

République Algérienne Démocratique et Populaire

**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique**

CENTRE UNIVERSITAIRE D'EL-OUED

INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Mémoire de fin d'étude

Présenté pour l'obtention du diplôme de

LICENCE ACADEMIQUE

Domaine : Sciences Technologiques

Filière : Electronique

Spécialité : Télécommunications

Présenté par : ***DJABER Laid**

***HORRA Mohammed Djilani**

Thème

**Effets de la dispersion chromatique sur la
propagation dans les fibres optiques**

Soutenu le 26 Septembre 2010

Devant le jury composé de :

M.	RHOUMA Ferhat	Pr	Président
M.	GHENDIR Saïd	M.A	Examineur
M.	MEDJOURI Abdelkader	M.A	Rapporteur

2009-2010

REMERCIEMENTS

Avant tout on remercie Dieu le tout puissant qui nous a donné le courage la patience, l'aide et la volonté de réaliser ce modeste travail.

Nous tenons à remercier vivement notre encadreur Mr : Medjouri Abdelkader qui à ménagé un grand effort afin de nous permettre de mener à bien le présent travail et à qui nous exprimons notre gratitude et notre respect.

Nous remercions aux enseignants du département d'électrotechnique.

Tout comme j'exprime mes meilleurs sentiments de gratitude aux honorables membres du Jury qui ont l'amabilité et la patience de supporter ma maladroite capacité à m'exprimer en public.

Sommaire

Introduction générale	1
-----------------------	---

Chapitre I: La fibre optique.

I	Description de la fibre optique	3
I.1	Introduction	3
I.2	Structure de la fibre optique	3
II	Principe de la fibre optique	4
III	Type de fibre	6
III.1	Fibre multimodes	6
III.1.1	Fibre optique à saut d'indice	6
III.1.2	Fibre optique à gradient d'indice	7
III.2	Les fibres optiques monomodes	7
IV	Fabrication d'une fibre optique	8
IV.1	La préforme	8
IV.2	La fibrage	8
V	Caractéristique d'une fibre optique	10
VI	Conclusion	13

Chapitre II: Base théorique de la dispersion chromatique.

I	Introduction	15
II	Etude de la dispersion chromatique	15
II.1	Dispersion du matériau	16
II.2	Pente de la dispersion chromatique	21
II.3	Dispersion du guide	23
III	Outils d'étude et d'analyse	25
III.1	Résolution numérique de l'équation de propagation	25
III.1.1	Principe de la méthode de Fourier à Pas Fractionné	26
IV	Conclusion	31

Chapitre III: Effet de la dispersion chromatique.

I	Introduction	33
II	Effets de la Dispersion chromatique	33
II.1	Elargissement d'impulsions par la dispersion	33
II.1.1	Cas d'une impulsion gaussienne	33
II.1.2	Impulsion gaussienne chirpée	36
II.2	Effets du 3 ^{ème} ordre de la dispersion	39
II.2.1	Changement dans la forme de l'impulsion	39
III	Conclusion	42

Conclusion générale	43
---------------------	----

<u>Références bibliographiques</u>	44
---	----

Liste des figures

Chapitre I

Figure I-1: Structure d'une fibre optique	4
Figure I-2: Réfraction et réflexion	5
Figure I-3: L'ouverture numérique	5
Figure I-4: La fibre multimode à saut d'indice	6
Figure I-5: La fibre multimode à gradient d'indice	7
Figure I-6: La fibre monomode	7
Figure I-7: Fabrication de la préforme	8
Figure I-8: Fibre optique venant de la préforme	9
Figure I-9: Tambour	9
Figure I-10: Phénomène d'atténuation	10
Figure I-11: Dispersion modale	12
Figure I-12: Dispersion chromatique	12

Chapitre II

Figure II-1: Effet de la dispersion intermodale sur l'impulsion optique	15
Figure II-2: Effet de la dispersion des modes de polarisation sur l'impulsion optique	16
Figure II-3: Vitesse de groupe et de phase	17
Figure II-4: Indice de réfraction et indice de groupe en fonction de la longueur d'onde	18
Figure II-5: Vitesse de groupe en fonction de la longueur d'onde	19
Figure II-6: Variation de β_2 en fonction de la longueur d'onde	20
Figure II-7: Variation de la dispersion chromatique du matériau en fonction de la longueur d'onde	21
Figure II-8: Pente de la dispersion chromatique du matériau	22
Figure II-9: Variation de β_2 et β_3 au voisinage de la longueur d'onde de zéro dispersion	23
Figure II-10: Dispersion du guide en fonction de la longueur d'onde	24
Figure II-11: Fibre dispersion décalée à $1.55\mu\text{m}$: contribution de la dispersion du guide. Avec $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.497$, $\alpha = 1\mu\text{m}$.	25
Figure II-12: Schéma d'utilisation de la transformée de Fourier	27
Figure II-13: Principe de la SSSF, la fibre est divisée en un grand nombre de segments de largeur h ; sur chaque segment l'effet des non linéarités sont localisé au milieu des effets de dispersion	28
Figure II-14: Organigramme de la SSFM	30

Chapitre III

Figure III-1: Étalement d'une impulsion gaussienne par la dispersion chromatique lors de la propagation	35
Figure III-2: Étalement d'une impulsion gaussienne chirpée par la dispersion chromatique lors de la propagation	37
Figure III-3: Facteur d'étalement T_1/T_0 d'une impulsion gaussienne chirpée en fonction du signe du paramètre chirp et du régime de dispersion	38
Figure III-4: Propagation d'une impulsion gaussienne sous l'effet du 3 ^{ème} ordre de dispersion	40
Figure III-5: Effets de la valeur du 3 ^{ème} ordre de dispersion sur la forme de l'impulsion	41
Figure III-6: Effet du signe β_3 sur la forme d'impulsion	41

Liste des symboles & acronymes

E : Champ électrique [V/m]. H : Champ magnétique [A/m]

D : Induction électrique [C/m²]. B : Induction magnétique [A/m].

n : Indice de réfraction.

n_g : Indice de groupe.

β : Constante de propagation.

β_1 : Dérivé 1^{ère} de β par rapport à quoi la pulsation ou la fréquence, composante responsable de la propagation.

β_2 : Dérivé 2^{ème} de β , responsable de la dispersion chromatique du matériau.

β_3 : Dérivé 3^{ème} de β = TOD : « Third Ordre Dispersion », terme d'ordre 3 de la dispersion.

α : Facteur d'atténuation dans la fibre.

v_g : Vitesse de groupe.

v_p : Vitesse de phase.

$X^{(n)}$: Susceptibilité d'ordre n du matériau.

P_L : Terme linéaire de la polarisation.

P_{NL} : Terme non linéaire de la polarisation.

SSFM: Split Step Fourier Method. Méthode de résolution numérique de l'équation de propagation.

S3FM : Symetrized SSFM, méthode SSFM symétrique, (une variante de SSFM).

D_i : Dispersion intermodale.

D_m : Dispersion chromatique du matériau.

D_w : Dispersion chromatique de guide.

D : Dispersion chromatique totale.

Introduction générale

De nos jours, la fibre optique est utilisée dans des diverses applications. Elle s'impose dans les réseaux de communication comme une solution idéale pour le transport de l'information à très haut débit grâce à sa bande passante phénoménale. De même, elle représente une solution très attractive pour simplifier les architectures de systèmes optiques complexes, notamment les systèmes interférométriques.

