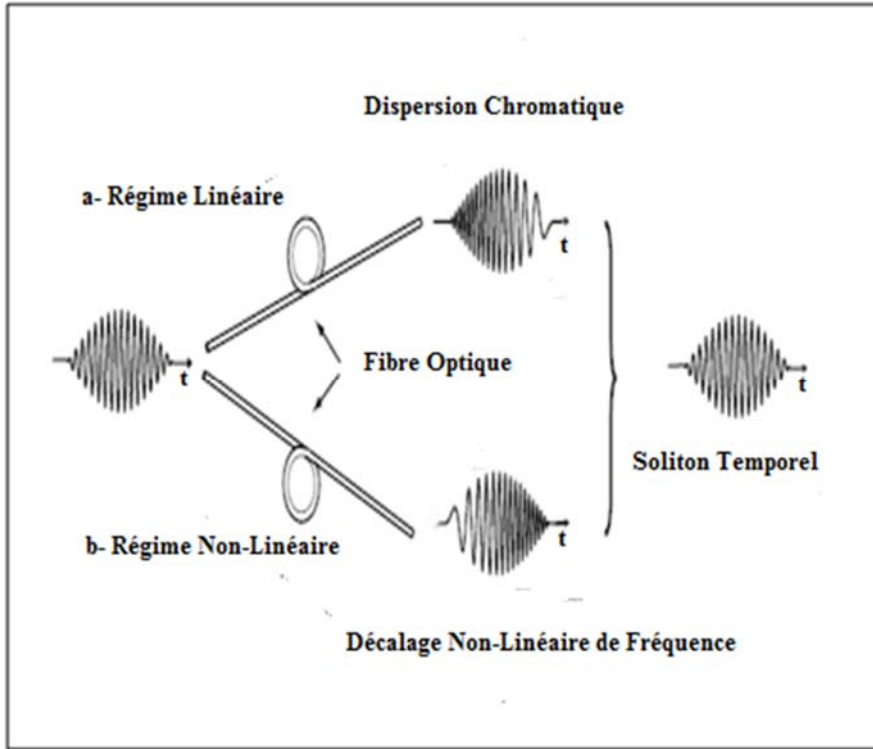


Figure II.1 : Schéma de principe de la formation d'un soliton optique.

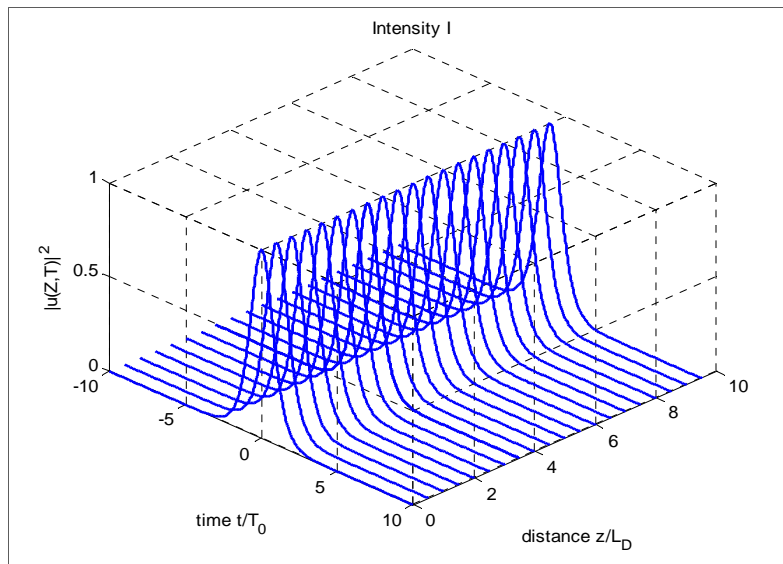


Figure II.2 : Evolution d'un soliton fondamental brillant dans une fibre optique.

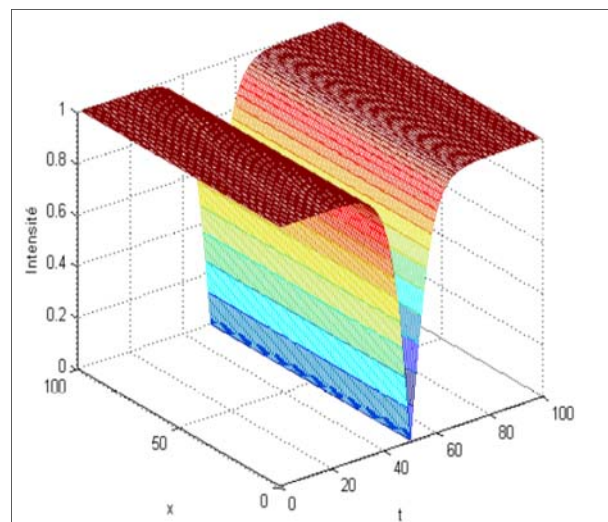
### II. 4. 1. b. Soliton sombre

Les solitons sombre sont observés expérimentalement pour la première fois en 1987. Après quelques années, une ligne de transmission à longue distance basée sur les solitons sombres a eu lieu en 1995.

Dans le régime de dispersion normale ( $\beta_2$  est supérieur de zéro) : les hautes fréquences sont plus lentes que les basses fréquences. Cette fois, l'étalement linéaire de l'impulsion induit par la dispersion, est compensé par l'inversion du signe de la variation temporelle de la loi d'auto modulation de phase (une non-linéarité négative). Dans ce cas, un équilibre peut être satisfait, et permet d'obtenir une impulsion appelée soliton sombre.

Un soliton sombre est une impulsion particulière d'un profil de forme tangente hyperbolique, correspondant à un fond continu intense illimité présentant un creux d'énergie en son centre. Le profil d'un soliton fondamental sombre est présenté par l'équation [1] :

$$u(Z, t) = \tanh(t) \exp(iZ) \quad (\text{II.6})$$

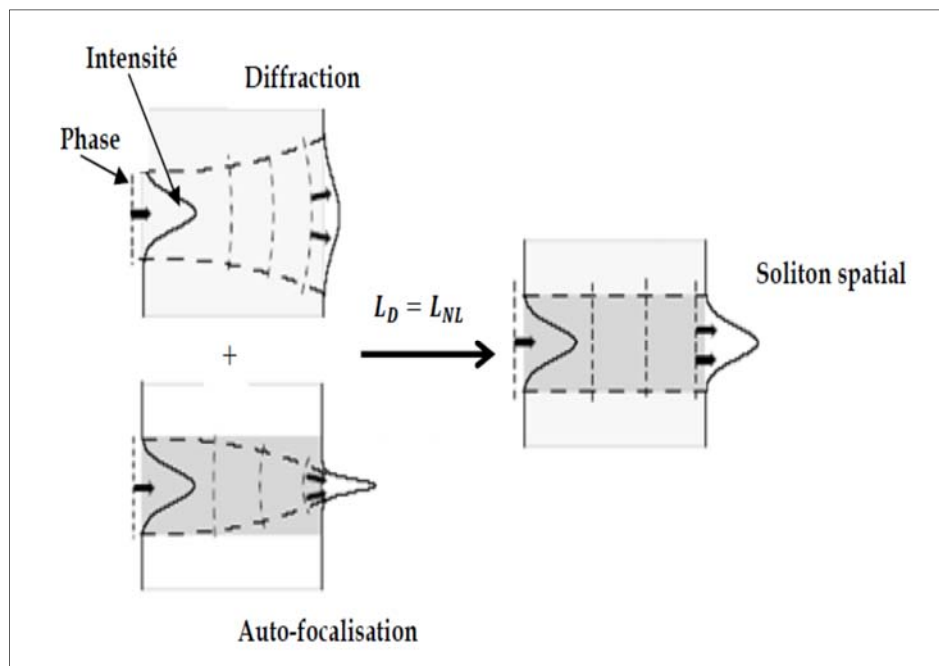


**Figure II.2 :** Le Soliton sombre.

### II. 4. 2. Solitons spatiaux

Avec la découverte du phénomène d'auto-focalisation d'un faisceau d'une onde continue, l'apparition du premier exemple d'un soliton spatial été en 1964. À cause de sa nature instable, cet effet n'a pas été relié au concept des solitons jusqu'aux années 80 où des auteurs français ont réussi à démontré un soliton spatial stable [28].

Les solitons spatiaux correspondent à des faisceaux optiques où la diffraction naturelle compense exactement l'effet non-linéaire du milieu de propagation. La diffraction naturelle conduit à l'élargissement du faisceau, tandis que l'effet non linéaire se comporte comme une lentille convergente ou divergente selon que l'indice est augmenté ou diminué. Ce qui conduit à l'auto focalisation du faisceau durant sa propagation. Alors, quand l'effet d'auto-focalisation compense exactement l'effet de diffraction naturelle, il sera possible d'observer un soliton spatial.



**Figure II.3 :** Représentation qualitative de la formation d'un soliton spatial [28]

### II. 4. 3. Billes de lumière

Ce type de solitons est un problème mythique de l'optique non-linéaire qui se comporte comme un soliton spatial et temporel au même temps. L'énergie lumineuse est confinée dans les trois dimensions spatiales et dans le domaine temporel comme une bille.

## II. 5. Propagation d'un soliton dans une fibre optique

### II. 5. 1. Equation de Schrödinger non linéaire

L'évolution d'un soliton dans une fibre optique, en tenant compte des phénomènes linéaires et non linéaires qui affectent l'impulsion au cours de sa propagation dans la fibre optique, est décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire d'ordre supérieur [1] :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}u + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 u}{\partial t^3} - i\gamma\left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial(|u|^2 u)}{\partial t} - T_R u \frac{\partial|u|^2}{\partial t}\right] = 0, \quad (\text{II.7})$$

Ici  $u(z,t)$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique.  $z$  et  $t$  sont respectivement la distance de propagation et le temps normalisés (défini dans un repère qui se propage à la même vitesse de groupe que l'impulsion). Les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ ,  $\gamma$ , et  $T_R$  sont respectivement les pertes, la dispersion chromatique de deuxième ordre, la dispersion de troisième ordre, le coefficient non-linéaire et la constante de temps Raman.

Les effets non linéaires entre crochets dans l'équation (II.7) indiquent respectivement l'effet Kerr, l'effet Raman et l'effet Brillouin. Les effets Raman et Brillouin sont importants à la fois pour les signaux de très courte durée et à haute énergie. Concernant les signaux de courte durée, on obtient une équation de Schrödinger non linéaire (ENLS) normalisée où la forme usuelle est la suivante [1] :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}u + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - i\gamma|u|^2 u = 0. \quad (\text{II.8})$$

Cette équation est le point de départ de nombreux travaux de recherche dans le domaine des télécommunications [28,29]. Elle a été démontrée dans les fibres optiques en 1973 par Hasagawa et Tappert [1].

### II. 5. 2. Différents régimes de propagation

Il y a quatre régimes de propagation distincts selon l'influence des valeurs  $L_{NL}$ ,  $L_D$  et la longueur de la fibre  $L$ . La valeur  $L_D$  est la longueur de dispersion à partir de laquelle les effets de dispersion commencent à devenir importants et est définie par la relation suivante [1,2] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{II.9}),$$

Où  $T_0$  représente la largeur à mi-hauteur de l'impulsion. La valeur  $L_{NL}$  représente la longueur non linéaire à partir de laquelle les effets non linéaires deviennent importants, et est donnée par la relation suivante :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (\text{II.10}),$$

Où  $P_0$  est la puissance crête de l'impulsion et  $\gamma$  est le coefficient non linéaire.

Nous définissons également le paramètre  $N$  comme l'ordre du soliton qui est défini par [1] :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \quad (\text{II.11}).$$

#### II. 5. 2. a. Régime linéaire non dispersif

Quand la longueur de la fibre  $L \leq L_{NL}$  et  $L \leq L_D$ , les effets dispersifs et non linéaires ne jouent aucun rôle durant la propagation de l'impulsion. Dans ce cas, les deux termes de la dispersion chromatique et de l'effet Kerr seront négligés. Donc l'équation (II.8) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.12}).$$

Alors, l'impulsion conserve sa forme sans déformation durant sa propagation. Ainsi, la fibre offre une meilleure transmission des informations, mais il convient de noter les pertes qui réduiront l'énergie des impulsions.

### II. 5. 2. b. Régime dispersif

Quand la longueur de la fibre  $L \leq L_{NL}$  et  $L \approx L_D$ , les effets non linéaires sont négligeables. Dans ce cas, l'impulsion subit un élargissement temporel sous l'effet de la dispersion. Donc, l'équation (II.8) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.13}).$$

### II. 5. 2. c. Régime non linéaire

Quand la longueur de la fibre  $L \leq L_D$  et  $L \sim L_{NL}$ , la dispersion est négligeable. Donc, l'impulsion est gouvernée par l'auto modulation de phase qui conduit à un élargissement spectrale de l'impulsion. L'équation (II.8) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial z} - i\gamma|u|^2 u = 0 \quad (\text{II.14}).$$

### II. 5. 2. d. Régime solitonique

Lorsque la longueur de la fibre est comparable à  $L_D$  et  $L_{NL}$ , les effets dispersifs et non linéaires se compensent simultanément entre eux. Dans ce cas, l'impulsion optique est capable de rester stable sans déformation au cours de sa propagation dans une fibre optique. Ceux sont les solitons optiques où la propagation est modélisée par l'équation NLS donnée par (II.8).

### II. 5. 3. Différents formes d'impulsions optiques

On peut considérer plusieurs formes d'impulsion optique où elles se distinguent par des paramètres tels que [28]:

- son profil d'intensité,
- son profil spectral,
- sa demi-durée  $T_0$  à  $1/e$  de l'intensité maximale dans le cas d'une impulsion gaussienne,

- sa durée  $TFWHM$  à mi-hauteur de l'intensité maximale,
- et sa largeur spectrale FFWHM à 3 dB.

Généralement, l'enveloppe  $u(z, t)$  d'une impulsion optique injectée dans une fibre optique peut prendre les formes suivantes :

- **impulsion gaussienne** : le profil de l'impulsion incident prend la forme suivante [27] :

$$u(0, t) = \sqrt{p_0} \left( -\frac{T^2}{T_0^2} \right) \quad (\text{II.15}),$$

Où la largeur à mi-hauteur de l'impulsion  $T_0$  est reliée avec la largeur totale à mi-hauteur par la relation :

$$TFWHM = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \approx 1.665 T_0 \quad (\text{II.16}).$$

Dans le cas où l'impulsion initiale est chirpée linéairement, le profil prend la forme suivante :

$$u(0, t) = \sqrt{p_0} \left( -\frac{(1-iC)T^2}{2T_0^2} \right) \quad (\text{II.17}),$$

Où  $C$  est le paramètre du chirp.

- **impulsion de type sécante hyperbolique** : la forme de l'enveloppe du champ incident est donnée par la relation suivante [27] :

$$u(0, t) = \sqrt{p_0} \operatorname{sech} \left( \frac{T}{T_0} \right) \exp \left( \frac{-CT^2}{2T_0} \right) \quad (\text{II.18}),$$

Avec la largeur totale à mi-hauteur est donnée par la relation :

$$TFWHM = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1.763 T_0 \quad (\text{II.19}).$$

#### II. 5. 4. Résolution numérique de l'équation de Schrödinger

De nombreuses méthodes analytiques et numériques sont été utilisées pour chercher des solutions de l'équation de Schrödinger non linéaire. Certaines d'entre elles sont, la méthode bilinéaire de Hirota [37-40], la transformation Fold Darboux [41], la méthode d'itération variationnelle [42], la méthode d'équation d'essai étendue [43], la méthode d'extension de la fonction elliptique de Jacobi étendue [44], la méthode de Kudryashov étendue [45], la méthode de diffusion inverse [46], la méthode unifiée généralisée [47], la méthode tanh-coth [48].

L'équation de Schrödinger non linéaire est une équation non linéaire différentielle (différentielle du deuxième ordre en temps et différentielle du premier ordre en distance) de dérivées partielles qui ne donnent pas généralement des solutions analytiques, sauf pour quelques cas spécifiques pour lesquelles la méthode de diffusion inverse (ISM pour *inverse scattering method*) peut être utilisée. Cette méthode est utilisée en 1971 par V. ZAKHAROV et A. SHABAT pour résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire dans le cas particulier de la transmission soliton quand les pertes sont négligées [1].

Par conséquent, l'approche numérique est souvent nécessaire pour une compréhension des effets non linéaires dans les fibres optiques. Un grand nombre de méthodes numériques peuvent être utilisées pour ce but, telles que la méthode spectrale, les méthodes des éléments finis, la méthode de Fourier à pas divisés et les méthodes des différences finies.

Dans notre travail, nous nous utilisons la méthode de Padé CSSPS (*a compact split step Padé scheme*). Cette méthode présente plusieurs avantages comparativement aux méthodes similaires du fait des raisons suivantes [29] :

- Elle nous donne de bons résultats avec un temps de calcul plus rapide.
- Elle occupe moins de mémoire.
- Elle est mieux adaptée pour les termes de dérivées d'ordres supérieurs décrivant les effets de la dispersion.



L'avantage de la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire, est qu'elle permet une bonne compréhension des différents phénomènes résultant lors de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique.

Dans ce travail de thèse, les simulations numériques présentées ont été réalisées à l'aide de la méthode CSSPS et grâce à des algorithmes développés sous un environnement Matlab.

Le principe de la méthode CSSPS est réalisé en séparant la partie linéaire de la partie non linéaire dans l'équation II.8 où elle peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = (\hat{L} + \hat{N})u \quad (\text{II.20}),$$

Où  $\hat{L}$  est un opérateur linéaire qui représente tous les effets linéaires, et  $\hat{N}$  est un opérateur non linéaire représentant l'influence de l'effet de toutes les non-linéarités des fibres.