De façon globale, l'amélioration des performances des systèmes a fait apparaître certaines limites. Celles-ci sont dues à de phénomène lié à la nature du milieu de propagation et à la qualité des impulsions optiques propagées.

Ce phénomène est celui de la dispersion chromatique qui affect les fibres dites monomodes. L'origine du problème provient de la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde et de l'impossibilité d'avoir des sources purement monochromatique.

Pour les systèmes de transmissions numériques cette distorsion est synonyme d'un élargissement temporel des impulsions qui conduit à l'augmentation des interférences inter-symboles et à la réduction des débits.

Ce travail se focalise sur l'étude d'effet de la dispersion chromatique sur la propagation dans la fibre optique.

Le mémoire qui rend compte de ces travaux est divisé en trois chapitres.

Au premier chapitre, nous somme généralement intéressés à la fibre optique. Le deuxième chapitre expose brièvement les différents phénomènes qui surgissent et influent sur la qualité des transmissions tels que la dispersion (modale, chromatique). Ainsi que les outils de résolution et simulation utilisés. Le troisième chapitre étudie la propagation des impulsions optiques et particulièrement les impulsions ultra-courtes employées dans les réseaux haut débit. Nous illustrerons les différents effets que subit l'onde lumineuse sous l'influence de dispersion chromatique.

Enfin, on terminera ce mémoire par une conclusion générale.

Chapitre 1

<< La fibre optique.>>

Sommaire

<i>I</i>	<i>Description de la fibre</i>	<i>3</i>
	<i>I.1 Introduction</i>	<i>3</i>
	<i>I.2 Structure de la fibre optique</i>	<i>3</i>
<i>II</i>	<i>Principe de la fibre optique</i>	<i>4</i>
<i>III</i>	<i>Type de fibre</i>	<i>6</i>
	<i>III.1 Fibre multimodes</i>	<i>6</i>
	<i>III.1.1 Fibre optique à saut d'indice</i>	<i>6</i>
	<i>III.1.2 Fibre optique à gradient d'indice</i>	<i>7</i>
	<i>III.2 Les fibres optiques monomodes</i>	<i>7</i>
<i>IV</i>	<i>Fabrication d'une fibre optique</i>	<i>8</i>
	<i>IV.1 La préforme</i>	<i>8</i>
	<i>IV.2 La fibrage</i>	<i>8</i>
<i>V</i>	<i>Caractéristique d'une fibre optique</i>	<i>10</i>
<i>VI</i>	<i>Conclusion</i>	<i>13</i>

I Description de la fibre optique.

Une description anatomique de la fibre optique sera présentée dans ce qui suit, ainsi que ses caractéristiques générales.

I.1 Introduction.

La fibre optique depuis son apparition très intéressante, dans le domaine des télécommunications a subi une utilisation de plus en plus grande et de plus en plus variée. Elle présente un support de transmission le plus utile de nos jours vue ses nombreux avantages:

- Propagation des signaux à grande vitesse et à haut débit numérique.
- Faible atténuation de l'intensité lumineuse.
- Parfaite isolation des fibres optiques au champ magnétique.
- Conservation d'un bon rapport signal \ bruit sur de grandes distances

I.2 Structure de la fibre optique.

La fibre optique est une guide d'onde cylindrique réalisé au moyen d'un matériau diélectrique transparent, elle permet de transporter le plus d'informations et de fournir des débits de signaux numériques très importants. [1]

La fibre optique est composée des éléments de base suivants :

› Le cœur.

C'est la région centrale de la fibre qui permet le guidage des ondes lumineuses.

› La gaine.

Représente une couche entourant le cœur de la fibre avec un indice de réfraction légèrement inférieur à celui du cœur ce qui permet par conséquent, la réflexion totale et perpétuelle des modes à l'interface cœur-gaine.

› Le revêtement.

C'est une couche directement appliquée sur le verre de la gaine, il est important que cette couche soit détachable afin de permettre d'effectuer des injections ou des découpages de la lumière pour l'épissure de la fibre, son indice de réfraction est supérieur à celui de la gaine.

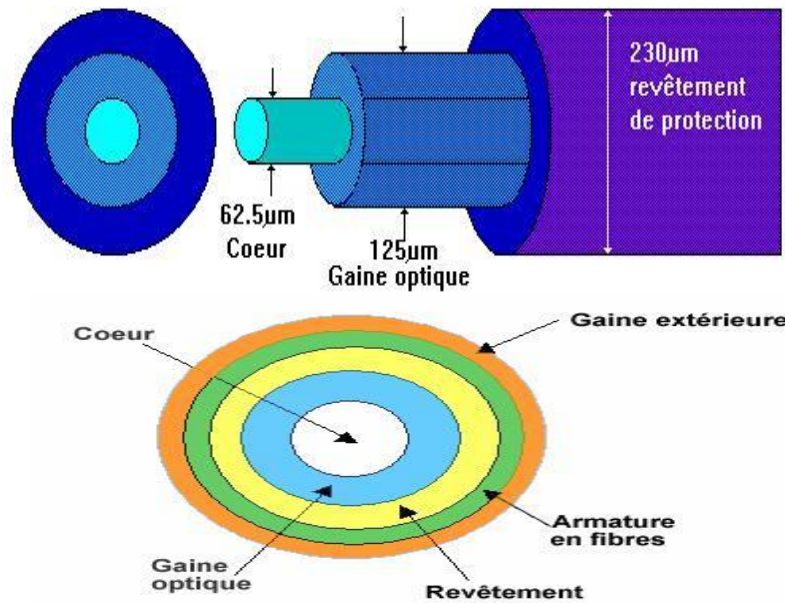


Figure I-1: Structure d'une fibre optique

II Principe de la fibre optique.

Lorsqu'un faisceau lumineux heurte obliquement la surface qui sépare deux milieux plus ou moins transparents, il se divise en deux : une partie est réfléchi tandis que l'autre est réfractée.

a) Réflexion.

Le rayon réfléchi forme un angle I_1 avec le plan d'incidence, la quantité de la lumière réfléchi dépend de l'angle L_1 avec l'axe d'incidence tel que :

$$L_1 = I_1 \quad [I-1]$$

b) Réfraction.

Un rayon lumineux passe obliquement avec un angle d'incidence L_1 , d'un milieu d'indice n_1 à un milieu n_2 alors sa direction est réfractée vers l'axe d'incidence et forme un angle L_2

Dans la loi de Snell-Descartes, les angles d'incidence et de réfraction sont inversement proportionnels à leurs indices.

$$n_1 \sin L_1 = n_2 \sin L_2 \quad [I-2]$$

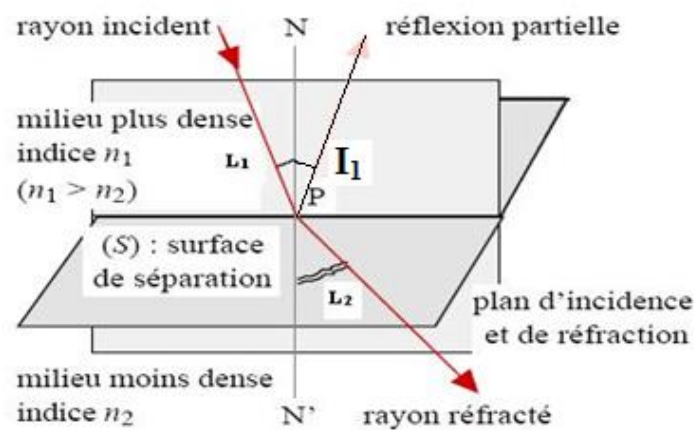


Figure I-2 : Réfraction et réflexion

c) L'ouverture numérique.

Le guidage du signal optique est basé sur la loi de Descartes. La lumière se propage le long de la fibre par réflexions totales successives entre le cœur et la gaine. Cela n'est possible que si le cœur et la gaine sont constitués de matériaux transparents et que l'indice de la gaine est inférieur à celui du cœur et si l'angle d'incidence sur le dioptre n_1/n_2 est inférieur à l'angle limite de réfraction d'une source. [2]

$$\theta_0 = \arcsin(n_2/n_1) \quad [\text{I-3}]$$

La seconde condition est d'envoyer le signal lumineux dans la fibre avec un angle, par rapport à l'axe, inférieur à l'ouverture numérique.

L'ouverture numérique (O.N) représente l'ouverture angulaire maximale d'une source de lumière que l'on couple à une fibre. La condition d'injection de cette source dans la fibre optique dépend de θ_0 ; et on montre que :

$$ON = n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) \quad [\text{I-4}]$$

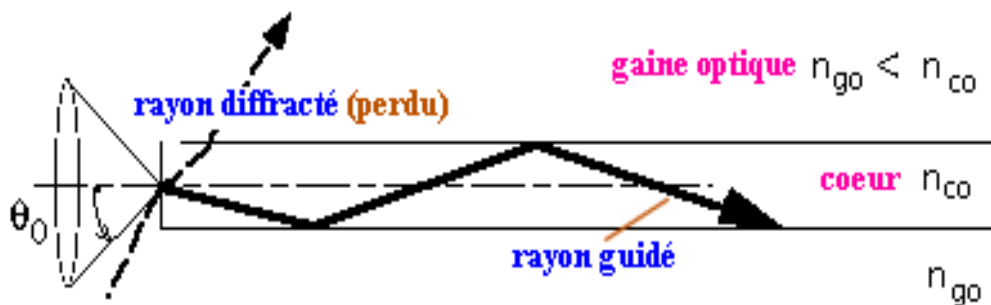


Figure I-3 : L'ouverture numérique

III Type de fibre.

Il y a plusieurs types de fibres optiques, Tout d'abord les fibres optiques multimodes et les fibres monomodes

III.1 Fibre multimodes.

Les fibres multimodes ont un diamètre de cœur important de 50 à 85 microns. Un rayon lumineux pénétrant dans le cœur de la fibre, à l'une de ses extrémités, se propage longitudinalement jusqu'à l'autre extrémité grâce aux réflexions totales qu'il subit à l'interface entre le verre de cœur et le verre de gaine. Parmi les fibres multimodes, on distingue les fibres à faible indice ou saut d'indice (débit limité à 50 Mb/s) et les fibres à gradient d'indice (débit limité à 1 Gb/s).

III.1.1 Fibres optiques à saut d'indice.

C'est le type de fibre le plus simple, directement issue des applications optiques traditionnelles (figure I.4). Dans cette fibre, le cœur, de diamètre $2a$, est homogène et d'indice n_1 . Il est entouré d'une gaine optique de diamètre extérieur $2b$ et d'indice n_2 inférieur à n_1 . Ces deux indices sont peu différents et doivent être de l'ordre de 1,5. La gaine optique joue un rôle actif dans la propagation, et ne doit pas être confondue avec les revêtements de protection déposés sur la fibre. D'après la loi de Descartes, un rayon lumineux injecté va rester guidé dans la fibre (dans le cœur) si son angle d'inclinaison θ sur Oz reste inférieur à θ_0 . Le rayon est dans ce cas guidé par réflexion totale au niveau de l'interface cœur-gaine, sinon il est réfracté dans la gaine. Ceci reste vrai si la fibre cesse d'être rectiligne, à condition que le rayon de courbure reste grand devant son diamètre.

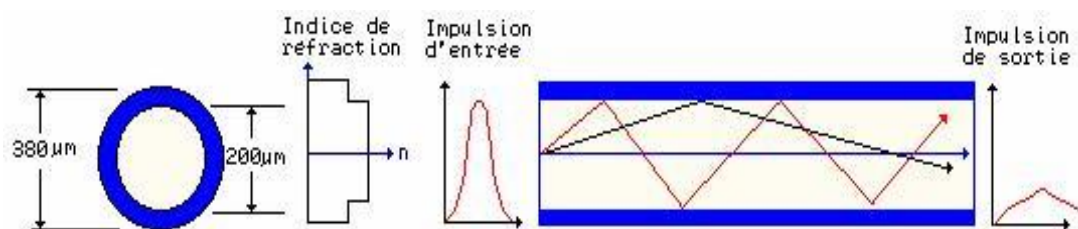


Figure I-4 : La fibre multimode à saut d'indice

III.1.2 Fibres optique à gradient d'indice.

Ces fibres sont spécialement conçues pour les télécommunications (figure-5). Leur cœur n'est plus homogène : la valeur de l'indice décroît depuis l'axe jusqu'à l'interface. Le guidage est cette fois dû à l'effet du gradient d'indice. Les rayons guidés suivent une trajectoire d'allure sinusoïdale. La gaine d'indice n_2 n'intervient pas directement, mais élimine les rayons trop inclinés. On peut de même définir l'ouverture numérique.

L'avantage essentiel de ce type de fibre est de minimiser la dispersion du temps de propagation entre les rayons, sans utiliser pour cela l'ouverture numérique trop faible. La fibre la plus courante, utilisée en télécommunications à moyenne distance a pour ouverture numérique 0,2 et pour diamètres cœur/gaine 50/125 μm . Il existe aussi les fibres 62,5/125 utilisées en micro-informatique et 85/125 utilisées en vidéocommunications

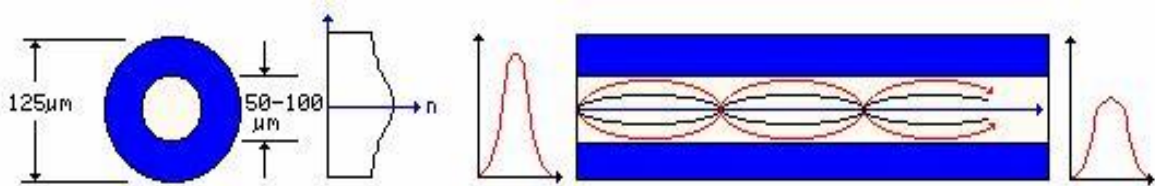


Figure I-5 : La fibre multimode à gradient d'indice

III.2 Les fibres optiques monomodes.

Les fibres monomodes (figure I.6) ont un diamètre de cœur (10 microns), faible par rapport au diamètre de la gaine (125 microns) et proche de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière injectée. L'onde se propage alors sans réflexion et il n'y a pas de dispersion modale

Le petit diamètre du cœur des fibres monomodes nécessite une grande puissance d'émission qui est délivrée par des diodes-laser.