Ensuite on procède à résoudre séparément les deux sous problèmes de façon alternée pour chaque pas de calcul. Lors de chaque pas de calcul on utilise le résultat de chaque sous-problème comme condition initiale pour l'autre. L'approximation de Padé, appliquée ici pour la partie linéaire, est bien adaptée aux termes des dérivés temporels d'ordres supérieurs décrivant les différents ordres de la dispersion. Nous résolvons la partie non linéaire en utilisant la méthode de Runge-Kutta de quatrième ordre.

## II. 6. Propagation d'un soliton vectoriel dans une fibre optique biréfringente

Jusqu'à présent nous avons négligé la propriété biréfringente de la fibre, et en particulier, l'effet de la polarisation. Dans ce paragraphe, nous considérons l'aspect vectoriel du soliton et nous allons voir que la biréfringence affect l'évolution du soliton au cours de sa propagation.

Dans une fibre optique, la biréfringence est un phénomène naturel qui se produit en raison des effets causés par divers éléments. Par conséquent, l'indice de réfraction de la fibre optique devient dépendant de l'état de polarisation considéré. Dans ce cas, un rayon non polarisé incident est décomposé en deux rayons (ordinaire et extraordinaire) polarisés

linéairement mais l'un en mode transverse magnétique [TM] et l'autre en mode transverse électrique [TE] [11,19]. L'intérêt de ce phénomène est de pouvoir transmettre deux fois plus de débit sur une même fibre optique.

En fait, nous ne pouvons pas fabriquer des fibres parfaites car, les défauts de fabrication conduisent à une ellipticité du cœur. De plus, au cours de l'utilisation, les courbures déforment la fibre optique. Les contraintes mécaniques aussi déforment les fibres optiques lors de leurs installations.

Pour traiter ce problème, il existe plusieurs corrections :

- la première, si on utilise un système électrique sur la fibre optique, qui peut capter le signal et, après l'avoir analysé, il l'émet comme était à son origine. Dans ce cas, On perd l'efficacité du traitement tout optique.
- La deuxième, on utilise des fibres optiques à maintien de polarisation comme les fibres à cœur elliptique ou les fibres PANDA ou TIGER.

La propagation d'une impulsion optique dans une fibre optique biréfringente est modélisée par un système de deux équations de Schrödinger non linéaires d'ordre supérieur couplées (CNSE), et est donné par [1] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \delta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \frac{i}{2} d \frac{\partial^2}{\partial t^2} - i \sum_{n=3}^{n=4} \frac{i^n}{n!} \beta_n \frac{\partial^n}{\partial t^n} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \Gamma \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \\ = i\gamma \begin{pmatrix} |u|^2 + \varepsilon|v|^2 & 0 \\ 0 & \varepsilon|u|^2 + |v|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + ik \begin{pmatrix} |u|^4 + \varepsilon|v|^4 & 0 \\ 0 & \varepsilon|u|^4 + |v|^4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II.21}),$$

Où  $i = \sqrt{-1}$ ,  $u(z, t)$  et  $v(z, t)$  représentent les amplitudes normalisées de deux composantes du champ polarisées linéairement le long les axes  $x$  et  $y$ .  $z$  et  $t$  sont respectivement la distance et le temps normalisés.  $\delta$  est la différence de vitesse de groupe entre les deux modes de polarisation.  $d$  est la dispersion de la vitesse de groupe et  $\beta_n$  le paramètre de dispersion d'ordre supérieur. Ici  $\Gamma$  représente les pertes de la fibre.  $\gamma$  est le paramètre d'auto-modulation de phase et  $k$  est le coefficient de la non-linéarité quintique.  $\varepsilon$  est le coefficient de modulation de phase croisée qui égale à 2/3 pour les fibres optiques linéairement biréfringentes.

Cependant, dans les systèmes de transmission réels, la dispersion, la non-linéarité, le gain et la perte varient généralement avec la distance de propagation. Récemment, un nouveau concept de contrôle ou de gestion du soliton a été développé dans l'application du soliton, et a été largement étudié en raison de ses valeurs potentielles [31-36]. En général, dans ces systèmes, le problème du contrôle ou de la gestion du soliton est régi par l'équation CNLS à coefficients variables [30]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \delta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \frac{i}{2} d(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} - i \sum_{n=3}^{n=4} \frac{i^n}{n!} \beta_n \frac{\partial^n}{\partial t^n} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \Gamma(z) \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} =$$

$$i\gamma(z) \begin{pmatrix} |u|^2 + \varepsilon|v|^2 & 0 \\ 0 & \varepsilon|u|^2 + |v|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + ik \begin{pmatrix} |u|^4 + \varepsilon|v|^4 & 0 \\ 0 & \varepsilon|u|^4 + |v|^4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad (\text{II.22}),$$

Où les fonctions  $d(z)$ ,  $\gamma(z)$  et  $\Gamma(z)$  sont données par les expressions suivantes [30]:

- le paramètre GVD varié :

$$d(z) = \frac{1}{d_0} \exp(\sigma z) \gamma(z) \quad (\text{II.23}).$$

- le paramètre non linéaire :

$$\gamma(z) = \gamma_0 + \gamma_1 \sin(gz) \quad (\text{II.24}).$$

- et le paramètre du gain (ou pertes) distribué :

$$\Gamma(z) = \sigma / 2 \quad (\text{II.25}).$$

Où  $d_0$  est un paramètre lié à la puissance de crête initiale,  $\sigma$  est un paramètre décrivant le gain ou la perte, et  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$  et  $g$  sont les paramètres décrivant la non-linéarité Kerr. Pour notre étude, nous prenons les paramètres  $d_0 = 1$ ,  $\gamma_0 = 0$ ,  $\gamma_1 = 1$ ,  $g = 1$  et  $\sigma = 0$  [30].

Généralement, l'équation CNLS à coefficients variables n'est pas intégrable. Des solutions exactes de l'équation sont obtenues en utilisant diverses méthodes pour certains cas spéciaux qui supposent une relation de fonction entre  $D(z)$ ,  $R(z)$  et  $\Gamma(z)$  pour construire les conditions intégrables de l'équation [31-36]. Cependant, il est très difficile à réaliser ces conditions dans un système pratique pour les cas ci-dessus.

## II.7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié la propagation des solitons optiques dans les fibres et leurs applications. Cette propagation peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non linéaire dérivée à partir des équations de Maxwell. La résolution de cette équation est difficile analytiquement. Le recours à une résolution numérique est nécessaire où on utilise la méthode de Padé (CSSPS pour *a compact split step Padé scheme*) qui montre leur efficacité en donnant des résultats rapides et précis. En réalité, les défauts de fabrication conduisent à une ellipticité du cœur de la fibre optique. De plus, au cours de l'utilisation, les courbures déforment la fibre optique. Les contraintes mécaniques aussi déforment les fibres optiques lors de leurs installations. Ces derniers éléments conduisent au phénomène de biréfringence qui affecte l'évolution du soliton au cours de sa propagation et donne naissance au concept du soliton vectoriel. La propagation d'un soliton optique vectoriel dans une fibre optique biréfringente est modélisée par un système de deux équations de Schrödinger non linéaires couplées (CNSE) où on utilise aussi la méthode de Padé (CSSPS pour *a compact split step Padé scheme*) pour une étude numérique.

**II. 8. Références bibliographique**

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Fifth edition, US, 2013, pages 1-21.
- [2] X. Zhang & X. Wang, *Soliton propagation in birefringent optical fibers near the zero-dispersion wavelength*, *Optik* 115 (1), 2004, pages 36-42.
- [3] S. Trillo & S. Wabnitz, *Polarized soliton instability and branching in birefringent fibers*, *optics communications* 70 (2), 1989, pages 166-172.
- [4] I. M. Uzunov & V.I. Pulov, *Vector solitary waves in strongly birefringent fibers with Raman scattering*, *Physics Letters A* 372, Issue 15.7, April 2008, pages 2730-2733.
- [5] S. Trillo & S. Wabnitz, *Nonlinear modulation of coupled waves in birefringent optical fibers*, *Physics Letters A* 159, 1991, pages 252-256.
- [6] M. F. Mahmoud, W. W. Zachary & T. L. Gill, *Nonlinear pulse propagation in elliptically birefringent optical fibers*, *Physica D* 90, 1996, pages 271-279.
- [7] R. Ohhira, M. Matsumoto & A. Hasegawa, *Effect of polarization orthogonalization in wavelength division multiplexing soliton transmission system*, *Optics Communications* 111, 1994, pages 39-42.
- [8] A. Hasegawa, *Effect of polarisation mode dispersion in optical soliton transmission in fibers*, *Physica D* 188, 2004, pages 241-246.
- [9] W. Chen, W. Xu, Z. Liang, A. Luo, H. Cui, D. Han, L. Chen & H. Lu, *Enhanced soliton robustness to polarization mode dispersion by using degenerate four-wave mixing*, *Optics and Laser Technology* 39, 2007, pages 696-700.
- [10] J. Yang & Y. Tan, *Fractal dependence of vector-soliton collision in birefringent fibers*, *Physics Letters A* 280, 2001, pages 129-138.
- [11] C. R. Menyuk, *Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fibers*, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-23, No. 2, 1987, pages 174-176.
- [12] V. V. Bryksin, M. P. Petrov & R. V. Kiyon, *Propagation of vector solitons in birefringent fiber lightguides*, *JETP* 80 (3), 1995, pages 415-419.
- [13] D. Rand, I. Glusk, C. S. Bres, D. A. Nolan, X. Chen, J. Koh & J. W. Fleischer, *Observation of temporal vector soliton propagation and collision in birefringent fiber*, *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 98, 053902, 2007.

- [14] S. T. Cundiff, B. C. Collings, N. N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, K. Bergman & W. H. Knox, *Observation of polarization-locked vector solitons in an optical fiber*, PHYSICAL REVIEW LETTERS 82 (20), 1999, pages 3988-3991.
- [15] N. V. Aseeva, E. M. Gromov & V. V. Tyutin, *Phase interaction of short vector solitons*, Physics Letters A 376, 2012, pages 718-722.
- [16] C. R. Menyuk, *Stability of solitons in birefringent optical fibers I: Equal propagation amplitudes*, OPTICS LETTERS 12 (8) 1987, pages 614-616.
- [17] C. R. Menyuk, *Stability of solitons in birefringent optical fibers I: Arbitrary amplitudes*, Journal of the Optical Society of America B 5 (2) 1988, pages 392-402.
- [18] A. E. Korolev & V. N. Nazarov, *Experimental observation of orthogonally polarized time-delayed optical soliton trapping in birefringent fibers*, OPTICS LETTERS 30 (2) 2005, pages 132-134.
- [19] P. M. C. Nathan, N. Kalyanasundaram & R. M. Krishnam, *Analysis of optical soliton propagation in birefringent fibers*, International Journal of Microwave and Optical Technology 4 (6), 2009, pages 368-373.
- [20] F. Lu, Q. Lin, W. H. Knox & G. P. Agrawal, *Vector soliton fission*, PHYSICAL REVIEW LETTERS 93 (18), 2004.
- [21] V. K. Mesentsev & S. K. Turitsyn, *Stability of vector solitons in optical fibers*, OPTICS LETTERS 17 (21), 1992, pages 1497-1499.
- [22] G. Narayanasamy & N. Arunachalam, *Soliton-like pulse propagation through birefringent fibers with fourth order dispersion – using stokes parameters*, CHINESE JOURNAL OF PHYSICS 44 (5), 2006, pages 366-376.
- [23] Y. Chen & J. Atai, *Femtosecond soliton pulses in birefringent optical fibers*, Journal of the Optical Society of America B 14 (9), 1997, pages 2365-2372.
- [24] J. Q. Sun, X. Y. Gu & Z. Q. Ma, *Numerical study of the coupled nonlinear Schrodinger system*, PHYSICA D 196, 2004, pages 311-328.
- [25] J. Q. Sun, M. Z. Qin, H. Wei & D.G. Dong, *Numerical simulations of collision behavior of optical solitons in birefringent fibers*, Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation 14, 2009, pages 1259-1266.
- [26] P. G. Drazin & R. S. Johnson, *Solitons: an Introduction*, Cambridge University Press, 1989.
- [27] M. Kerbouche, *Etude des solitons Bragg dans les systèmes de transmission optique*, Thèse de Doctorat, UNIVERSITE-BADJ-MOKHTAR-ANNABA, 2018.

- [28] F. Azzouzi, *Etude de la dynamique de propagation non linéaire des solitons optiques modélisés par l'équation de Schrödinger non linéaire*, Thèse de Doctorat, UNIVERSITE-BADJ-MOKHTAR-ANNABA, 2010.
- [29] M. Smadi & D. Bahloul, *A compact split step Padé scheme for higher-order nonlinear Schrödinger equation (HNLS) with power law nonlinearity and fourth order dispersion*, computer physics communications 182, 2011, pages 366–371.
- [30] H. Zheng, C. Wu, Z. Wang, H. Yu, S. Liu & X. Li, *Propagation characteristics of chirped soliton in periodic distributed amplification systems with variable coefficients*, Optik 123, 2012, pages 818-822.
- [31] V.N. Serkin & A. Hasegawa, *Soliton management in the nonlinear Schrödinger equation model with varying dispersion, nonlinearity, and gain*, JETP Letters 72 (2), 2000, pages 89–92.
- [32] V.I. Kruglov, A.C. Peacock & J.D. Harvey, *Exact self-similar solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients*, PHYSICAL REVIEW LETTERS 90, 2003.
- [33] R. Hao, L. Li, Z. Li, W. Xue & G. Zhou, *A new approach to exact soliton solutions and soliton interaction for the nonlinear Schrödinger equation with variable coefficients*, optics communications 236 (1–3), 2004, pages 79–86.
- [34] R. Yang, R. Hao, L. Li, X. Shi, Z. Li & G. Zhou, *Exact gray multi-soliton solutions for nonlinear Schrödinger equation with variable coefficients*, optics communications 253 (1–3), 2007, pages 177–185.
- [35] J.L. Zhang, B.A. Li & M.L. Wang, *The exact solutions and the relevant constraint conditions for two nonlinear Schrödinger equations with variable coefficients*, Chaos Solitons and Fractals 39 (2), 2009, pages 858–865.
- [36] J. Wang, L. Li & S. Jia, *Exact chirped gray soliton solutions of the nonlinear Schrödinger equation with variable coefficients*, optics communications 274 (1), 2007, pages 223–230.
- [37] M. J. Ablowitz, M. A. Ablowitz & P.A. Clarkson, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering*, Cambridge University Press, Vol. 149, 1991.
- [38] M. M. El-Borai, H. M. El-Owaidy, H. M. Ahmed, A. H. Arnous, S. Moshokoa, A. Biswas & M. Belic, *Topological and singular soliton solution to Kundu-Eckhaus equation with extended Kudryashov's method*, Optik 128, 2017, pages 57-62.

- [39] X. Guan, W. Liu, Q. Zhou & A. Biswas, *Darboux transformation and analytic solutions for a generalized super-NLS-mKdV equation*, *Nonlinear Dynamics* 98 (2), 2019, pages 1491-1500.
- [40] M. Ekici, M. Mirzazadeh, A. Sonmezoglu, Q. Zhou, S. P. Moshokoa, A. Biswas & M. Belic, *Dark and singular optical solitons with Kundu-Eckhaus equation by extended trial equation method and extended  $G'/G$ -expansion scheme*, *Optik* 127 (22), 2016, pages 10490-10497.
- [41] S. Liu, Q. Zhou, A. Biswas & W. Liu, *Phase-shift controlling of three solitons in dispersion- decreasing fibers*, *Nonlinear Dynamics* 98 (1), 2019, pages 395-401.
- [42] M. S. Osman & A. M. Wazwaz, *An efficient algorithm to construct multi-soliton rational solutions of the (2+1)-dimensional KdV equation with variable coefficients*, *Applied Mathematics and Computation* 321, 2018, pages 282-289.
- [43] A. Sonmezoglu, M. Yao, M. Ekici, M. Mirzazadeh & Q. Zhou, *Explicit solitons in the parabolic law nonlinear negative-index materials*, *Nonlinear Dynamics* 88 (1), 2017, pages 595-607.
- [44] L. Wang, D. Y. Jiang, F. H. Qi, Y. Y. Shi & Y. C. Zhao, *Dynamics of the higher-order rogue waves for a generalized mixed nonlinear Schrödinger model*, *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation* 42, 2017, pages 502-519
- [45] A. M. Wazwaz, *A two-mode modified KdV equation with multiple soliton solutions*, *Applied Mathematics Letters* 70, 2017, pages 1-6.
- [46] A. M. Wazwaz & S. A. El-Tantawy, *Optical Gaussons for nonlinear logarithmic Schrödinger equations via the variational iteration method*, *Optik* 180, 2019, pages 414-418
- [47] C. Yu W. Yang, M. Liu, Y. Zhang, G. Ma, M. Lei & W. Liu, *Amplification, reshaping, fission and annihilation of optical solitons in dispersion-decreasing fiber*, *Nonlinear Dynamics* 92 (2), 2018, pages 203-213.
- [48] W. Yu, W. Liu, H. Triki, Q. Zhou & A. Biswas, *Phase shift, oscillation and collision of the anti-dark solitons for the (3+1)-dimensional coupled nonlinear Schrödinger equation in an optical fiber communication system*, *Nonlinear Dynamics* 97 (2), 2019, pages 1253-1262.



## Chapitre III

### Propagation des Solitons Vectoriels dans les Systèmes WDM

---

#### III. 1. Introduction

En raison de la demande d'augmentation de débit dans les systèmes de transmission par fibre optique de tous les types d'informations (image, audio, vidéo, données, etc.), l'étude des nouvelles technologies est nécessaire. L'une de ces techniques consiste à utiliser le multiplexage en longueur (WDM pour Wavelength Division Multiplexing) d'onde qui a été étudié largement [1-10]. Ce dernier permet le passage de plusieurs signaux de longueurs d'ondes différentes sur la même fibre optique. Cette technique peut être appliquée en utilisant un multiplexeur (MUX) et un démultiplexeur (DEMUX). Le MUX combine les longueurs d'onde à l'entrée de la fibre optique, tandis que le DEMUX les sépare en sortie. Ce développement permet d'exploiter une plus large bande passante de la fibre optique où chaque longueur d'onde permet un débit allant jusqu'à plusieurs gigabits par seconde [1].