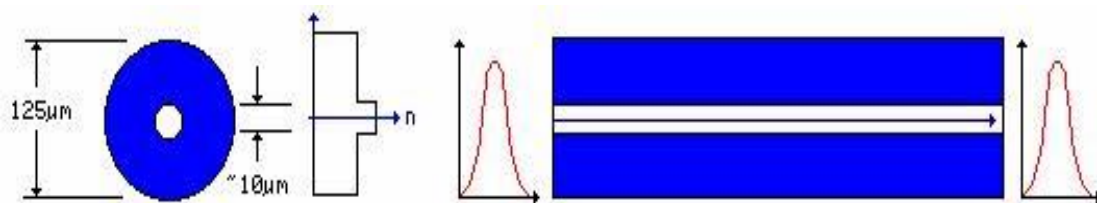


Figure I-6 : La fibre monomode

IV Fabrication d'une fibre optique.

IV.1 La préforme.

La fabrication d'une fibre optique passe par la réalisation d'une préforme cylindrique en barreau de silice. La silice est un composant oxygéné du silicium, de formule SiO_2 , présent dans un grand nombre de minéraux, tels que le quartz, la calcédoine et l'opale. Cette préforme de silice est étiré afin d'obtenir la fibre. La géométrie de la préforme doit respecter parfaitement le rapport des diamètres du cœur et de la gaine ainsi que leurs indices de réfraction.

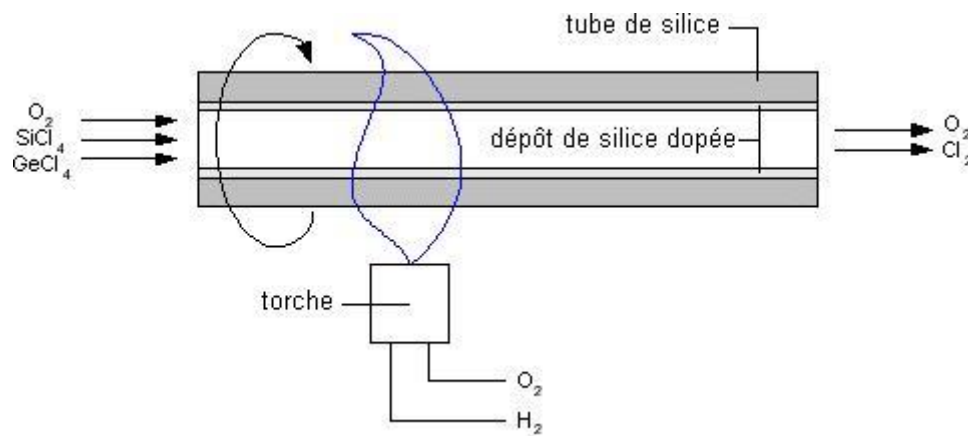


Figure I-7 : Fabrication de la préforme.

IV.2 Le fibrage.

Une fois la préforme terminée, celle-ci est placée verticalement dans la tour de fibrage. Une haute température est appliquée localement à l'extrémité de la tige de verre jusqu'à ce que la silice soit ramollie de la préforme est alors brin de fibre est tiré

.La température de chauffage et la vitesse de fibrage sont des paramètres clés lors de la fabrication de la fibre puisqu'ils déterminent son diamètre. Cette donnée est très surveillée et mesurée afin que des ajustements soient faits si nécessaire.

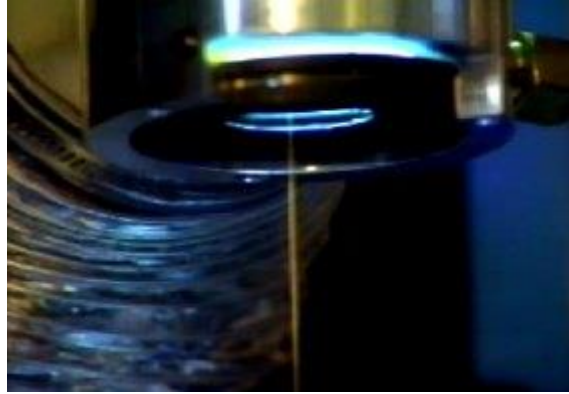


Figure I-8 : Fibre optique venant de la préforme.

Enfin, la dernière étape de la fabrication de la fibre consiste en l'application de sa couche protectrice. La fibre est obtenue par fibrage est enduite d'un polymère sous forme liquide, comme de l'acrylique. La couche protectrice sera ensuite cuite et solidifiée par chauffage ou par rayonnement ultraviolet. La fibre est finalement enroulée sur un tambour pour faciliter son transport.

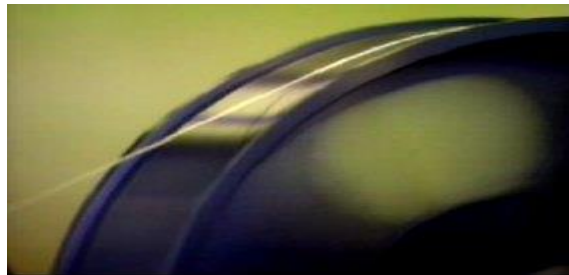


Figure I-9 : Tambour.

V Caractéristique d'une fibre optique.

Les principales caractéristiques des fibres optiques sont l'atténuation, la dispersion chromatique et la dispersion modale de polarisation, que nous allons présenter.

a. L'atténuation.

L'atténuation dans les fibres optiques résulte de plusieurs mécanismes.

* Pertes intrinsèques

Dépendent de la nature physico-chimique de la fibre optique :

- Pertes par absorption moléculaire : elles sont causées par l'absorption des rayons optiques par la silice et les impuretés contenus dans celle-ci.
- Les irrégularités involontaires de structure provoquent des pertes par diffusion (diffusion Rayleigh).

* Pertes extrinsèques.

Dépendent du couplage fibre-fibre ou fibre-composants :

- Les pertes dues aux conditions d'utilisation des fibres. Toute courbure trop serrée crée des pertes par rayonnement.
- Les micros courbures sont des courbures très faibles, mais répétées et pratiquement incontrôlables, dues au conditionnement des fibres dans les câbles.
- Les fibres sont toujours utilisées par tronçons de longueur finie, raccordés entre eux. Chaque jonction peut provoquer une perte de raccordement.

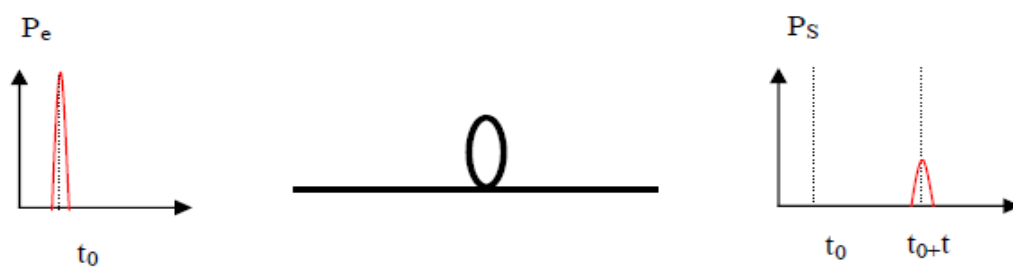


Figure I-10: Phénomène d'atténuation

b. La dispersion.

La dispersion d'un signal optique se manifeste par une distorsion du signal et cause un élargissement des impulsions au cours de leur propagation dans la fibre optique. Il existe deux types de dispersion :

***Dispersion chromatique (ou intramodale).**

La dispersion chromatique est la combinaison de deux types de dispersion : la dispersion du matériau et la dispersion du guide.