Dans ce chapitre, nous présentons la technique de multiplexage en longueur d'onde dans les systèmes de transmission par fibre optique, leur principe, leurs avantages et leurs types, ensuite nous examinons les différents composants nécessaires à ce multiplexage.

### III. 2. Avantages de la technologie WDM

Avant la technologie WDM, toute nouvelle demande croissante de débit conduisait à l'ajout de fibres optiques, chacune propageant un seul signal. Cela rend les coûts de cette opération très élevés, ce qui empêche l'expansion de son utilisation sur le marché.

La technologie WDM permet de mélanger plusieurs signaux de différentes longueurs d'onde dans la même fibre optique. Ainsi le gain est proportionnel au nombre de canaux que les fibres optiques laissent transporter.

Les avantages de cette technologie sont innombrables. Parmi ces avantages, nous mentionnons notamment [5]:

- La flexibilité où chaque signal est traité séparément, ce qui permet à différents types de signaux ou de données (parole, vidéo, images, ... etc.) d'être transmis sur la même fibre optique. Donc, cette technologie évite d'installer des nouvelles fibres optiques dans les systèmes existants.
- La souplesse où la bande passante (la capacité du réseau) de la fibre optique peut être rapidement augmentée selon les besoins. Ceci est réalisé en optimisant les liaisons point à point et l'envergure des anneaux SONET/SDH existants.

- La faiblesse des coûts où la WDM n'utilise des amplificateurs que tous les 120km, contrairement à la TDM qui nécessite des répéteurs tous les 40km.

### III. 3. Principe de WDM

L'idée d'injecter simultanément plusieurs ondes avec la même vitesse de modulation dans la même fibre optique, où chaque onde a une longueur d'onde différente, a donné naissance à la technologie WDM. Cette technique consiste à combiner de plusieurs ondes de différentes longueurs d'onde pour être transporter sur la même fibre optique. En d'autres termes, la combinaison de deux à 160 canaux sur une même fibre optique [5].

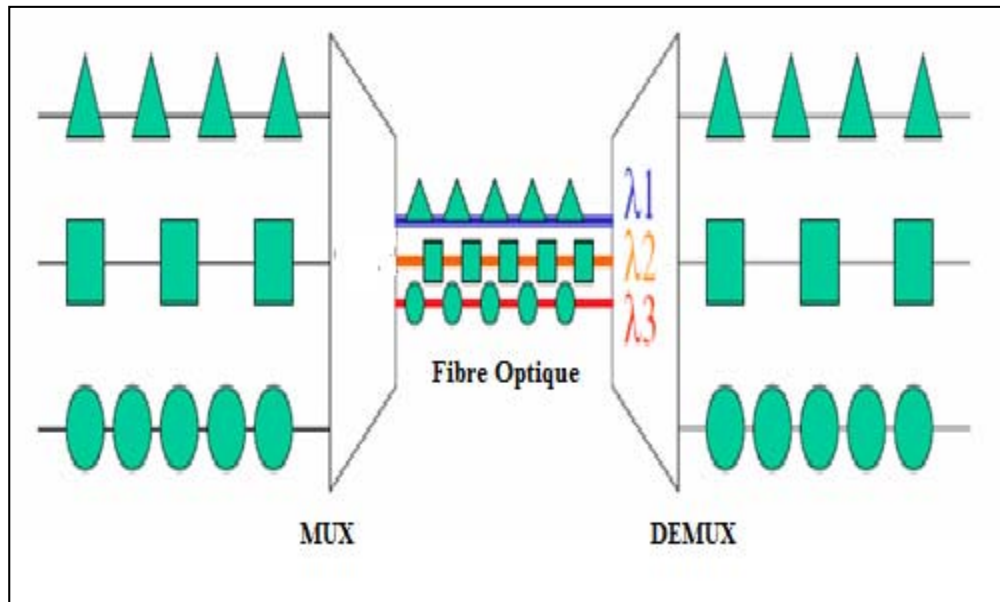
Dans ce cas, une vaste bande passante optique est découpée en des canaux d'informations, chacun ayant une longueur d'onde porteuse différente. Chaque canal transporte un flux de données individuellement et le tous sont transmis simultanément sur une seule fibre optique. Donc, le débit transmis est alors multiplié par le nombre de canaux.

La raison pour laquelle chaque longueur d'onde est transportée dans un canal différente, est que des ondes optiques de différentes longueurs d'onde se propagent sans interférer les uns avec les autres.

Cependant, le nombre de longueurs d'onde qu'une fibre optique peut transporter est limité d'une dizaine de longueurs d'onde à plusieurs centaines [11].

Pour implémenter cette technologie, le système WDM utilise deux stations reliées l'une à l'autre par une fibre optique. La première station est un émetteur (multiplexeur) où il

mélange les longueurs d'ondes, et la deuxième station est un récepteur (démultiplexeur) qui les sépare pour obtenir les différents canaux de départ.

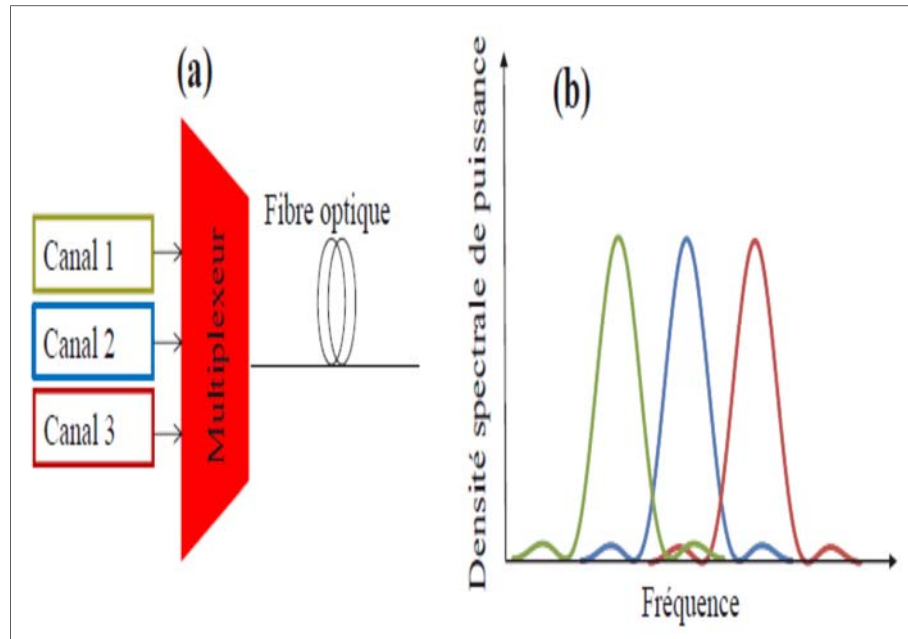


**Figure III. 1:** Principe du WDM

Il faut à noter que l'espacement entre les canaux WDM  $\Delta\nu$  joue un rôle très important. Cette importance se traduit par le fait que la densité spectrale de l'information  $\eta$ , donnée par le rapport  $B_{tot}/\Delta\nu_{tot}$  [12] où  $B_{tot}$  et  $\Delta\nu_{tot}$  sont respectivement la capacité totale d'information et la bande spectrale totale occupée par les signaux WDM, augmente lorsque  $\Delta\nu$  diminue. Cependant, lorsque  $\Delta\nu$  diminue, la diaphotie entre les canaux augmente. Il existe deux types de diaphotie [12]:

- La diaphotie non linéaire associée aux interactions entre de nombreux canaux WDM par l'effet non linéaire.

- La diaphotie linéaire où une partie de l'intensité du canal peut être trouvée sur la bande de fréquence des canaux adjacents.



**Figure. III.2 :** Principe du multiplexage en longueur d'onde (a). Illustration de la diaphotie linéaire dans le cas de trois canaux de transmission (b) [12].

Afin d'assurer une bonne qualité de transmission du signal dans les fibres optiques, un espacement minimum doit être spécifié entre les longueurs d'onde émises par chaque source, pour éviter toute interférence possible. L'espacement dépend de divers facteurs tels que:

- ✓ La qualité des multiplexeurs et démultiplexeurs,
- ✓ La qualité de la fibre optique,
- ✓ La qualité des sources,
- ✓ La longueur de transmission des informations,
- ✓ Débit des données émises par chaque source.

Il faut à noter que la fibre optique peut transporter un débit égal à  $N*D$  où cette dernière est définie comme la capacité du système.

### III. 4. Fonctionnement

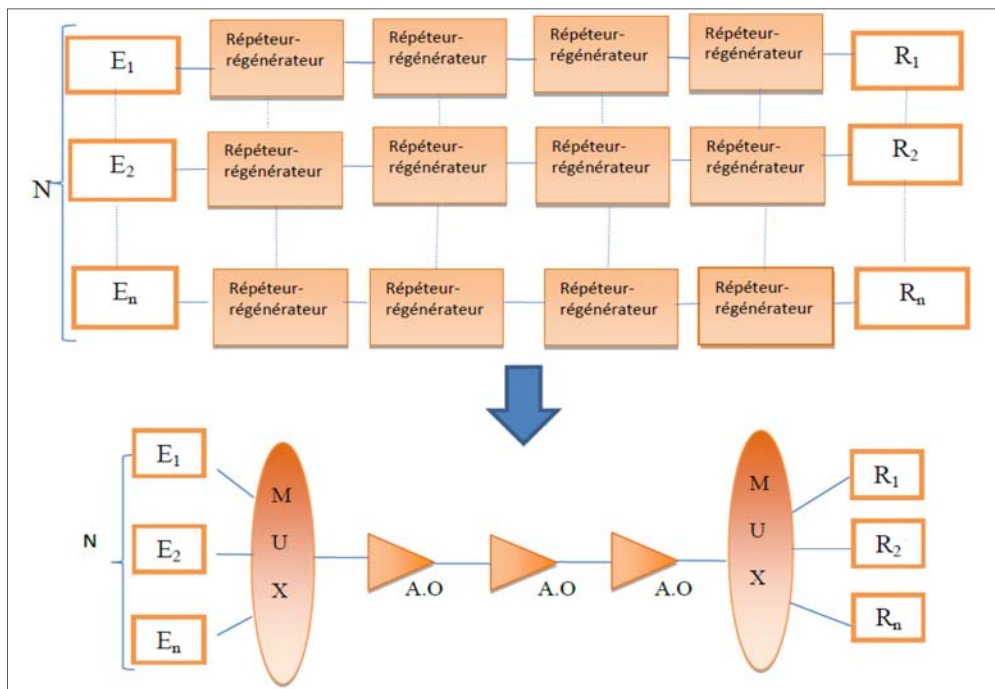
Un système de transmission par fibre optique se compose de trois composants. La première composante est une source optique, appelée émetteur, qui est une diode laser. Le rôle de l'émetteur optique est de convertir le signal électrique en signal optique. L'ensemble de diodes laser émettent à des longueurs d'onde différentes mais très proches (près de 1550 nm).

La deuxième composante est une ligne de transmission qui peut être une fibre optique ou un amplificateur. La fibre optique transmet le signal optique de l'émetteur optique au récepteur optique.

La troisième composante est un récepteur qui a un rôle de reconvertir le signal optique en signal électrique et est spécialement équipé d'un détecteur composé d'une ou plusieurs photodiodes qui séparent les différentes longueurs d'onde.

L'amplificateur optique est l'un des éléments de base de la technologie de multiplexage. L'avènement de l'amplification optique a été le vrai point de départ du développement de la technologie WDM. En effet, l'amplificateur optique offre un avantage économique en pouvant amplifier toutes les  $N$  longueurs d'onde.

En conséquence, un seul amplificateur remplace  $N$  régénérateurs à chaque emplacement de ligne, offrant une économie d'équipement accrue avec le nombre de canaux et la longueur de la liaison comme indiqué sur la Fig. III.3.



**Figure III.3 :** L'utilisation du multiplexage couplée à l'amplification optique.

### III. 5. Types de WDM

Il existe plusieurs technologies WDM qui restent en principe identiques mais ne diffèrent que par le nombre de canaux utilisés dans les fibres optiques. Le multiplexage WDM a un intervalle minimum entre deux longueurs d'onde utilisables qui peut être exprimé en nanomètres ou en gigahertz.

Les fibres optiques monomodes standard ont trois fenêtres spectrales de transmission. La deuxième et la troisième sont caractérisées par des atténuations faibles inférieures à  $1\text{dB/km}$ . La deuxième fenêtre est centrée autour de la longueur d'onde de  $1300\text{nm}$  avec une perte de  $0,5\text{dB/km}$  tandis que la troisième fenêtre est située autour de la longueur d'onde de  $1550\text{nm}$

avec des pertes théoriques de  $0,18\text{dB/km}$ . Le multiplexage en longueurs d'onde a lieu autour de ces deux fenêtres à faibles atténuations, qui sont divisées en cinq bandes :

- La bande O entre  $1260$  et  $1360\text{ nm}$ ,
- La bande E entre  $1360$  et  $1460\text{ nm}$ ,
- La bande S entre  $1460$  et  $1530\text{ nm}$ ,
- La bande C entre  $1530$  et  $1565\text{ nm}$ ,
- Et la bande L entre  $1565$  et  $1625\text{ nm}$ .

L'espacement entre deux longueurs d'onde est déterminé par la Norme internationale *ITU-T G 692 (Interfaces optiques pour systèmes multicanaux avec amplificateurs optiques)*. Elle définit l'ensemble de longueurs d'onde autorisées dans la fenêtre de transmission étendu de  $1530$  à  $1565\text{ nm}$  (la bande C), et a été fixé à  $200\text{ GHz}$  (ou  $1,6\text{ nm}$ ) et  $100\text{ GHz}$  (ou  $0,8\text{ nm}$ ).  
[\[13\]](#).

Il existe différents types de WDM : le CWDM (pour *Coarse Wavelength Division Multiplexing*), le DWDM (pour *Dense Wavelength Division Multiplexing*), et l'UDWDM (pour *Ultra-Dense Wavelength Division Multiplexing*). La différence entre les différents types réside principalement dans l'espacement entre les canaux optiques utilisés.

Vous trouverez ci-dessous un tableau détaillant les types WDM les plus courants :



	Coarse-WDM	Dense-WDM	Ultra-Dense-WDM
Nombre de longueur d'onde	Jusqu'à 18	Jusqu'à 160	jusqu'à 400
Espacement des canaux	20nm	0.1nm à 0.8nm	0.08nm
Fenêtre spectrale	~ 1270nm - 1610nm	~ 1500nm - 1600nm	~ 1500nm - 1600nm
Débit par longueur d'onde	1,25 - 2,5 Gbit/s	10Gbit/s - 40Gbit/s	> 40Gbit/s

**Tableau III. 1 :** différents types de WDM.

### III. 5. a. Coarse-WDM

On parle du CWDM lorsque l'espacement entre deux longueurs d'onde est de  $20 \text{ nm}$ . Il permet de transporter jusqu'à 18 canaux sur une seule fibre optique sans interférence (voir la figure III. 4). CWDM fonctionne à une bande passante plus large que WDM, avec des longueurs d'onde de fonctionnement allant de  $1270 \text{ nm}$  à  $1610 \text{ nm}$  (bandes O, E, S, C, L). La région de  $1550 \text{ nm}$  est plus populaire car elle a une perte plus faible. CWDM est une solution pratique et économique pour des distances plus courtes allant jusqu'à  $40 \text{ km}$  où les signaux CWDM ne peuvent pas être amplifiés. Le CWDM est utilisé dans les réseaux locaux (LAN) et métropolitains (MAN).

Le tableau I-2 montre la grille du CWDM, dont la grille représente les longueurs d'ondes centrales nominales ( $nm$ ) pour un espacement de  $20 \text{ nm}$ .

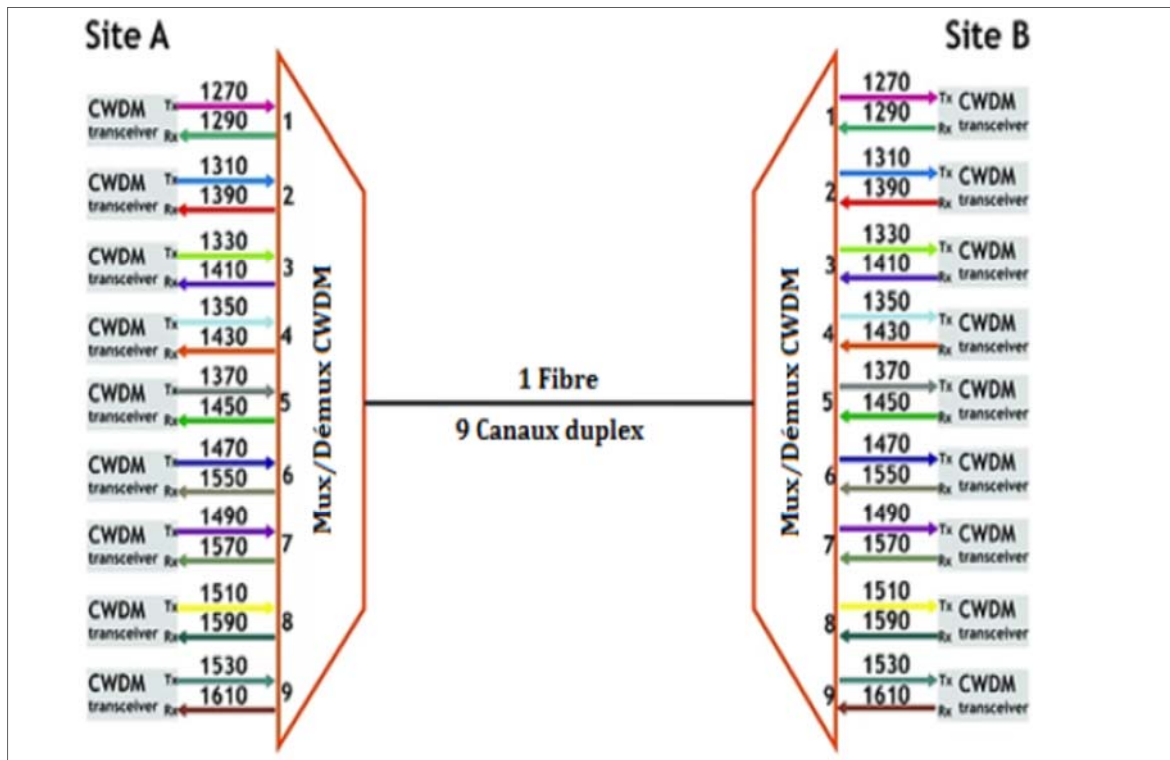


Figure III.4 : Principe du Multiplexage CWDM [14].