La dispersion du matériau est causée par la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde. En effet la dispersion du matériau est très petite à par rapport à la longueur d'onde d'environ 1300nm, cette dispersion existe dans toute les fibres optique qu'elle soit monomode ou multimode.

La dispersion du guide d'onde est particulièrement importante pour les fibres monomodes. Elle est causée par le fait que la répartition de la lumière du mode fondamental sur le cœur et la gaine dépend de la longueur d'onde.

La dispersion totale est la somme des dispersions due au matériau et la dispersion du guide d'onde.

***Dispersion modale (ou intermodale).**

Dans une fibre optique multimode se propagent plusieurs modes, chacun suivant une trajectoire différente.

L'énergie lumineuse transmise dans la fibre se répartie entre les différents modes qui se propage dans le cœur.

L'ensemble des retards entre les différents rayons composant le signal lumineux détermine en réception une distorsion du signal électrique obtenu par le convertisseur optique-électrique ; cette distorsion est la Dispersion Modale.

***Effets de la dispersion modale et chromatique.**

Les effets de la dispersion modale et chromatique sur la propagation de l'impulsion optique le long de la fibre sont illustrée par la figure I.11 et mettant en évidence comment les différents comportements des composantes de l'impulsion déterminent la distorsion de celle-ci en réception.

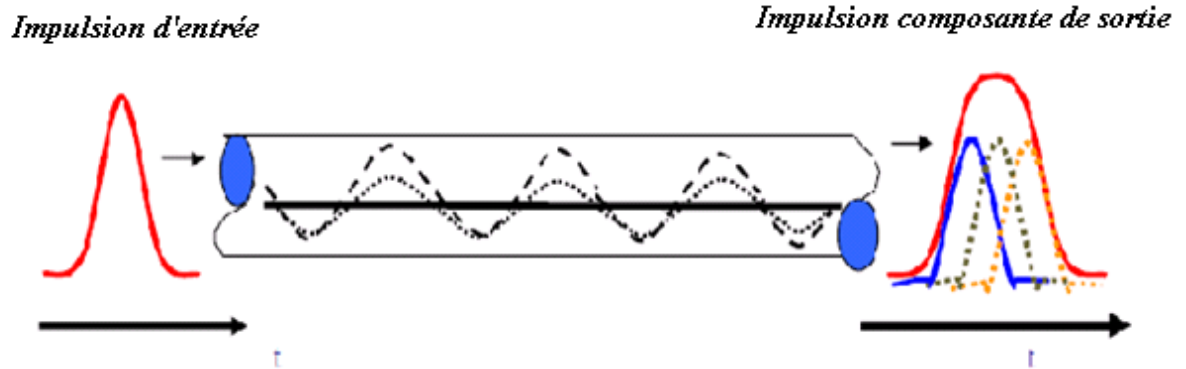


Figure I-11 : Dispersion modale

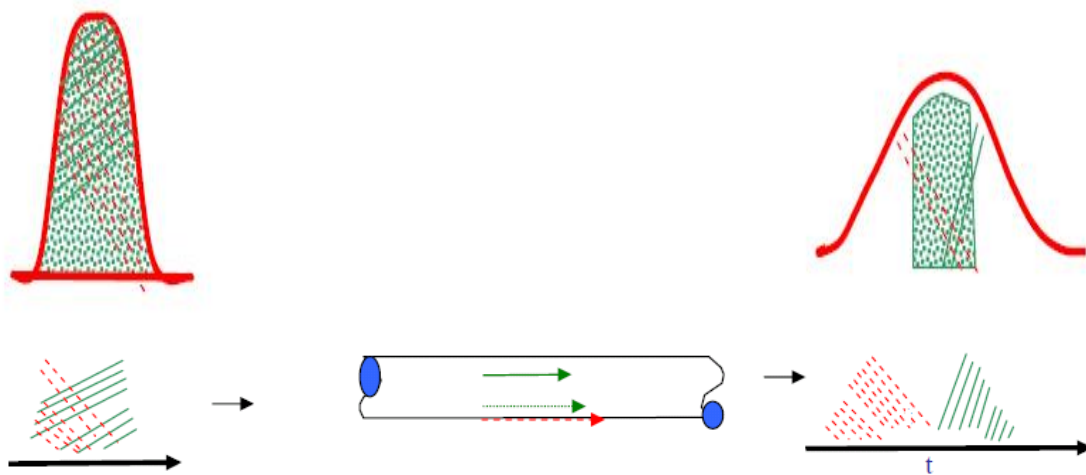


Figure I-12 : Dispersion chromatique

- a) l'impulsion en réception est la somme des impulsions composantes qui se propagent en temps différents (parcours différents)
- b) propagation avec des vitesses différentes, des différentes composantes du signal de longueurs d'ondes diverses.

Il existe aussi un autre type de dispersion :

* Dispersion modale de polarisation (PMD).

Cette dispersion est due à la biréfringence de la fibre, elle provoque une déformation des impulsions lumineuses par le fait que les deux principaux états de polarisation ont des constantes de propagation légèrement différentes. Il en résulte que les états de polarisation des bords et du centre des impulsions diffèrent de plus en plus au cours de la propagation, d'où leur déformation. [3]

Pour pouvoir compenser avec précision la dispersion de polarisation de la

fibre installée, il est nécessaire de l'avoir préalablement mesurée. Les recherches effectuées dans ce domaine ont surtout pour objectif de comparer la précision de différents procédés de mesure.

VI Conclusion.

La fibre optique a subi une grande révolution dans le domaine de télécommunication grâce à ses bénéfices. Ces dernières sont néanmoins contrariées par des phénomènes intrinsèques ou extrinsèques tels que la PMD et la dispersion chromatique qui sera principalement détaillée le prochain chapitre.

Chapitre 2

<< Base théorique de la dispersion chromatique. >>

Sommaire

<i>I</i>	<i>Introduction</i>	<i>15</i>
<i>II</i>	<i>Etude de la dispersion chromatique</i>	<i>15</i>
	<i>II.1 Dispersion du matériau</i>	<i>16</i>
	<i>II.2 Pente de la dispersion chromatique</i>	<i>21</i>
	<i>II.3 Dispersion du guide</i>	<i>23</i>
<i>III</i>	<i>Outils d'étude et d'analyse</i>	<i>25</i>
	<i>III.1 Résolution numérique de l'équation de propagation</i>	<i>25</i>
	<i>III.1.1 Principe de la méthode de Fourier à Pas Fractionné</i>	<i>26</i>
<i>IV</i>	<i>Conclusion</i>	<i>31</i>

I Introduction.

Ce chapitre introduit les différents concepts et notions utilisés dans ce travail. Ainsi, étant donné que le but du projet est l'étude des limites introduites par la dispersion chromatique, nous allons présenter en détail ce phénomène.

II Etude de la dispersion chromatique.

Dans le passé, les systèmes de communication ne connaissaient pas la dispersion chromatique, car elle était noyée dans un autre type de dispersion. C'est la dispersion intermodale liée au multi-chemin géométrique de la lumière dans la fibre (de l'anglais multipath).