Longueurs d'ondes centrales nominales (nm)	
Pour un espacement de 20 nm.	
1270	
1290	
1310	
1330	
1350	
1370	
1390	
1410	
1430	
1450	
1470	
1490	
1510	
1530	
1550	
1570	
1590	
1610	

Tableau III. 3 : La grille du CWDM [14].

Ce type de multiplexage présente un avantage important dans son faible coût pour les raisons suivantes :

- Il n'est pas nécessaire de réguler la température du laser émetteur grâce au grand espacement entre deux longueurs d'onde (entre deux canaux).
- En revanche, nous sommes limités à 18 canaux, non amplifiés (moins chers) jusqu'à 40 km au maximum.

### III. 5. b. Dense-WDM

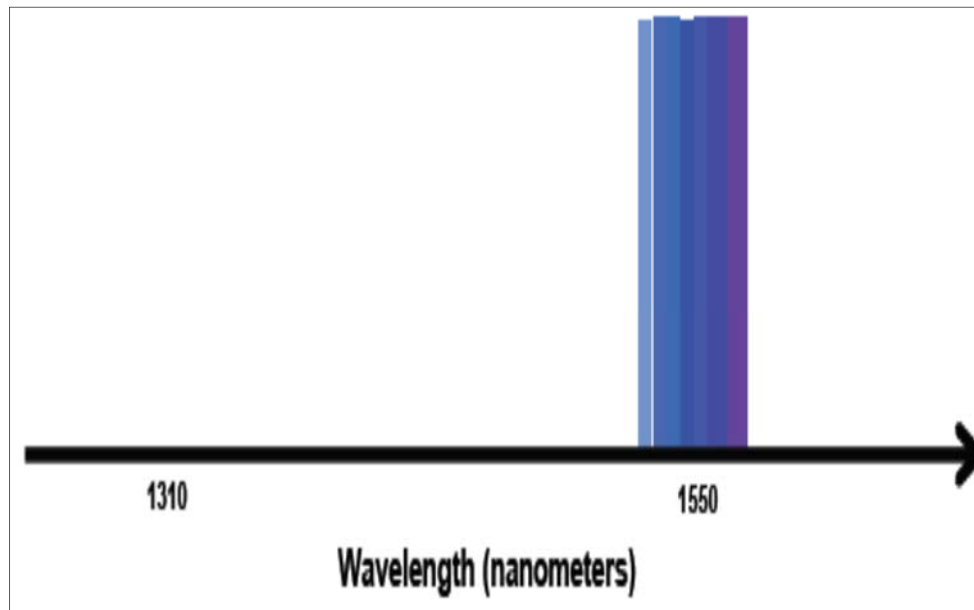
On parle du DWDM lorsque l'espacement entre deux longueurs d'onde est d'environ 0,8 nm (100 GHz), 0,4 nm (50 GHz), 0,2 nm (25 GHz) et 0,1 nm (12,5 GHz). Il est désigné pour les communications longues distance, et utilise des longueurs d'onde autour de 1550 nm où la bande C (Conventionnelle) est la plus utilisée (de 1565 à 1530 nm).

Actuellement, le système DWDM à 50 GHz (0,4 nm) et à 25 GHz (0,2 nm) peut transporter respectivement 80 et 160 canaux optiques sur une seule fibre optique. Anciennement, des canaux espacés de 0,8 nm (100 GHz) sont utilisées, ce qui permet de compter environ 40 longueurs d'onde dans la bande C.

L'avantage du DWDM est de permettre la circulation de plusieurs longueurs d'ondes jusqu'à atteindre 160 canaux à cause du petit espacement entre les canaux (0,4, 0,2, 0,1 nm). Il est capable d'atteindre 80 km et même plus avec l'ajout d'amplificateurs (appelés EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplificateur) tous les 80 kms.

Cette technologie présente aussi des inconvénients, tels que [14] :

- La diaphonie entre les canaux à cause des petits espacements.
- Les effets non-linéaires comme le FWM et le XPM.
- Les longues distances qui exigent plusieurs amplificateurs optiques en ligne tel que l'EDFA qui coûte cher.
- 



**Figure III.5 :** Longueurs d'ondes DWDM

Il s'agit de la seule technologie déployée dans les réseaux de communication longue portée [14].

Le tableau III. 3 montre la grille du DWDM, dont la grille représente les fréquences et les longueurs d'ondes centrales nominales.

Fréquences centrales nominales (GHz) pour espacements de :				Longueurs d'ondes centrales nominales approximatives (nm)
12,5 GHz	25 GHz	50 GHz	100 GHz	
195.9000	195.900	195.90	195.9	1530.33
195.8875	-	-	-	1530.43
195.8750	195.875	-	-	1530.53
195.8625	-	-	-	1530.63
195.8500	195.850	195.85	-	1530.72
195.8375	-	-	-	1530.82
195.8250	195.825	-	-	1530.92
195.8125	-	-	-	1531.02
195.8000	195.800	195.80	195.8	1531.12
195.7875	-	-	-	1531.21
195.7750	195.775	-	-	1531.31
195.7625	-	-	-	1531.41
195.7500	195.750	195.75	-	1531.51
195.7375	-	-	-	1531.60
195.7250	195.725	-	-	1531.70
195.7125	-	-	-	1531.80
195.7000	195.700	195.70	195.7	1531.90
195.6875	-	-	-	1532.00
195.6750	195.675	-	-	1532.09
195.6625	-	-	-	1532.19

**Tableau III. 3 :** La grille du DWDM [14].

### III. 5. c. Ultra-Dense-WDM

On parle d'UDWDM lorsque l'espacement entre deux longueurs d'onde est de  $0.4 \text{ nm}$  ( $50 \text{ GHz}$ ),  $0,1 \text{ nm}$  ( $12,5 \text{ GHz}$ ). Le système à  $12,5 \text{ GHz}$  ( $0,1 \text{ nm}$ ) permet d'obtenir jusqu'à 400 canaux optiques dans la bande U ( $1625\text{--}1675 \text{ nm}$ ).

Ce type de multiplexage est utilisé principalement dans les communications optiques sans fil, les réseaux sous-marins, et les réseaux PON (Passive Optical Network) [14]. Donc, il

est une meilleure solution pour fournir des très hauts débits avec un faible taux d'erreurs binaire TEB. Il s'agit d'une technologie qui peut transmettre plusieurs signaux simultanément sur une seule fibre avec un espacement entre les canaux très étroit.

### III. 6. Comparaison entre les différents types de multiplexage

Le tableau III. 4, illustre une comparaison entre différents types de multiplexage où la comparaison tient compte de différentes caractéristiques telles que le type de multiplexage (Analogique ou Numérique), la capacité et la distance, le coût, l'espacement entre les longueurs d'ondes, le type de code, l'encodage/le décodage, l'amplification, le format de modulation, le type de modulation, le type de support de transmission (fibre, câble, sans fil, radio ... etc.), avantages et inconvénients, et le domaine d'application.

<i>Type de multiplexage</i>	<i>Caractéristiques</i>
<b>TDM</b>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Multiplexage analogique et numérique.</li> <li>2. Interférence faible ou négligeable.</li> <li>3. Circuit plus simple.</li> <li>4. Utilise des impulsions pour la synchronisation.</li> <li>5. Efficace et flexible.</li> </ol>
<b>FDM</b>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Multiplexage analogique.</li> <li>2. Plusieurs signaux sont transmis simultanément.</li> <li>3. Processus de démodulation est facile.</li> <li>4. Pas de synchronisation entre l'émetteur et le récepteur.</li> <li>5. Bande de garde est requise.</li> <li>6. Efficacité spectrale est faible.</li> </ol>

	<p>7. Utilisé dans la radiodiffusion FM et AM.</p> <p>8. Utilisé pour les GSM (<i>1G</i>).</p> <p>9. Besoin d'un canal à large bande passante</p>
<b>WDM</b>	<p>1. Multiplexage analogique.</p> <p>2. Exploite la totalité de la bande passante.</p> <p>3. Augmente la capacité du réseau.</p> <p>4. Un débit très élevé (<i>320 Gbit/s - 1.28 Tbit/s</i>).</p> <p>5. Utilise la bande C : <i>1530 à 1565 nm</i>.</p> <p>6. Supporte jusqu'aux 32 longueurs d'ondes.</p> <p>7. Utilise des dispositifs qui sont un peu coûteux.</p> <p>8. Utilise des coupleurs (composants optiques) pour le multiplexage et démultiplexage.</p> <p>9. Utilise les réseaux de Bragg : FBG et les interféromètres : Fabry-Pérot, Mach-Zehnder.</p> <p>10. Utilise les filtres interférentiels à couches diélectriques minces et les filtres acoustique optique accordable.</p> <p>11. Affecté par les effets de diaphonies et les effets non linéaires (FWM, XPM).</p> <p>12. Existence des interférences entre les canaux adjacents dues au petit espacement entre les canaux.</p> <p>13. Les amplificateurs optiques de type EDFA sont indispensable.</p> <p>14. Problème de la gestion de la dispersion.</p> <p>15. Supporte différents types de clients notamment le FTTx (Fiber To The Home, Building, Cube, ...x), xDSL, Wireless, Ethernet, SONET, ...etc.</p>

	16. Utilise le format de modulation RZ.
<b>DWDM</b>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Multiplexage analogique.</li> <li>2. Exploite la totalité de la bande passante.</li> <li>3. Augmente la capacité du réseau.</li> <li>4. Un débit très élevé (<i>3 Tbit/s - 12 Tbit/s</i>).</li> <li>5. Utilise la bande C et L : <i>1530 à 1625 nm</i>.</li> <li>6. Supporte jusqu'aux <i>160</i> longueurs d'ondes.</li> <li>7. Minimise l'implantation des répéteurs et régénérateurs.</li> <li>8. Utilise le format de modulation NRZ.</li> <li>9. Déployé dans les réseaux télécoms longue distance.</li> <li>10. Utilisé dans le domaine sous-marin (longue distance).</li> <li>11. Utilisé pour les réseaux WAN ainsi que le réseau dorsal (backbone).</li> <li>12. Affecté par la diaphonie entre les canaux à cause des petits espacements.</li> <li>13. Les effets non-linéaires tels que le FWM et le XPM ne sont pas négligeables.</li> <li>14. Les longues distances exigent plusieurs amplificateurs optiques en ligne tel que l'EDFA qui coûte cher.</li> <li>15. Problème de la gestion de la dispersion.</li> </ol>
<b>U-DWDM</b>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Multiplexage analogique.</li> <li>2. Fournit des très hauts débits : <i>10 Tbit/s – 40 Tbit/s</i>.</li> <li>3. Faible taux d'erreurs TEB.</li> <li>4. Utilise la bande U : <i>1625–1675 nm</i>.</li> <li>5. Espacement entre les canaux très étroit : <i>0.4 nm</i> et <i>0.1 nm</i>.</li> </ol>



	<ol style="list-style-type: none"> <li>6. Supporte jusqu'au : <i>400</i> canaux optiques.</li> <li>7. Augmente la capacité du réseau.</li> <li>8. Très robuste qui demande des circuits programmables tels que : le FPGA (Field Programmable Gate Array) et la DSP (Digital Signal Processing).</li> <li>9. Utilisé pour des longues distances (Long Haul).</li> <li>10. Utilisé beaucoup plus dans les réseaux PON (Passive Optical Network).</li> <li>11. Utilisé dans les réseaux sans fil et les réseaux sous-marins.</li> <li>12. Utilise les types de modulation suivants : la modulation d'amplitude en quadrature QAM et la modulation par déplacement de phase en quadrature QPSK.</li> </ol>
<b>CWDM</b>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Multiplexage analogique.</li> <li>2. Fournit des hauts débits : <i>2,5 Gbit/s – 5 Gbit/s</i>.</li> <li>3. Fonctionne à une largeur de bande plus élevée que le WDM, DWDM et U-DWDM.</li> <li>4. Utilise les bandes O, E, S, C, L : <i>1270 nm - 1610 nm</i>.</li> <li>5. Couvre 18 canaux optiques (en pratique 8 canaux).</li> <li>6. Espacement entre les canaux : <i>20 nm</i>.</li> <li>7. Utilisé dans les réseaux locaux (LAN), les réseaux d'entreprise et métropolitains (MAN).</li> <li>8. Utilise des composants optiques à faible coût pour une transmission sans amplification.</li> <li>9. Offre un grand avantage lors de la mise en œuvre dans le réseau d'accès optique.</li> </ol>

	<p>10. Moins coûteux et consomme moins d'énergie qu'un système DWDM.</p> <p>11. Utilise des lasers non refroidis à faible coût.</p> <p>12. Le nombre des canaux est limité par rapport aux DWDM et U-DWDM.</p> <p>13. Utilisé pour les courtes distances.</p> <p>14. Utilisé dans les réseaux FTTx, PON, la radiodiffusion et la télévision (CATV).</p>
--	---

**Tableau III. 4 :** Comparaison entre différents types de multiplexage [14].

### III. 7. Conclusion

La révolution technologique va se produire avec l'apparition du multiplexage en longueur d'onde) qui amène donc une multiplication par un facteur considérable de la capacité du réseau. Il permet le passage de plusieurs ondes de longueurs d'ondes différentes sur la même fibre optique. Cette opération se fait à l'aide d'un multiplexeur (MUX) qui mélange les longueurs d'ondes à l'entrée de la fibre optique, et d'un démultiplexeur (DEMUX) qui les sépare à la sortie. Ce développement permet d'exploiter une plus large bande passante de la fibre optique où chaque longueur d'onde permet un débit allant jusqu'à plusieurs gigabits par seconde. L'intérêt principal de cette technique, qui a fait sa popularité, est de pouvoir réutiliser la fibre déjà installée, ce qui n'entraîne pas de surcoût pour de nouvelles infrastructures.

**III. 8. Références bibliographique**

- [1] S. Baraketi, *Ingénierie des réseaux optiques SDH et WDM et étude multicouche IP/MPLS sur OTN sur DWDM. Réseaux et télécommunications [cs.NI]*, Université Toulouse III Paul Sabatier, Français. tel-01150507, 2015.
- [2] J. Maury, *Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique*, Thèse de Doctorat, Le 26 novembre 2003.
- [3] F. Raharimanitra, *Contribution à l'étude des architectures bases sur le multiplexage en temps et en longueur d'onde dans le réseau d'accès, permettant la migration vers la nouvelle génération de pon (ng-pon) à 10 gbit/s*, Thèse de Doctorat, Université européenne de Bretagne, N° d'ordre : 2012telb0213, 2012.
- [4] A. Singh & J. Singh, *A novel method for capacity enhancement of fiber and minimization of four wave mixing in WDM optical network*, Procedia Computer Science 125, 2018, pages 257-266.
- [5] H. E. Adardour & S. Kameche, *Étude et Conception d'un Système de Transmission WDM 4 x 20 Gbit/s*, The International Conference on WIREless Technologies embedded and intelligent Systems WITS-2016 ENSA of Kenitra 21-22 April 2016.
- [6] N. Badraoui & T. Berceci, *Modeling and design of soliton propagation in WDM optical systems*, International Conference on Optical Network Design and Modeling (ONDM), Budapest, 2017, pages 1-6.
- [7] X. Y. Tang & M. K. Chin, *Optimal channel spacing of wavelength division multiplexing optical soliton communication systems*, Optics communications 119, 1995, pages 41-45.
- [8] M. Wu & W. I. Way, *Fiber nonlinearity limitations in Ultra-Dense WDM systems*, Journal of Lightwave Technology 22 (6), 2004, pages 1483-1498.

- [9] P. J. Winzer, M. Pfennigbauer & R. J. Essiambre, *Coherent crosstalk in Ultradense WDM systems*, Journal of Lightwave Technology 23 (4), 2005, pages 1734-1744.
- [10] M. J. Ablowitz, G. Biondini, S. Chakravarty, R. B. Jenkins & J. R. Sauer, *Four-wave Mixing in wavelength-division-multiplexed soliton systems: damping and amplification*, OPTICS LETTERS 21 (20), 1996, pages 1646-1648.
- [11] N. Boudrioua, *Etude et optimisation d'une chaîne de transmission numérique sur fibre optique : vers une compensation électronique de la PMD*, Thèse Doctorat, LABORATOIRE INTERFACES CAPTEURS ET MICROELECTRONIQUE, Ecole Doctorale IAEM – Lorraine, Département de Formation Doctorale Electronique- Electrotechnique, 2007.
- [12] A. Seck, *Contribution à l'optimisation des systèmes de transmission optiques cohérents ( $N \times 100$  Gbit/s) utilisant le multiplexage en polarisation par des formats de modulation en phase et une conception de ligne limitant l'impact des effets non-linéaires*, Thèse de Doctorat conjoint Télécom Sudparis et l'Université Pierre et Marie Curie, Thèse n° 2014 TELE0008, 2014.
- [13] A. K. Duttan, N. K. Dutta & M. Fujiwara, *WDM technologies: Optical networks*, Volume III, Elsevier Academic Press, 2004.
- [14] C. KHERICI, *Etude comparative des différentes méthodes de multiplexage optique pour les telecommunications*, Thèse Doctorat, UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES, Soutenue le 14 Janvier 2021.