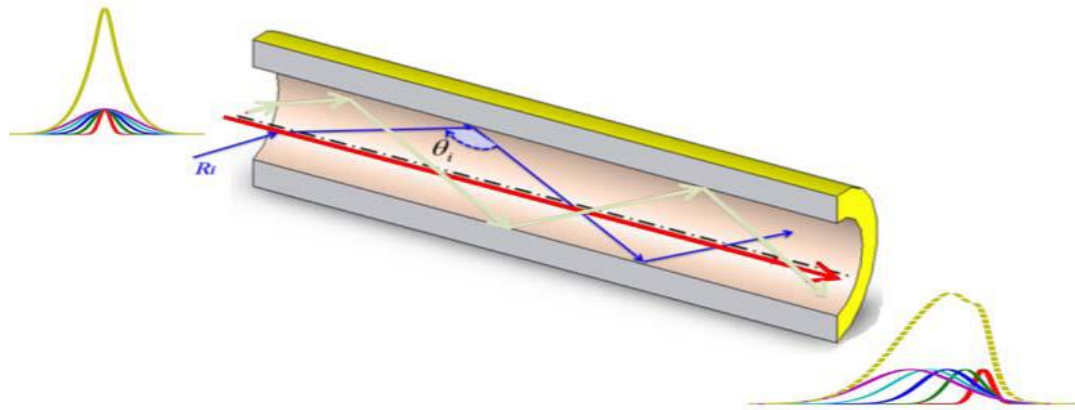


Figure II-1: Effet de la dispersion intermodale sur l'impulsion optique.

L'invention de la fibre à gradient d'indice a réduit la dispersion intermodale. Puis l'emploi des fibres monomodes l'a éliminé totalement.

Dans la fibre monomode le mode fondamental (LP_{01}) est une combinaison de deux modes électromagnétiques dégénérés (ayant la même constante de propagation) perpendiculaires, notés LP_{01}^x et LP_{01}^y [4].

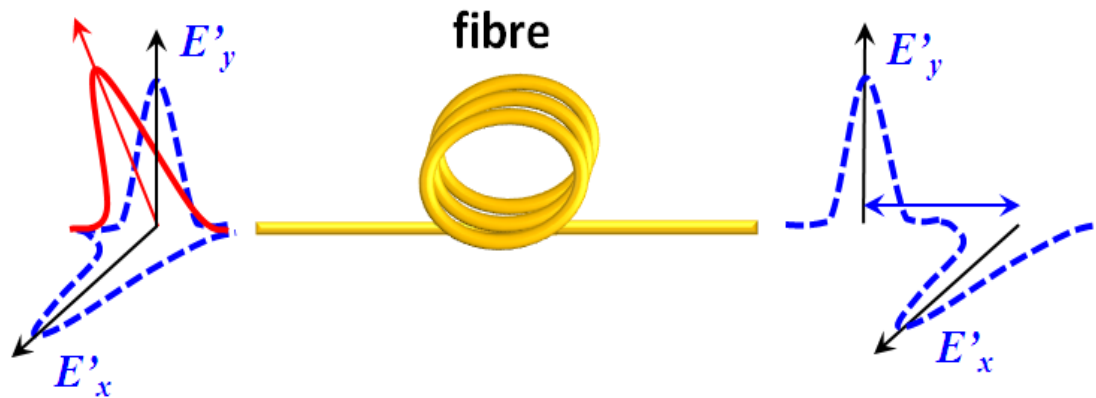


Figure II-2: Effet de la dispersion des modes de polarisation sur l'impulsion optique.

Ces modes ne se propagent plus à la même vitesse dans la fibre si celle-ci présente une biréfringence parasite, de forme ou de contrainte. Par conséquent nous assistons à l'étalement de polarisation. Elle reste toujours une source importante de réduction des performances des systèmes à fibre.

Pour la dispersion chromatique objet de ce travail, elle se scinde en deux types :

- ✓ La dispersion du matériau qui traduit le fait que la silice, qui compose majoritairement la fibre, possède un indice de réfraction, qui varie en fonction de la longueur d'onde.
- ✓ La dispersion du guide qui exprime l'effet du guidage sur les ondes optiques. Elle est aussi dépendante de la longueur d'onde mais aussi des paramètres géométrique de la fibre.

II.1 Dispersion du matériau

Le passage de l'onde optique dans le milieu de propagation engendre une réponse de ce dernier en fonction de la fréquence optique. Cette réponse consiste dans l'oscillation des électrons de surface du milieu aux fréquences caractéristiques de résonance auxquelles le milieu absorbe l'énergie électromagnétique. En conséquence l'indice de réfraction dépendra de la fréquence, c'est l'origine de la dispersion chromatique [5, 6]. Loin des fréquences de résonance l'indice de réfraction peut être approché par la relation de Sellmeier suivant :

$$\left(n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \right) \quad [\text{II-1}]$$

Avec B_j et ω_j sont respectivement les coefficients et fréquences de résonnance du milieu.

Cette relation somme les contributions de toutes les résonnances dans la plage de fréquences considérée.

Une onde électromagnétique se propage à une vitesse de phase : $v_p = \omega/k$, k étant le vecteur d'onde. Cette vitesse ne correspond pas à la vitesse de transmission du signal. En effet le signal associé à une onde se propage à une vitesse, dite de groupe, donnée par $v_g = \frac{1}{dk/d\omega}$.

Dans un milieu non-dispersif, où l'indice de réfraction ne dépend de la fréquence, la vitesse de groupe n'est pas égale à la vitesse de phase mais devient :

$$v_g = \frac{1}{dk/d\omega} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} \quad [\text{II-2}]$$

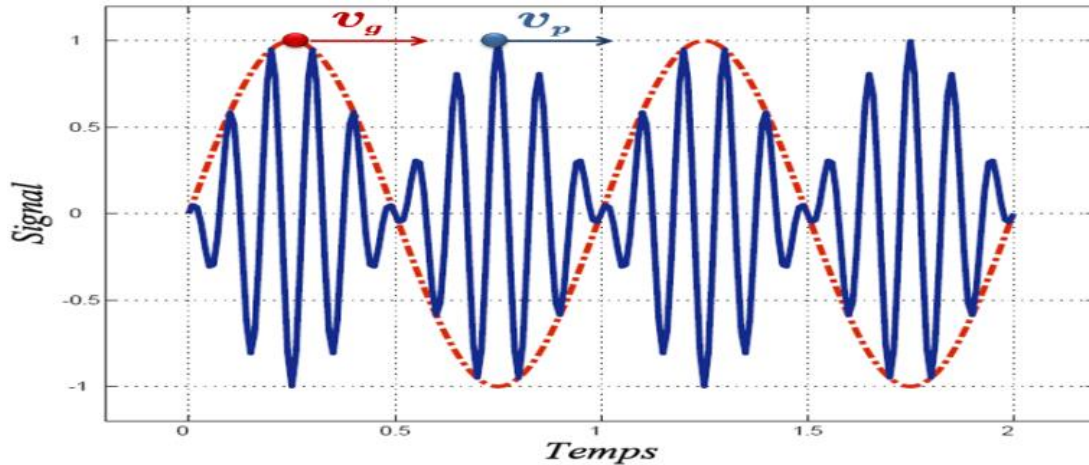


Figure II-3 : vitesse de groupe et de phase.

La vitesse à laquelle se propage l'information (vitesse de groupe) est donc différente pour chaque longueur d'onde, ce qui entraîne une déformation temporelle de l'impulsion. En optique, la vitesse de groupe est généralement exprimée en

fonction de la longueur d'onde [7]. En utilisant $\frac{dn}{d\omega} = \frac{dn}{dy} \frac{d\lambda}{d\omega}$ et sachant que $\omega = \frac{2\pi}{n_g}$; nous obtenons :

$$v_g = \frac{c}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}} = \frac{c}{n_g}$$

[II-3]

Nous définissons ainsi l'indice de groupe par :

$$v_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$$

[II-4]

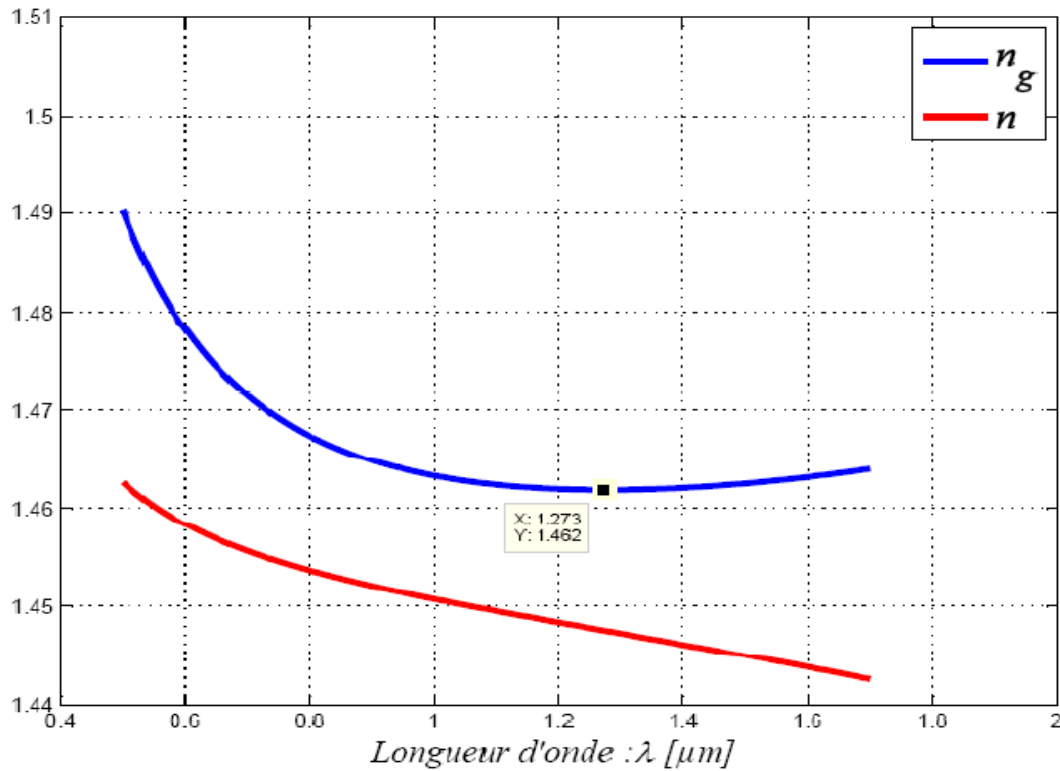


Figure II-4 : Indice de réfraction et indice de groupe en fonction de la longueur d'onde.

Pour l'exemple de la figure 4 nous avons pris une fibre dont les caractéristiques [5] sont: $B_1 = 0.6961663$, $B_2 = 0.4079426$, $B_3 = 0.8974794$,

$\lambda_1 = 0.0684043\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.1162414\mu\text{m}$, et $\lambda_3 = 9.896161\mu\text{m}$ ou $\lambda_j = \frac{2\pi c}{\omega_j}$.

Nous remarquons qu'à la longueur d'onde $\lambda = 1.27\mu\text{m}$ se situe le maximum de la vitesse de groupe.

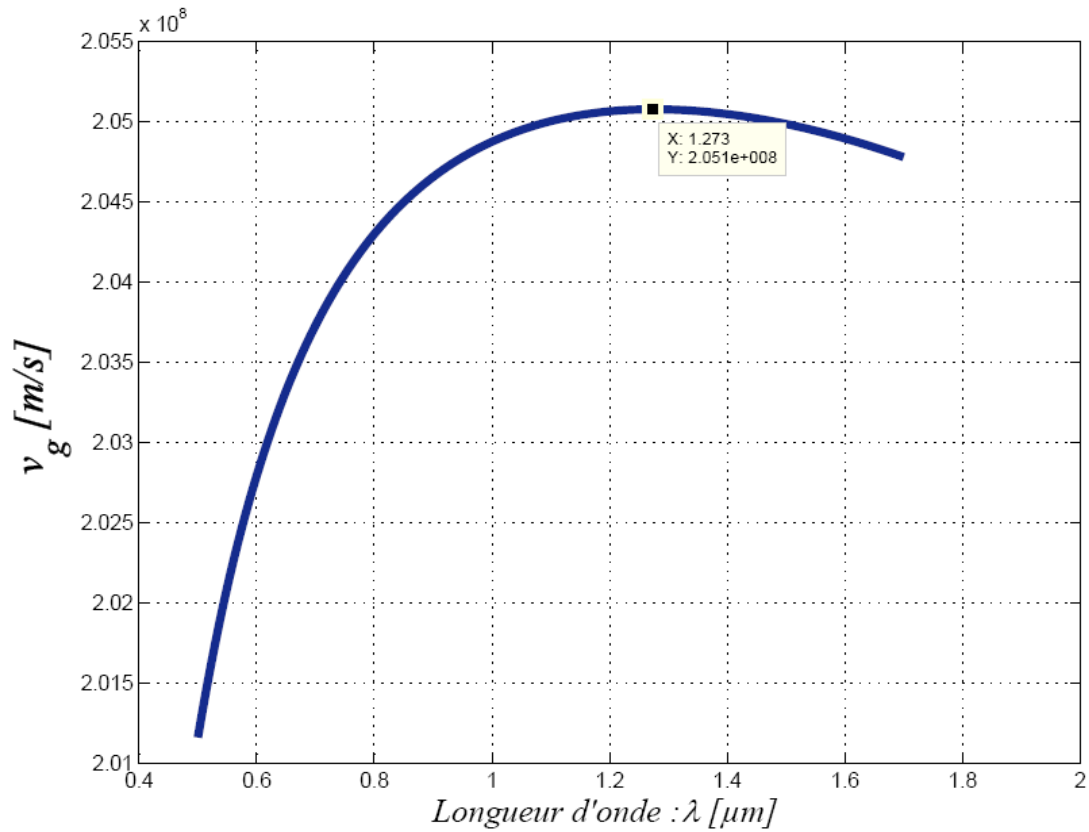


Figure II -5 : Vitesse de groupe en fonction la longueur d'onde.

La constante de propagation β peut être développée en séries de Taylor autour de la fréquence central ω_0 de l'impulsion comme suit:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots$$

[II-5]

Avec

$$\left(B_m = \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right) \quad \omega = \omega_0 \quad \{m = 0, 1, 2, \dots\} \quad \text{[II-6]}$$

D'où:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) ; \beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad [\text{II-7}]$$

Le terme β_2 , obtenu par dérivation de β_1 , représente la dispersion de la vitesse de groupe; il est responsable de la déformation de l'impulsion. Il peut être réécrit sous la forme :

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \right) \left(\frac{\lambda^2}{2\pi c} \right)^2 \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) ; [ps^2/km] \quad [\text{II-8}]$$

Dans la figure ci-dessous nous représentons les variations de β_2 en fonction de la longueur d'onde. Cette variation rend compte de la dispersion due au matériau.