**CHAPITRE IV**

**INTERACTION DES SOLITONS OPTIQUE VECTORIELS  
DANS LES FIBRES OPTIQUES BIREFRINGENTES**

---

**IV. 1. Introduction**

Dans un système de communication optique, il est souhaitable de lancer les impulsions à proximité les unes des autres afin d'augmenter la capacité de transport d'informations de la fibre optique. Mais le chevauchement des solitons très rapprochés peut conduire à des interactions mutuelles et donc à une dégradation des performances du système de transmission des solitons. L'interaction entre deux solitons optiques voisins à l'intérieur des fibres optiques a été étudiée à la fois analytiquement et numériquement depuis les années 1980 [1-14].

Dans le régime linéaire, chaque impulsion se propage d'une manière indépendante. Par contre, les solitons optiques ne peuvent pas se propager sans interagir, surtout quand ils sont proches. Donc, il est important de déterminer à quel point deux solitons optiques peuvent se rapprocher sans s'affecter mutuellement.

Il convient de noter que le type et la force d'interaction entre les solitons adjacents sont particulièrement liés à leur phase et amplitude relative. L'origine de cette interaction réside dans leur recouvrement (chevauchement). La différence entre les phases et les amplitudes des solitons dans les régions de recouvrement conduisent à deux types d'interactions dans lesquelles ils s'attirent ou se repoussent [15]:

- Pendant la transmission, les deux solitons se rapprochent comme s'il y avait une force d'attraction mutuelle. Cette situation est appelée Attraction.
- Dans le deuxième cas, lors de la propagation à travers les fibres optiques, les deux solitons s'éloignent progressivement. Cette situation est appelée Répulsion.

L'attraction est suivie généralement d'une séparation progressive.

Aussi, l'interaction entre deux solitons peut se manifester par un changement de trajectoire, une fusion ou une fission.

Récemment, l'effet de la diffusion Raman sur l'interaction de deux solitons optiques a été étudié [16-19]. Dans toutes ces études, les solitons optiques étaient polarisées linéairement pendant leur propagation à l'intérieur de la fibre optique. Et l'interaction non linéaire entre deux solitons temporellement séparés a été décrite en utilisant l'équation de Schrödinger non linéaire scalaire (NLS).

Ce chapitre est dirigé vers l'origine de l'interaction entre les solitons optiques et son effet sur les solitons individuels. Nous nous intéressons aussi à l'interaction des solitons vectoriels adjacents dans les fibres biréfringentes managées [20-25] en modifiant différents paramètres tels que le chirp (glissement de fréquence) [26,27] et la distance entre deux solitons vectoriels adjacents.

## **IV. 2. Interaction entre les solitons**

Dans les systèmes de télécommunication par fibres optiques à base soliton, le paramètre le plus important est la largeur de l'impulsion  $T_0$ . Le lancement de deux solitons successifs conduit à une perturbation de l'équilibre entre les effets de la dispersion et les effets non-linéaires. Cette perturbation produit un champ optique combiné qui ne sera pas une solution de l'équation non linéaire de Schrödinger (NLS). Ce phénomène est appelé l'interaction des solitons adjacents dans une fibre optique qui peut être étudiée en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS) où les conditions initiales prennent la forme suivante [28] :

$$u(0,t) = \operatorname{sech}(t - q_0) + \rho \operatorname{sech}(\rho(t + q_0)) \exp(i\theta) \quad (\text{IV.1}),$$

Où  $t = T/T_0$ ,  $\rho$  représente l'amplitude relative,  $\theta$  la différence de phase initiale et  $2q_0$  la séparation initiale entre les deux solitons.

### **IV. 3. Interaction des solitons vectoriels dans les fibres optiques biréfringentes à coefficients variables en présence du Chirp**

En général, les solitons scalaires adjacents peuvent interagir les uns avec les autres dans des fibres à dispersion managée et conduisant à des dynamiques riches [14]. La biréfringence des fibres optiques affecte significativement la force d'attraction et conduit à des collisions entre deux solitons en phase dans les fibres isotropes [29]. Dans cette partie, nous nous intéressons à l'interaction des solitons optiques vectoriels adjacents dans les fibres biréfringentes managées dans le cas de l'absence et de la présence du chirp.

#### **IV. 3. 1. Le chirp (Glissement de fréquence)**

Considérant les deux quantités complexes  $E(t)$  et  $\tilde{E}(\omega)$  qui sont données par les formes suivantes :

$$E(t) = \sqrt{P(t)}e^{i\varphi(t)} \quad \text{et} \quad \tilde{E}(\omega) = \sqrt{S(\omega)}e^{i\varphi(\omega)} \quad (\text{IV.2}),$$

Où  $\tilde{E}(\omega)$  est la transformée de Fourier de  $E(t)$  avec  $\varphi(t)$  et  $\tilde{\varphi}(\omega)$  sont respectivement les phases temporelles et spectrales de l'impulsion.  $S(\omega)$  est le spectre de l'impulsion. Considérant le développement de la phase temporelle en série de Taylor autour de l'origine :

$$\varphi(t) \approx \varphi_0 + \varphi_1 t + \varphi_2 t^2 + \dots + \varphi_i t^i + \dots \quad (\text{IV.3}),$$

Où  $\varphi_i$  sont les coefficients du développement à l'ordre  $i$  et  $\varphi_0$  correspond la phase absolue de l'impulsion. Ce qui concerne la quantité  $\varphi_1 t$ , elle peut être liée à un décalage fréquentiel (shift) de l'impulsion optique.

Pour éliminer les quantités  $\varphi_0$  et  $\varphi_1 t$ , on considérera préférentiellement la quantité suivante:

$$\delta\omega = -\frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (\text{IV.4}),$$

Ici,  $\delta\omega$  représente la fréquence instantanée de l'impulsion (sa couleur instantanée) et est appelée le chirp temporel (Glissement de fréquence). Donc,  $\varphi_0$  est éliminé totalement et le décalage fréquentiel  $\varphi_1 t$  se traduit par un constant  $\varphi_1$ . Le cas d'un chirp temporel linéaire qui est fréquemment rencontré est donné par le modèle [30]:

$$\varphi(t) = \varphi_0 - \frac{C}{2} t^2 \quad (\text{IV.5}),$$

Où la constante  $C$  est le coefficient du chirp.

### **IV. 3. 2. Simulations numériques de l'interaction des solitons vectoriels dans les fibres optiques biréfringentes managées**

Dans cette section, nous nous intéresserons à l'interaction de solitons vectoriels adjacents dans des fibres optiques biréfringentes managées. Pour étudier la dynamique de cette interaction, il est nécessaire de résoudre numériquement l'équation CNLS à coefficients variables donnée par l'équation (II.21). La résolution de cette équation est difficile analytiquement. Le recours à une résolution numérique est nécessaire où on utilise la méthode CSSPS de Padé qui montre leur efficacité en donnant des résultats rapides et précis. Pour ce but, nous choisissons les conditions initiales suivantes :

$$u(0, t) = \cos\alpha \exp(-iCt^2/2)/\cosh(t), \quad (\text{IV. 6}),$$

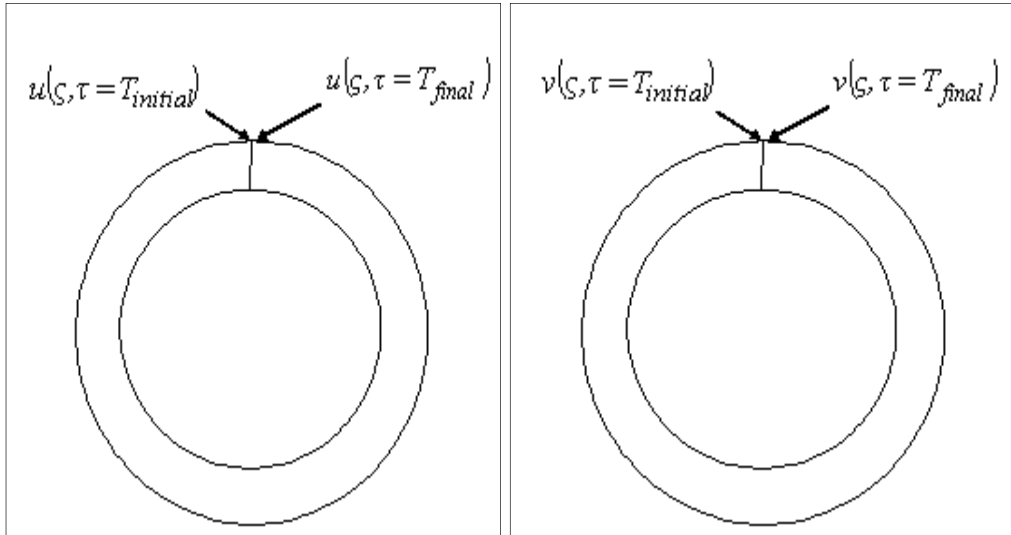
$$v(0, t) = \sin\alpha \exp(-iCt^2/2)/\cosh(t) \quad (\text{IV. 7}),$$

Où,  $C$  est le paramètre de chirp linéaire et l'angle  $\alpha$  représentant l'angle de polarisation.

Comme nous disons précédemment, pour que la solution du système des équations SNLC soit absolument déterminée, il est nécessaire de définir, au plus des conditions initiales, des conditions aux limites.



Les conditions aux limites utilisées dans nos simulations numériques sont des conditions aux limites périodiques. Dans ce cas,  $u(z,t)$  au temps initial et final sont égales, et même chose pour  $v(z,t)$  (figure IV.1).

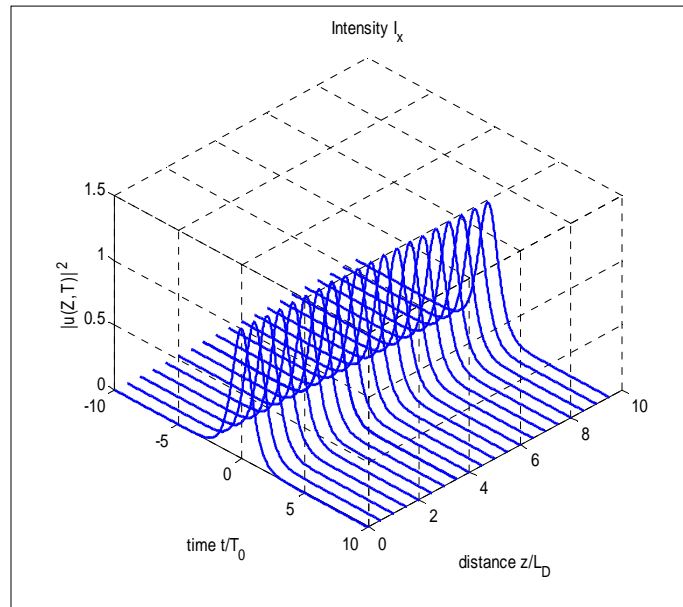


**Figure IV.1 :** Schéma décrivant les conditions aux limites périodiques.

Lorsque  $\alpha = 45^\circ$ , les deux composantes de polarisation d'un soliton vectoriel ont la même amplitude. Mais d'abord, laissez nous trouver la forme de l'enveloppe d'un soliton scalaire en l'absence de toute perturbation avec  $\alpha = 0^\circ$ .

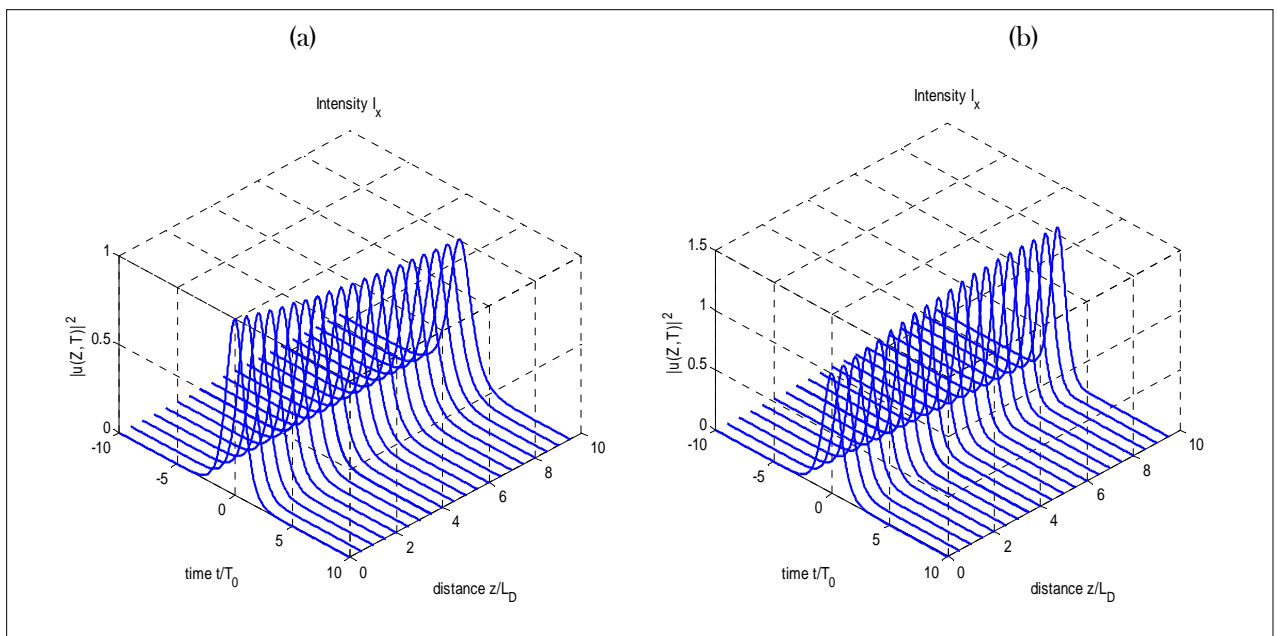
#### **IV. 3. 2. a. Premier cas $\alpha = 0^\circ$**

Lorsque  $\alpha = 0^\circ$ , c'est le cas d'un soliton optique de polarisation parallèle à l'axe  $Z$  de la fibre. La figure IV.2 montre la propagation d'un soliton optique scalaire en l'absence de toute perturbation. Comme il est bien connu, le soliton optique conserve sa forme inchangée.



**Figure IV.2:** Evolution d'un soliton scalaire non chirpé (dans l'absence du glissement de fréquence) dans une fibre optique managée avec les paramètres  $\alpha = 0^\circ$ ,  $C = 0$  et  $\sigma = 0$

Quand on prend en compte le chirp, on peut noter qu'un chirp négatif fait élargir le soliton optique, tandis que ; un chirp positif entraîne une compression du soliton (Figure IV.3).



**Figure IV.3 :** Evolution du soliton scalaire chirpé dans une fibre optique managée avec les paramètres  $\alpha = 0^\circ$  et  $\sigma = 0$

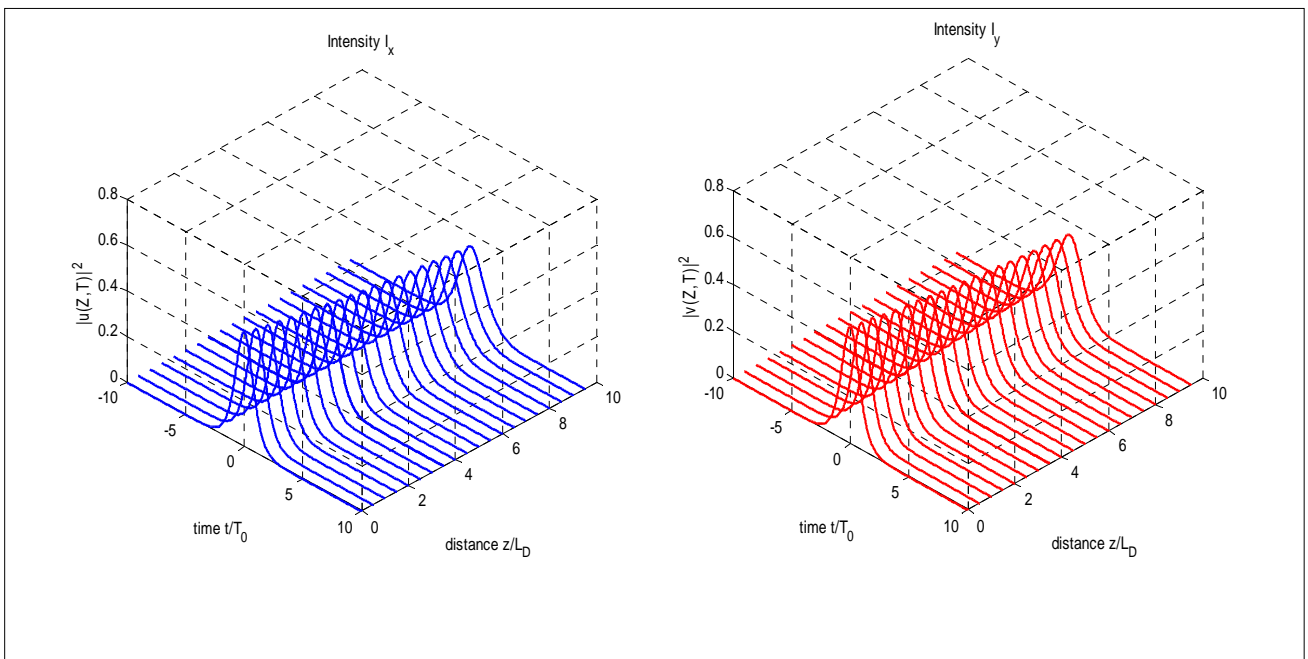
(a) avec  $C = -0.2$ , et (b) avec  $C = 0.2$

**IV. 3. 2. b. Deuxième cas  $\alpha=45^\circ$**

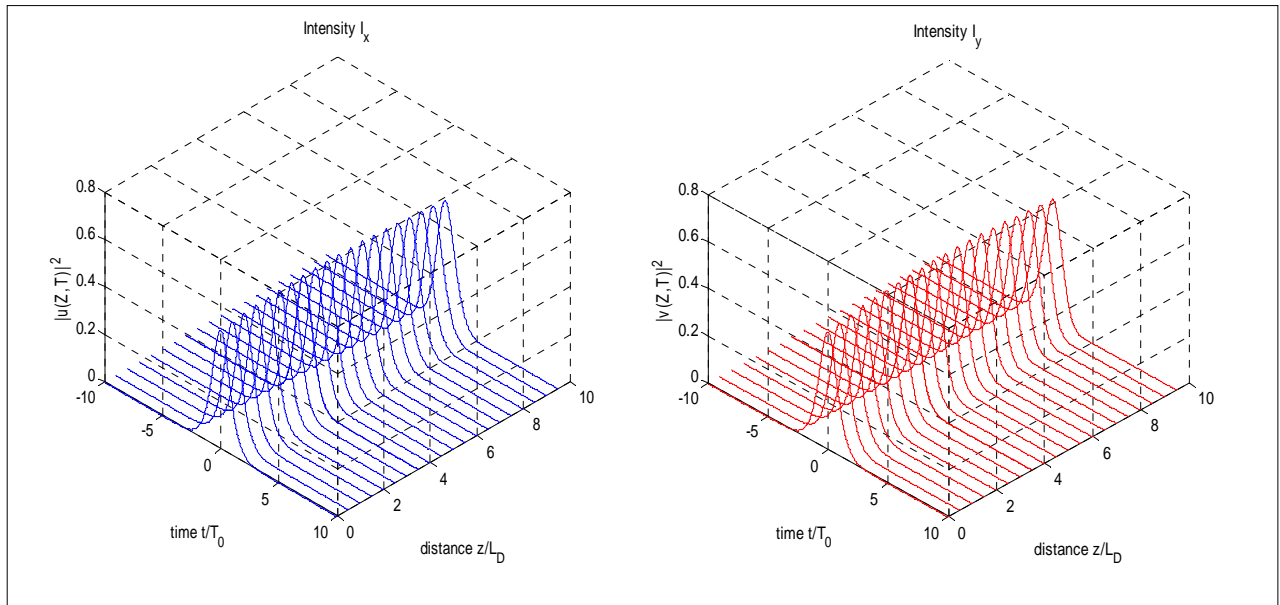
Dans les trois cas suivants, nous examinons l'évolution des trains de solitons vectoriels dans une fibre optique managée sous l'effet du chirp, de la non-linéarité quintique et de la dispersion de troisième et quatrième ordre lorsque  $\alpha = 45^\circ$  (les deux composantes de polarisation ont la même amplitude).

**IV. 3. 2. b. 1. Soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée**

Tout d'abord, nous commençons par le cas simple où nous allons examiner l'évolution du soliton vectoriel dans une fibre optique managée sous l'effet du chirp. Le profil de l'intensité des deux composants de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée est représenté sur la figure IV.4 ( $C < 0$ ) et la figure IV.5 ( $C > 0$ ). Comme dans le cas du soliton scalaire chirpé, un chirp négatif conduit à l'élargissement du soliton vectoriel optique (Figure IV.4), tandis que ; un chirp positif conduit à une compression du soliton vectoriel (Figure IV.5) avec l'augmentation de la distance de propagation.

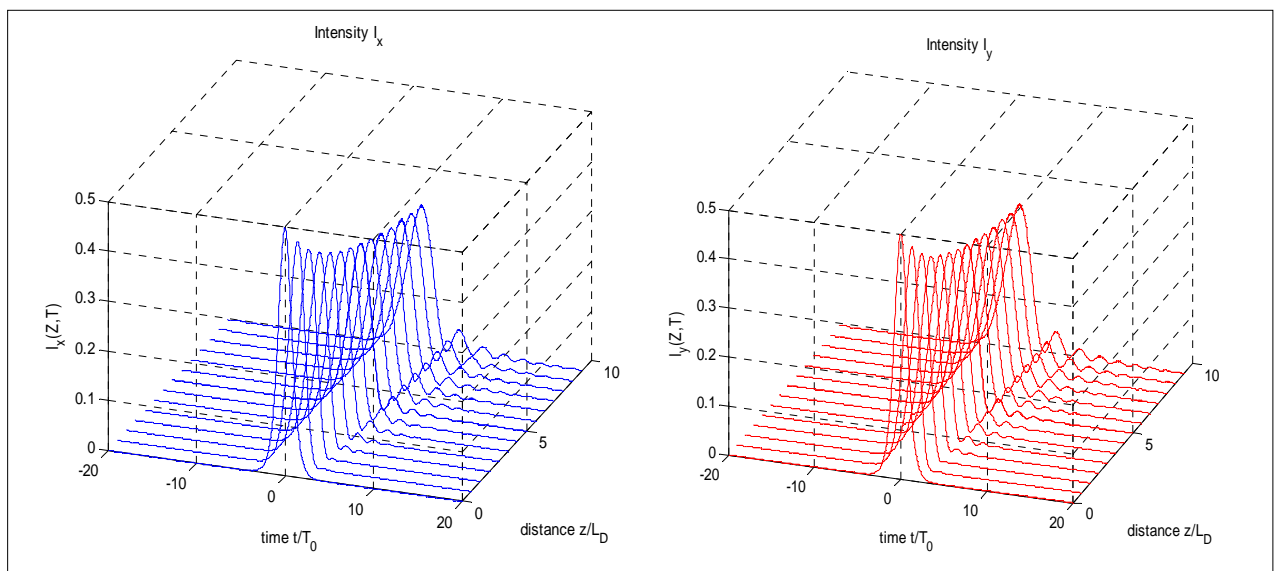


**Figure IV.4 :** Evolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente managée avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = -0,2$  et  $\sigma = 0$



**Figure IV.5 :** Evolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente managée avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0,2$  et  $\sigma = 0$

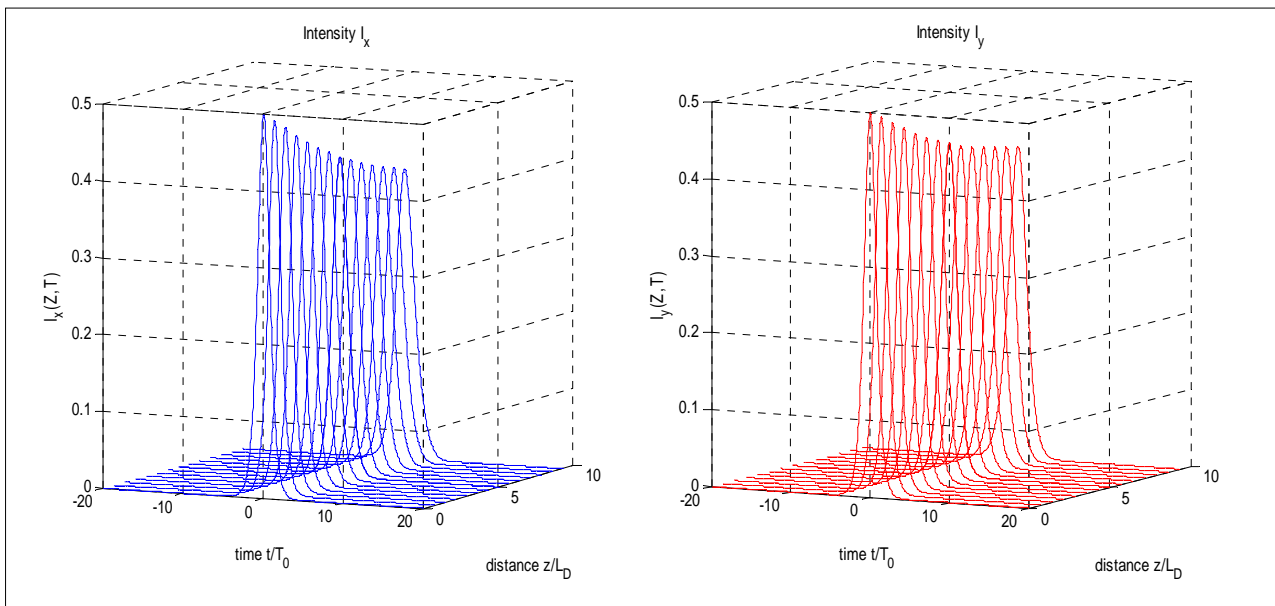
Pour étudier l'effet de la dispersion du troisième ordre uniquement,  $\beta_4$  et  $k$  sont mis à zéro dans l'équation (II.21). La figure IV.6 montre l'évolution de deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée pour les paramètres suivants :  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0,2$ ,  $\beta_3 = 1$ ,  $\beta_4 = 0$ ,  $k = 0$  et  $\sigma = 0$ .



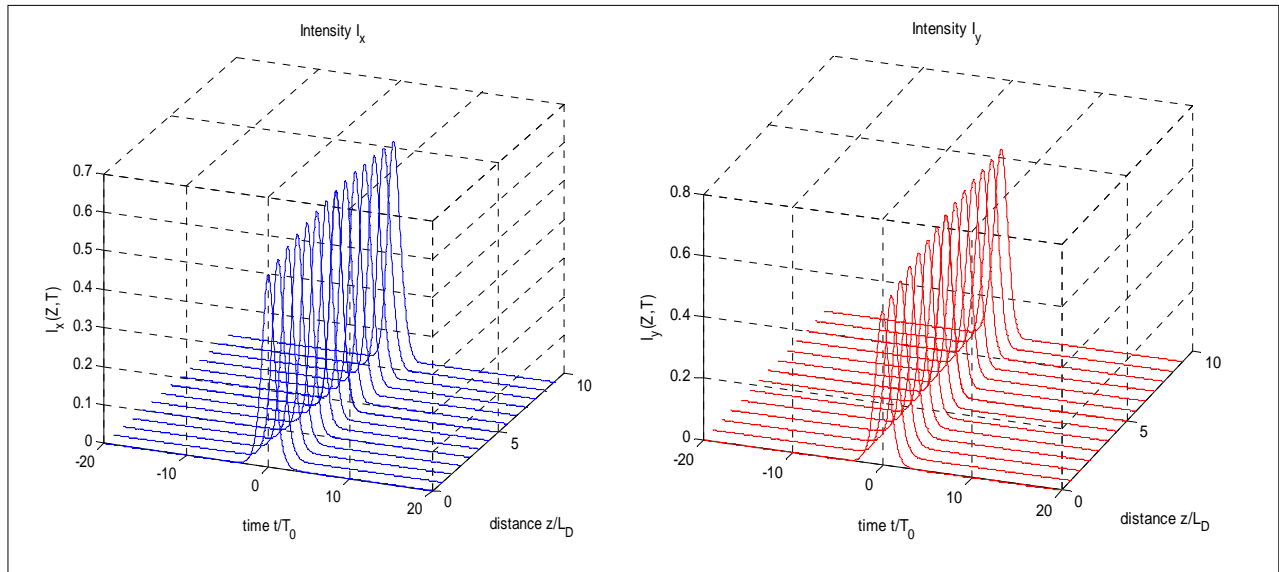
**Figure IV.6 :** Évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente managée avec les paramètres :  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0,2$ ,  $\beta_3 = 1$ ,  $\beta_4 = 0$ ,  $k = 0$  et  $\sigma = 0$

Dû à l'effet de la dispersion du troisième ordre, l'évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée est faite d'une manière différente. La figure IV.6 montre une augmentation de la largeur des impulsions le long de la distance de propagation. En même temps, il y a des oscillations asymétriques sur l'aile arrière (*trailing edge*), et un décalage léger du centre des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel.

L'évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée sous l'effet de la dispersion du quatrième ordre est étudiée pour les paramètres suivants  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\beta_3 = 0$ ,  $k = 0$  et  $\sigma = 0$ . À partir des figures IV.7 et IV.8, nous avons constaté qu'une valeur élevée de la dispersion du quatrième ordre élargit l'impulsion comme le montre la figure IV.6 avec le paramètre  $\beta_4 = 0.08$ . Tandis que, des valeurs inférieures de la dispersion du quatrième ordre réduit la largeur d'impulsion comme montre la figure IV.7 avec le paramètre  $\beta_4 = 0.01$ , ce qui, à son tour, sera pratique dans les communications optiques.

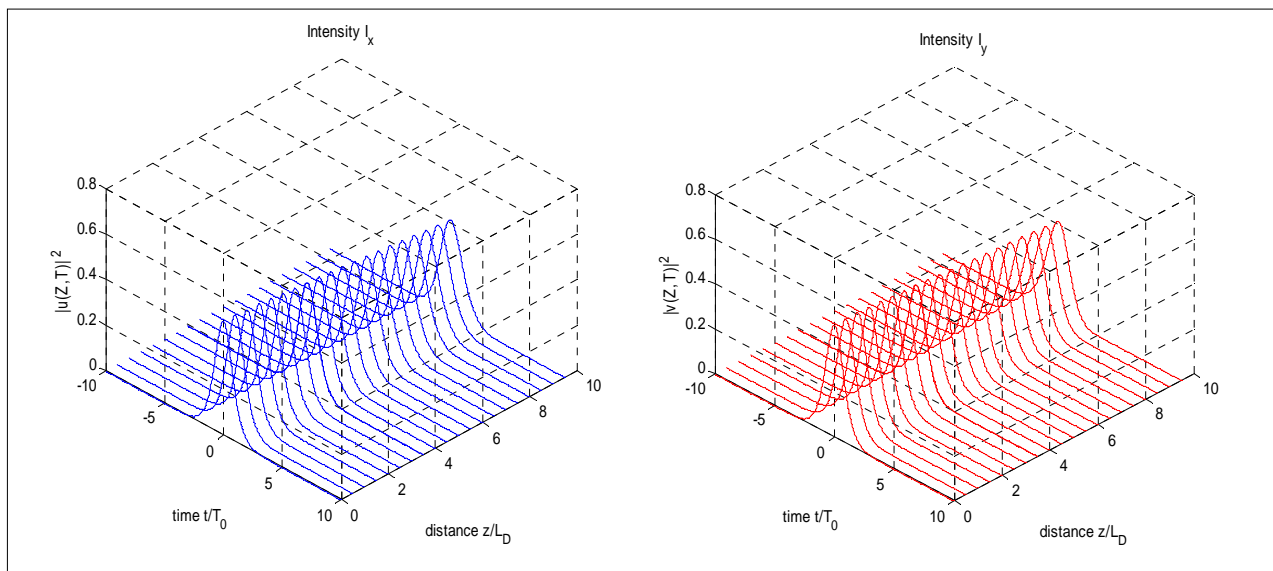


**Figure IV.7 :** Evolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente managée avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\beta_3 = 0$ ,  $\beta_4 = 0.08$ ,  $k = 0$  et  $\sigma = 0$



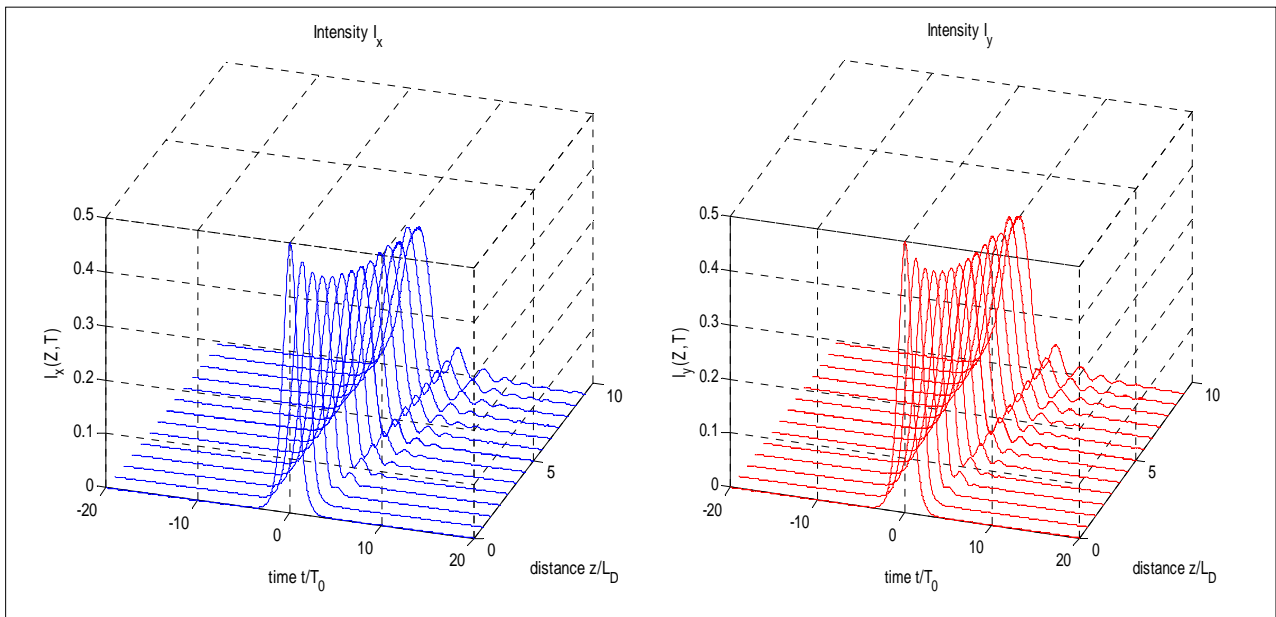
**Figure IV.8 :** Évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente managée avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\beta_3 = 0$ ,  $\beta_4 = 0.01$ ,  $k = 0$  et  $\sigma = 0$

De la Figure IV.9 et avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\beta_3 = 0$ ,  $\beta_4 = 0$ ,  $k = -0.05$  et  $\sigma = 0$ , il est clair que le rôle de la non-linéarité quintique sur les caractéristiques de propagation des deux composantes de polarisations du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée est sans importance.



**Figure IV.9 :** Evolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente managée avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\beta_3 = 0$ ,  $\beta_4 = 0$ ,  $k = -0.05$  et  $\sigma = 0$

Nous étudions maintenant la propagation des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente sous l'action combinée de la dispersion du troisième ordre, la dispersion du quatrième ordre et de la non-linéarité quintique. On note qu'en plus des oscillations asymétriques sur l'aile arrière, l'augmentation de la largeur de l'impulsion et le décalage du centre des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé le long de la distance de propagation dans une fibre optique managée, il y a aussi une oscillation d'amplitude (maximum) (Figure IV.10).



**Figure IV.10 :** Evolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique biréfringente managée avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = -0.2$ ,  $\beta_3 = 1$ ,  $\beta_4 = 0.01$ ,  $k = -0.05$  et  $\sigma = 0$

#### IV. 3. 2. b. 2. Interaction entre deux solitons vectoriels chirpé dans une fibre optique managée

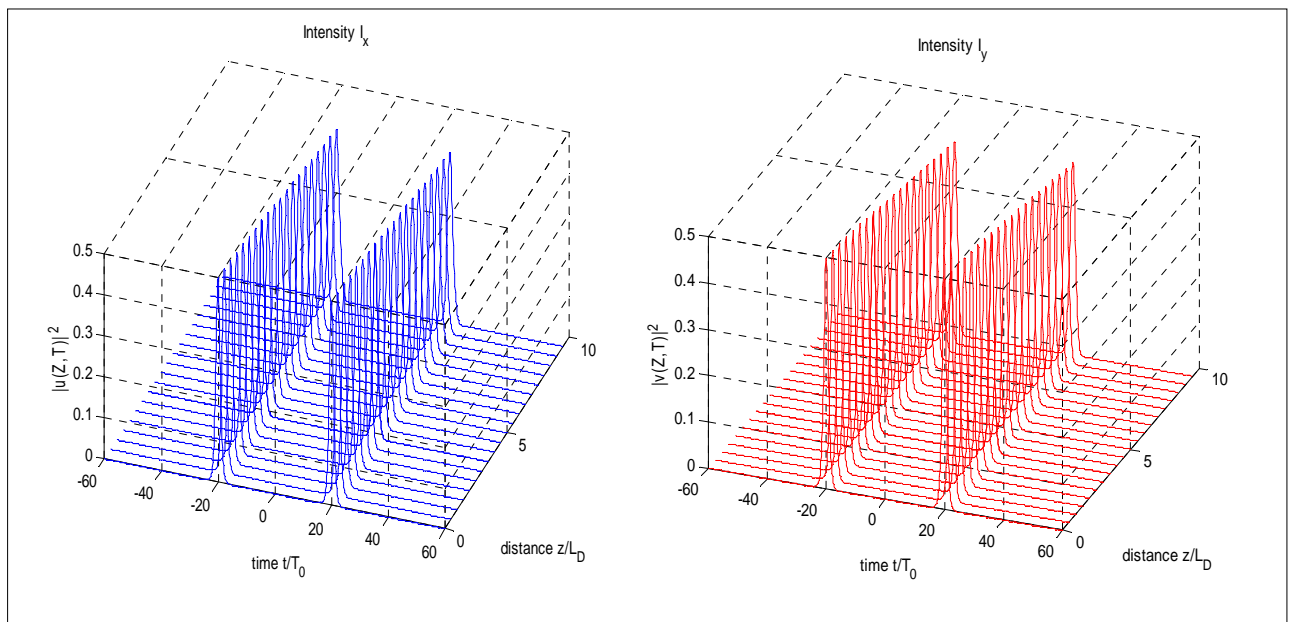
Dans ce cas, nous examinons l'effet du chirp  $C$  et de la distance entre deux solitons vectoriels adjacents  $d$  sur l'interaction entre deux solitons vectoriels dans des fibres optiques managées.

Quelle que soit la valeur de la distance  $d$ , un chirp négatif fait augmenter l'amplitude avec une diminution de la largeur du premier soliton vectoriel, tandis que l'inverse se produit pour le second. Un chirp positif fait diminuer l'amplitude avec une augmentation de la largeur

du premier soliton vectoriel, tandis que l'inverse se produit pour le second. Ce cas est l'inverse de celui avec un chirp négatif.

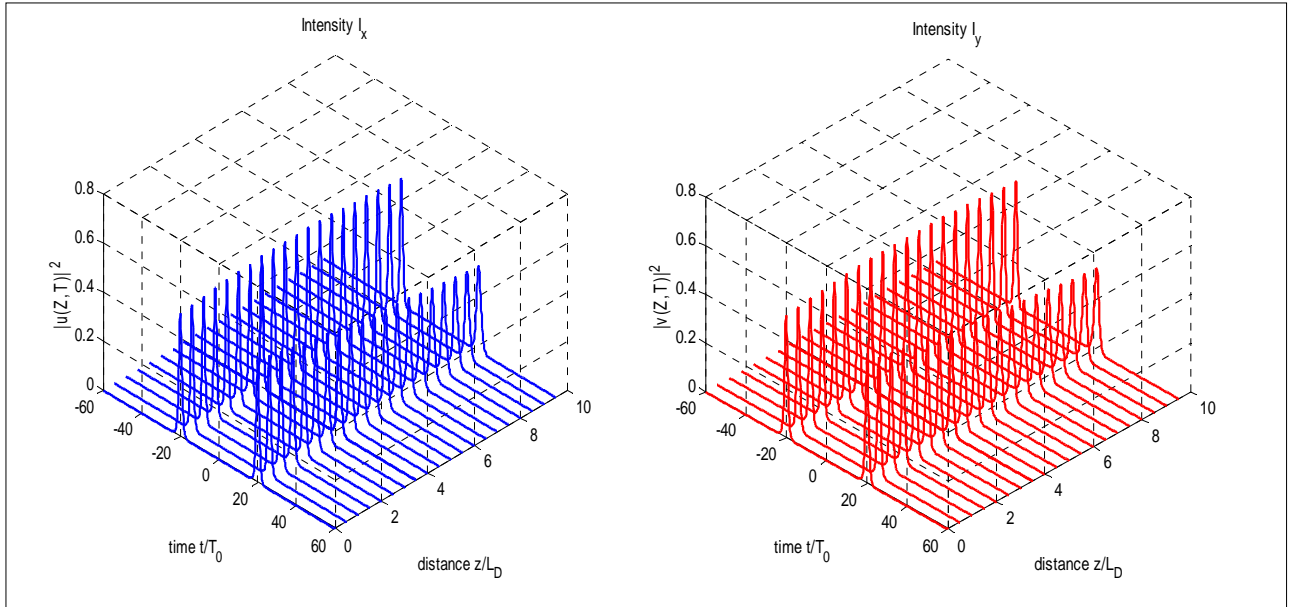
Dans le cas où  $C = 0$ , la propagation des deux composantes d'interaction de deux solitons vectoriels dans une fibre optique biréfringente est affectée par la variation de la distance entre deux solitons vectoriels adjacents  $d$ . On note une diminution de l'amplitude avec une augmentation de la largeur des deux composantes de polarisation de l'interaction de deux solitons vectoriels non chirpés en fibre optique biréfringente.

Si nous prenons  $d = 4$ , nous notons d'après les figures IV.11, IV.12 et IV.13 que la propagation de deux composantes de polarisation de l'interaction de deux solitons vectoriels dans une fibre optique biréfringente est affectée par la présence du chirp. Si l'on diminue la distance entre deux solitons vectoriels ( $d = 2$ ), on note sur la figure IV.14, quelques oscillations entre les deux solitons vectoriels. Ces oscillations augmentent avec la diminution de la distance  $d$  comme sur la figure IV.15 avec  $d = 1$ .

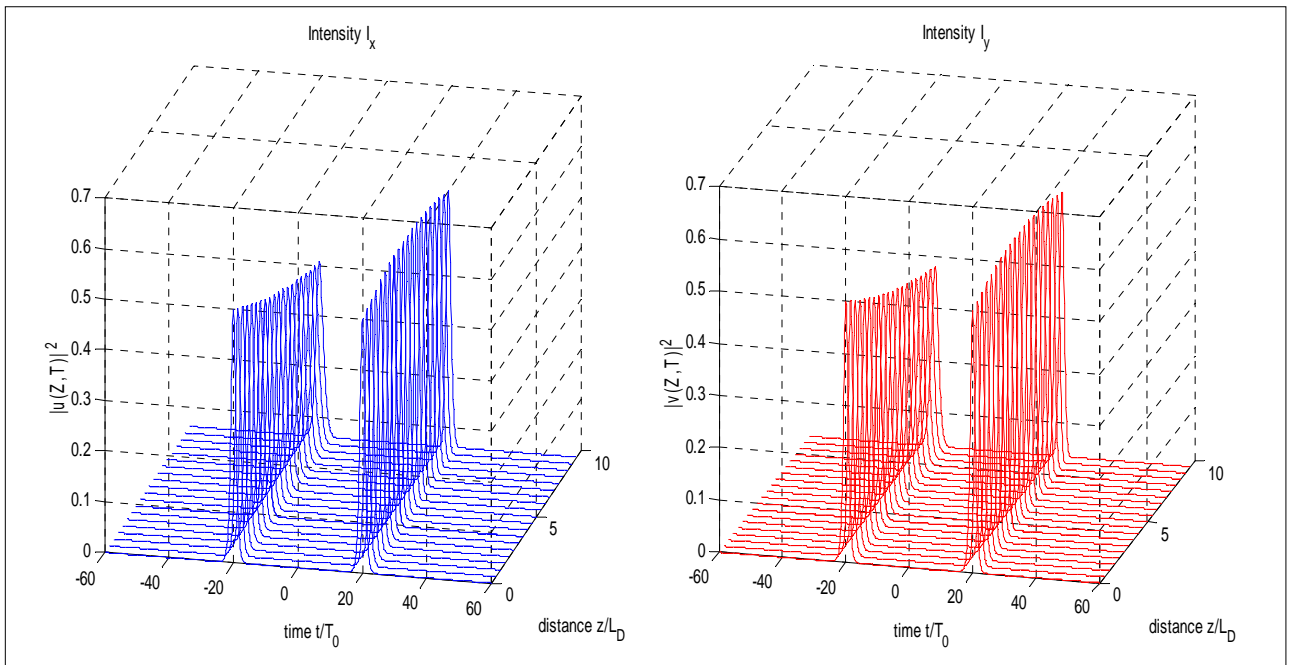


**Figure IV.11 :** Evolution des deux composantes de polarisation de l'interaction de deux solitons vectoriels non chirpés dans une fibre optique biréfringente avec les paramètres :  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0$ ,  $\sigma = 0$ , et  $d = 4$

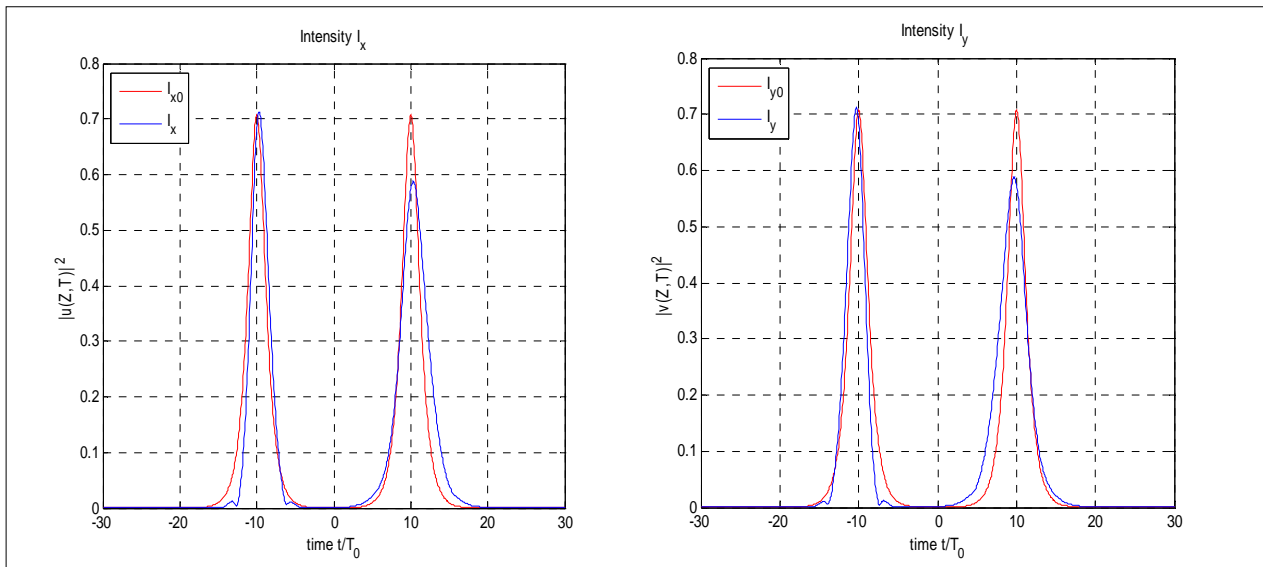




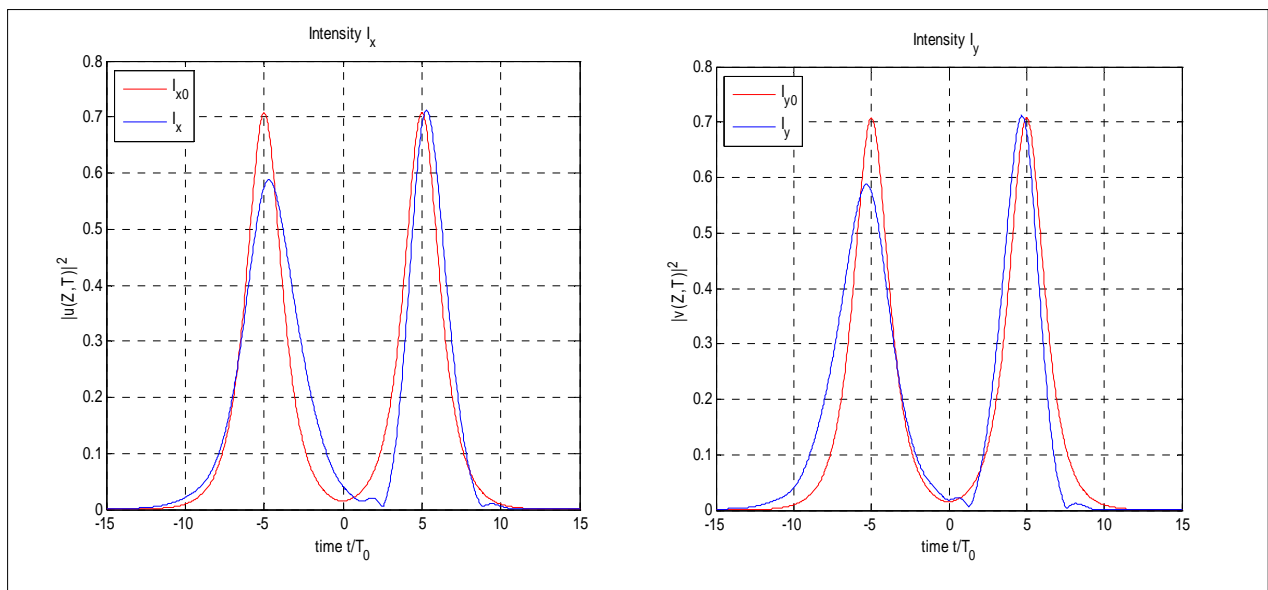
**Figure IV.12 :** Evolution des deux composantes de polarisation de l'interaction de deux solitons vectoriels chirpés dans une fibre optique biréfringente avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = -0.2$ ,  $\sigma = 0$ , and  $d = 4$



**Figure IV.13 :** Evolution des deux composantes de polarisation de l'interaction de deux solitons vectoriels chirpés dans une fibre optique biréfringente avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\sigma = 0$ , and  $d = 4$



**Figure IV.14 :** Evolution des deux composantes de polarisation de l'interaction de deux solitons vectoriels chirpés dans une fibre optique biréfringente avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = -0.2$ ,  $\sigma = 0$ , and  $d = 2$

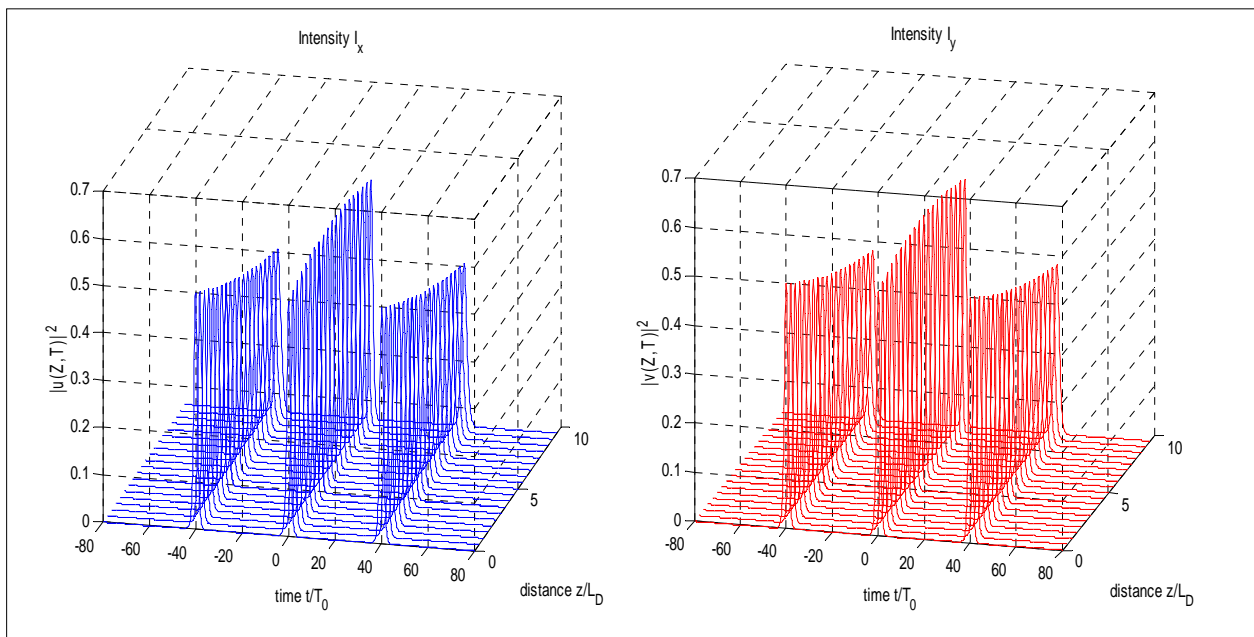


**Figure IV.15 :** Evolution des deux composantes de polarisation de l'interaction de deux solitons vectoriels chirpés dans une fibre optique biréfringente avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\sigma = 0$ , and  $d = 1$

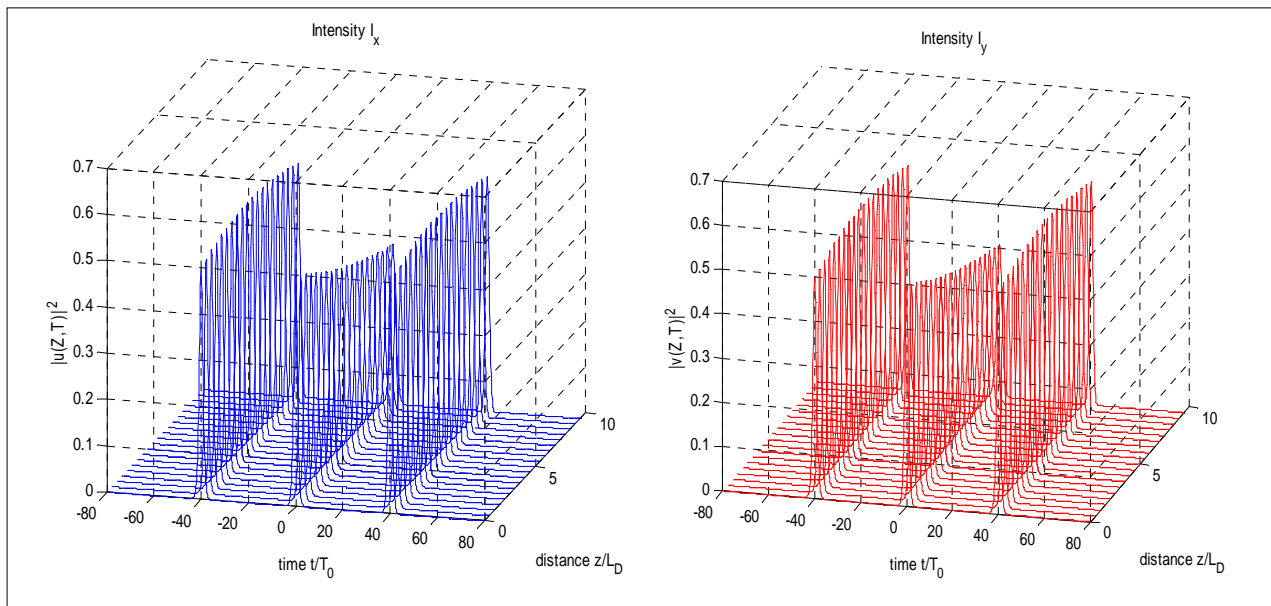
IV. 3. 2. b. 3. Interaction entre trois solitons vectoriels chirpé dans une fibre optique managée

Dans cette section, nous examinons l'effet du chirp  $C$  et de la distance  $d$  entre trois solitons vectoriels adjacents sur la propagation de l'interaction entre trois solitons vectoriels dans des fibres optiques managées.

Dans le cas d'un chirp négatif, on note à partir de la figure IV.16 une augmentation de l'amplitude et une diminution de la largeur du deuxième soliton vectoriels, tandis que l'inverse se produit pour le premier et le troisième. Sur la figure IV.17, un chirp positif entraîne une diminution de l'amplitude avec une augmentation de la largeur du deuxième soliton vectoriels, tandis que l'inverse se produit pour le premier et le troisième. Ce cas est l'inverse de celui avec un chirp négatif (Figure IV.16). Dans tous ces cas, l'énergie de chaque soliton est conservée.



**Figure IV.16 :** Evolution des deux composantes de polarisation de l'interaction de trois solitons vectoriels chirpés dans une fibre optique biréfringente avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = -0.2$ ,  $\sigma = 0$ , and  $d = 2$



**Figure IV.17 :** Evolution des deux composantes de polarisation de l'interaction de trois solitons vectoriels chirpés dans une fibre optique biréfringente avec les paramètres  $\alpha = 45^\circ$ ,  $C = 0.2$ ,  $\sigma = 0$ , and  $d = 2$

#### IV. 4. Conclusion

Dans ce chapitre, les caractéristiques de propagation du train de solitons vectoriels chirpé dans les fibres optiques biréfringentes managées sont étudiées numériquement. Cette étude est réalisée en utilisant le schéma Padé « compact split step (CSSPS) ». La propagation des solitons vectoriels a une dynamique riche. Un chirp négatif conduit à l'élargissement du soliton vectoriel, tandis qu'un chirp positif conduit à une compression de soliton vectoriel. À partir des figures, il est clairement noté que, la non-linéarité quintique a un rôle marginal sur les caractéristiques de propagation des deux composants du soliton vectoriel chirpé.

Dû à l'effet de la dispersion du troisième ordre, l'évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique mangée montre une augmentation de la largeur des impulsions le long de la distance de propagation. En même temps, il y a des oscillations asymétriques sur l'aile arrière, et un décalage léger du centre des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel.

L'évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée sous l'effet de la dispersion du quatrième ordre est étudiée pour deux paramètres. Nous avons constaté qu'une valeur élevée de la dispersion du quatrième ordre élargit l'impulsion tandis que, des valeurs inférieures de la dispersion du quatrième ordre réduit la largeur d'impulsion, ce qui, à son tour, sera pratique dans les communications optiques.

Sous l'action combinée de la dispersion du troisième ordre, la dispersion du quatrième ordre et de la non-linéarité quintique, on note qu'en plus des oscillations asymétriques sur l'aile arrière, l'augmentation de la largeur de l'impulsion et le décalage du centre des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé le long de la distance de propagation dans une fibre optique managée; il y a aussi une oscillation d'amplitude (maximum).

L'évolution des trains de solitons vectoriels chirpé dans la fibre optique managée n'est pas soumise uniquement à la présence de l'effet du chirp, mais aussi à l'interaction entre les solitons vectoriels adjacents. Dans tous les cas, l'énergie de chaque soliton vectoriel chirpé reste conservée.

**IV. 5. Références bibliographique**

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5<sup>th</sup> edition, Academic Press, Boston, MA, 2013.
- [2] F. M. Mitschke & L. F. Mollenauer, *Experimental observation of interaction forces between solitons in optical fibers*, Optics Letters 12, 1987, pages 355–357.
- [3] Y. Kodama & K. Nozaki, *Soliton interaction in optical fibers*, Optics Letters 12 (12), 1987, pages 1038-1040.
- [4] T. Georges & F. Favre, *Modulation, filtering, and initial phase control of interacting solitons*, Journal of the Optical Society of America B 10, Issue 10, 1993, pages 1880-1889.
- [5] J. P. Gordon, *Interaction forces among solitons in optical fibers*, Optics Letters 8, Issue 11, 1983, pages 596-598.
- [6] K. Smith & L.F. Mollenauer, *Experimental observation of soliton interaction over long fiber paths: discovery of a long-range interaction*, Optics Letters 14, 1989, pages 1284–1286.
- [7] A. N. Pinto, G. P. Agrawal & J. Ferreira Da Rocha, *Effect of soliton interaction on timing jitter in communication systems*, J. Lightwave Technol. 16, 1998, pages 515–520.
- [8] H.J. Zheng, S.L. Liu & J.P. Xu, *Effect of initial linear chirp on collision characteristics of two solitons in the birefringent fiber*, Chin. Phys. 16 (7), 2007, pages 2023–2027.
- [9] Zhaqilao, *The interaction solitons for the complex short pulse equation*, Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, Volume 47, June 2017, pages 379-393.
- [10] Z. Dai, Z. Yang, X. Ling, S. Zhang & Z. Pang, *Motion of soliton center of interactional solitons in nonlinear media with an exponential nonlocal response*, Optics communications 367, 2016, pages 305-311.
- [11] A. Biswas, *Soliton-soliton interaction in optical fibers*, Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials 8 (4), 1999, pages 483-495.
- [12] F. J. Diaz-Otero, P. Chamorro-Posada & J. C. Garcia-Escartin, *Dispersion-managed soliton interactions in the presence of third order dispersion*, CAOL 2005, 12-17 September 2005, Yalta, Crimea, Ukraine.
- [13] A. Biswas, *Soliton-soliton interaction with parabolic law nonlinearity*, Journal of Electromagnetic Waves and Applications 20 (7), 2006, pages 927-939.

- [14] M. Mishra & S. Konar, *Interaction of solitons in a dispersion managed optical communication system with asymmetric dispersion map*, Journal of Electromagnetic Waves and Applications 21 (14), 2007, pages 2049-2058.
- [15] C. E. P. Valenzuela, *Formats de modulation pour les télécommunications optiques*, Thèse de doctorat en Sciences pour l'ingénieur, Soutenue en 2006 à Télécom Bretagne, N° d'ordre : 2006telb0008.
- [16] S. Kumar, A. Selvarajan & G. V. Anand, *Influence of Raman scattering on the cross phase modulation in optical fibers*, Optics Communications 102, Issues 3–4, 1 October 1993, pages 329-335.
- [17] A. Hause & F. Mitschke, *Reduced soliton interaction by Raman self-frequency shift*, Physical Review A 80, 2009, 063824-063824.8.
- [18] M. F. Saleh, A. Armaroli, A. Marini & F. Biancalana, *Strong Raman-induced non instantaneous soliton interactions in gas filled photonic crystal fibers*, Optics Letters 40, Issue 17, 2015, pages 4058-4061.
- [19] P. Balla, S. Buch, & G. P. Agrawal, *Effect of Raman scattering on soliton interactions in optical fibers*, Journal of the Optical Society of America B 34, Issue 6, 2017, pages 1247-1254.
- [20] C. D. Angelis & S. Wabnitz, *Interaction of orthogonally polarized solitons in optical fibers*, Optics Communications 125, 1996, pages 186-196.
- [21] J. Yang, *Interaction of vector solitons*, Physical Review E 64, 2001, pages 026670 1-16.
- [22] A. D. Boardman, H. M. Mehta, A. K. Sangarpaul, R. Putman & K. Xie, *Interaction in bright N-soliton trains propagating in birefringent optical fibers*, Optics Communications 116, 1995, pages 208-218.
- [23] D. R. Kumer & B. P. Rao, *Soliton interaction in birefringent optical fibers: Effect of nonlinear gain devices*, Optik 123, 2012, pages 117-124.
- [24] L. L. Zhang & X. M. Wang, *Periodic soliton and their interaction for a general coupled nonlinear Schrodinger system*, Superlattices and Microstructures 105, 2017, pages 198-208.
- [25] D. Rand, I. Glesk, C. S. Bres, D. A. Nolan, X. Chen, J. Koh, J. W. Fleischer, K. Steiglitz & P. R. Prucnal, *Observation of temporal vector solitons propagation and collision in birefringent fiber*, Physical Review Letters 98, 2007, pages 053902 1-4.

[26] H. Zheng, C. Wu, Z. Wang, H. Yu, S. Liu & X. Li, *Propagation characteristics of chirped soliton in periodic distributed amplification systems with variable coefficients*, Optik 123, 2012, pages 818-822

[27] T. A. Davydova & Y. A. Zaliznyak, *Schrodinger ordinary solitons and chirped solitons: fourth order dispersion and cubic-quintic nonlinearity*, Physica D 156, 2001, pages 260-282.

[28] K. Messaouda, *Etude des solitons Bragg dans les systèmes de transmission optique*, Thèse de Doctorat, UNIVERSITE-BADJ-MOKHTAR-ANNABA, 2018.

[29] P. Balla & G. P. Agrawal, *Nonlinear interaction of vector solitons inside birefringent optical fibers*, PHYSICAL REVIEW A 98, 2018, 023822.

[30] F. Azzouzi, *Etude de la dynamique de propagation non linéaire des solitons optiques modélisés par l'équation de Schrödinger non linéaire*, THESE de Doctorat, UNIVERSITE BADJI MOKHTAR, 2010.



## CONCLUSION GENERALE

Aujourd'hui, les fibres optiques sont un moyen important de transmission d'informations. D'autre part, de gros efforts restent à faire pour développer des fibres optiques, qui permettent la transmission d'informations avec une perte et une dispersion minimales.

Nous avons étudié la propagation des solitons optiques dans les fibres et leurs applications. Cette propagation peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non linéaire dérivée à partir des équations de Maxwell. La résolution de cette équation est difficile analytiquement. Le recours à une résolution numérique est nécessaire où on utilise la méthode de Padé (CSSPS pour *a compact split step Padé scheme*) qui montre leur efficacité en donnant des résultats rapides et précis.

En réalité, les défauts de fabrication conduisent à une ellipticité du cœur de la fibre optique. De plus, au cours de l'utilisation, les courbures déforment la fibre optique. Les contraintes mécaniques aussi déforment les fibres optiques lors de leurs installations. Ces derniers éléments conduisent au phénomène de biréfringence qui affect l'évolution du soliton au cours de sa propagation et donne naissance au concept du soliton vectoriel.

La propagation d'un soliton optique vectoriel dans une fibre optique biréfringente est modélisée par un système de deux équations de Schrödinger non linéaires couplées (CNSE) où on utilise aussi la méthode de Padé (CSSPS pour *a compact split step Padé scheme*).

La propagation des solitons vectoriels a une dynamique riche. Les caractéristiques de propagation du train de solitons vectoriels chirpé dans les fibres optiques biréfringentes managées sont étudiées numériquement. Cette étude est réalisée en utilisant le schéma Padé « compact split step (CSSPS) ». La propagation des solitons vectoriels a une dynamique riche.

Un chirp négatif conduit à l'élargissement du soliton vectoriel, tandis qu'un chirp positif conduit à une compression de soliton vectoriel. À partir des figures, il est clairement noté que, la non-linéarité quintique a un rôle marginal sur les caractéristiques de propagation des deux composants du soliton vectoriel chirpé.

Dû à l'effet de la dispersion du troisième ordre, l'évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée montre une augmentation de la largeur des impulsions le long de la distance de propagation. En même temps, il y a des oscillations asymétriques sur les bords de fuite, et un décalage léger du centre des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel.

L'évolution des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé dans une fibre optique managée sous l'effet de la dispersion du quatrième ordre est étudiée pour deux paramètres. Nous avons constaté qu'une valeur élevée de la dispersion du quatrième ordre élargit l'impulsion tandis que, des valeurs inférieures de la dispersion du quatrième ordre réduit la largeur d'impulsion, ce qui, à son tour, sera pratique dans les communications optiques.

Sous l'action combinée de la dispersion du troisième ordre, la dispersion du quatrième ordre et de la non-linéarité quintique, on note qu'en plus des oscillations asymétriques sur les bords de fuite, l'augmentation de la largeur de l'impulsion et le décalage du centre des deux composantes de polarisation du soliton vectoriel chirpé le long de la distance de propagation dans une fibre optique managée; il y a aussi une oscillation d'amplitude (maximum).

L'évolution des trains de solitons vectoriels chirpé dans la fibre optique managée n'est pas soumise uniquement à la présence de l'effet du chirp, mais aussi à l'interaction entre les solitons vectoriels adjacents. Dans tous les cas, l'énergie de chaque soliton vectoriel chirpé reste conservée.

La révolution technologique va se produire avec l'apparition du multiplexage en longueur d'onde, qui amène donc une multiplication par un facteur considérable de la capacité du réseau. L'intérêt principal de cette technique, qui a fait sa popularité, est de pouvoir réutiliser la fibre déjà installée, ce qui n'entraîne pas de surcoût pour de nouvelles infrastructures.

## ملخص

تعد دراسة انتشار الأمواج الضوئية المنفردة المتجهة في الألياف البصرية موضوعًا بحثيًا أساسيًا وهامًا للغاية ، خاصة في أنظمة اتصالات متعددة الطول الموجي. في هذا السياق ، يهتم هذا العمل بالدراسة العددية لديناميكيات تفاعل الأمواج الضوئية المنفردة المتجهة في الألياف البصرية المدارية في وجود انزلاق التردد ، حيث يتم نمذجة الانتشار بواسطة نظام من معادلتين CNLS مع معاملات متغيرة . تتكون الأجيال الجديدة من أنظمة الاتصالات من مبدأ تعدد إرسال الطول الموجي حيث يمكن إرسال معدلات معلومات عالية لكل قناة.

**الكلمات المفتاحية :** ألياف بصرية ، سوليتون بصري ، تفاعل السوليتونات ، أنظمة مضاعفة الطول الموجي، طريقة CSSPS.

## Résumé

L'étude de la propagation des solitons optiques vectoriels dans les fibres optiques constitue un sujet de recherche essentiel et très important, en particulier dans les systèmes de communication multiplexés en longueur d'onde. Dans ce contexte, ce travail s'intéresse à l'étude numérique de la dynamique de l'interaction des solitons vectoriels dans les fibres optiques managées dans la présence du chirp, où la propagation est modélisée par un système de deux équations CNLS à coefficients variables. De nouvelles générations de systèmes de communication consistent au principe du multiplexage en longueur d'onde où on peut transmettre des débits élevés d'information par canal.

**Mots clés:** Fibre Optique, Soliton Optique, Interaction de Solitons, Les Systèmes WDM, La Méthode CSSPS.

## Abstract

The study of the propagation of optical vector solitons in optical fibers is an essential and very important research topic, especially in wavelength division multiplexing communication systems. In this context, this work is interested in the numerical study of the dynamics of the interaction of vector solitons in managed optical fibers in the presence of chirp, where the propagation is modeled by a system of two CNLS equations with variable coefficients. New generations of communication systems consist at the principle of wavelength division multiplexing where high information rates can be transmitted per channel.

**Key Words:** Fiber Optics, Optical Soliton, Soliton Interaction, WDM Systems, CSSPS Method.