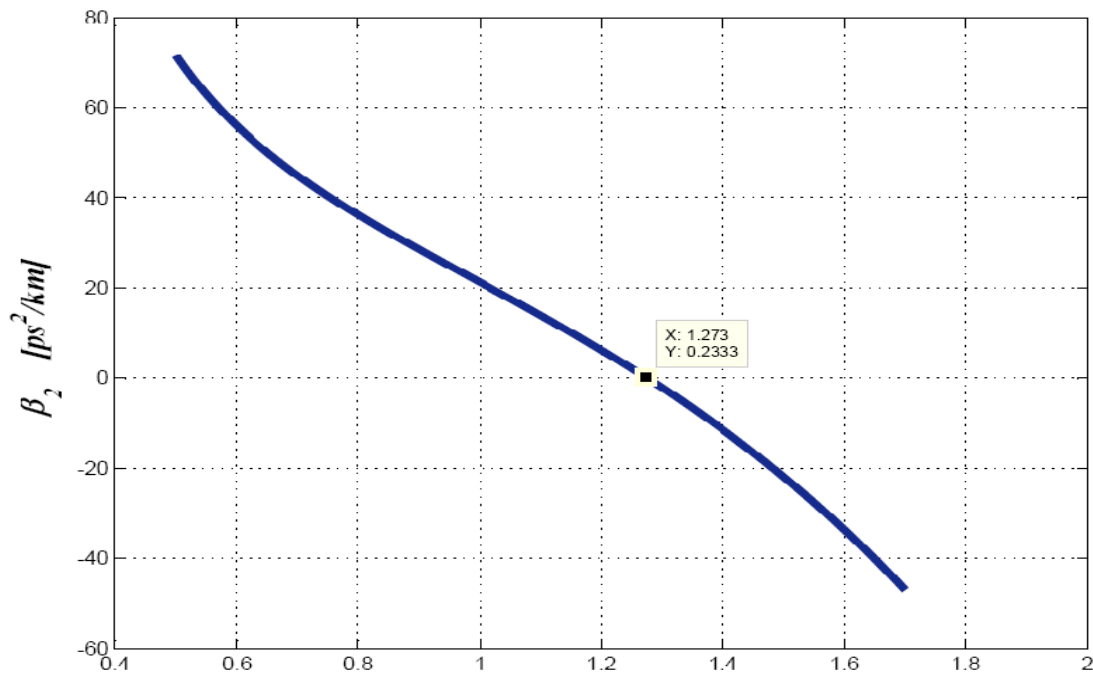


Figure II -6: Variation de β_2 en fonction de la longueur d'onde.

Le plus souvent nous utilisons le paramètre D_m pour quantifier la dispersion :

$$D_m = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\left(\frac{\lambda}{c} \right) \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) ; [ps/(nm.km)] \quad [\text{II-9}]$$

Dans la figure suivante, nous retrouvons le graphique du coefficient de dispersion du matériau D_m en fonction de la longueur d'onde.

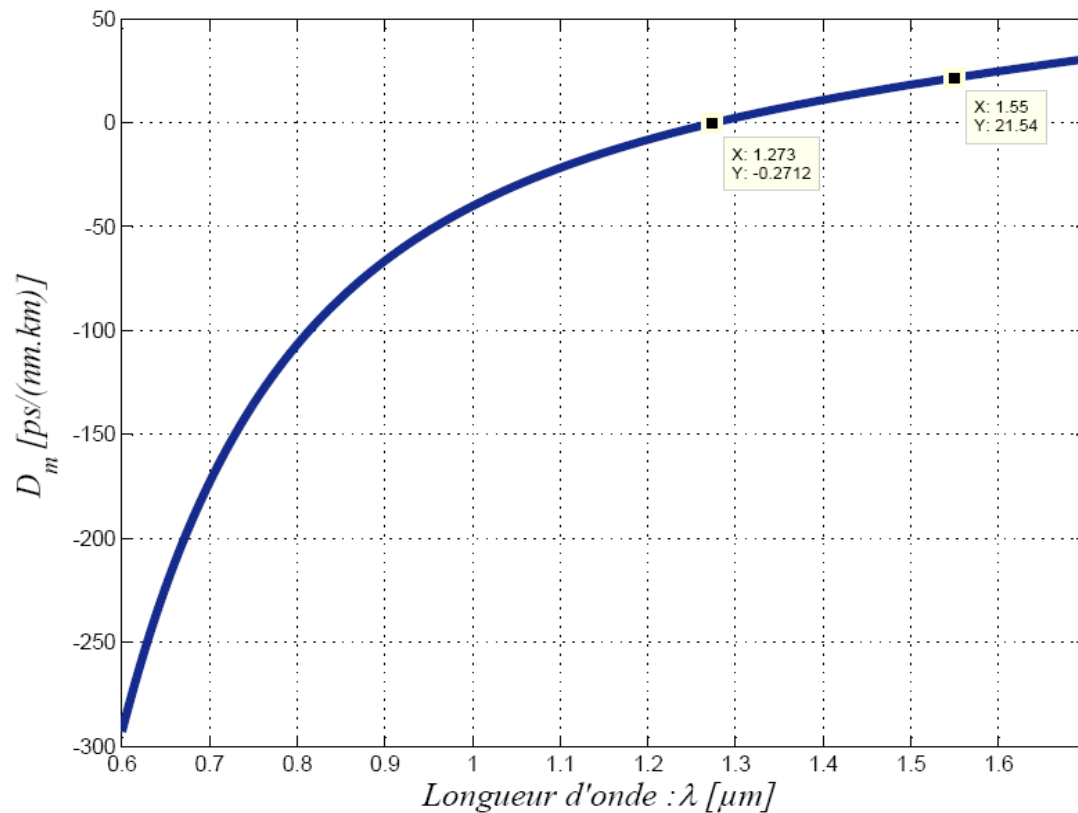


Figure II-7: Variation de la dispersion chromatique du matériau en fonction de la longueur d'onde.

Nous remarquons que D_m change de signe à la longueur d'onde $\lambda = 1.275 \mu\text{m}$, qui correspond au point d'inflexion de la courbe $n(\lambda)$; ce point est souvent qualifié de (longueur d'onde de zéro dispersion) ; pour cette longueur d'onde, l'élargissement est nul.

II.2 Pente de la dispersion chromatique.

Un autre paramètre important pour les concepteurs des systèmes Télécoms est la pente de la dispersion, p qui s'exprime en $\frac{\text{ps}}{\text{nm}^2.\text{km}}$. Elle souligne la dépendance de D_m vis-à-vis de la longueur d'onde et est définie par :

$$p = \frac{\partial D_m}{\partial \lambda}$$

[II-10]

Ou encore :

$$p = \frac{2\pi c}{\lambda^3} \left(2\beta_2 + \frac{2\pi c}{\lambda} \beta_3 \right) ; \left[\frac{ps}{\left(\frac{nm^2}{km} \right)} \right] \quad [II-11]$$

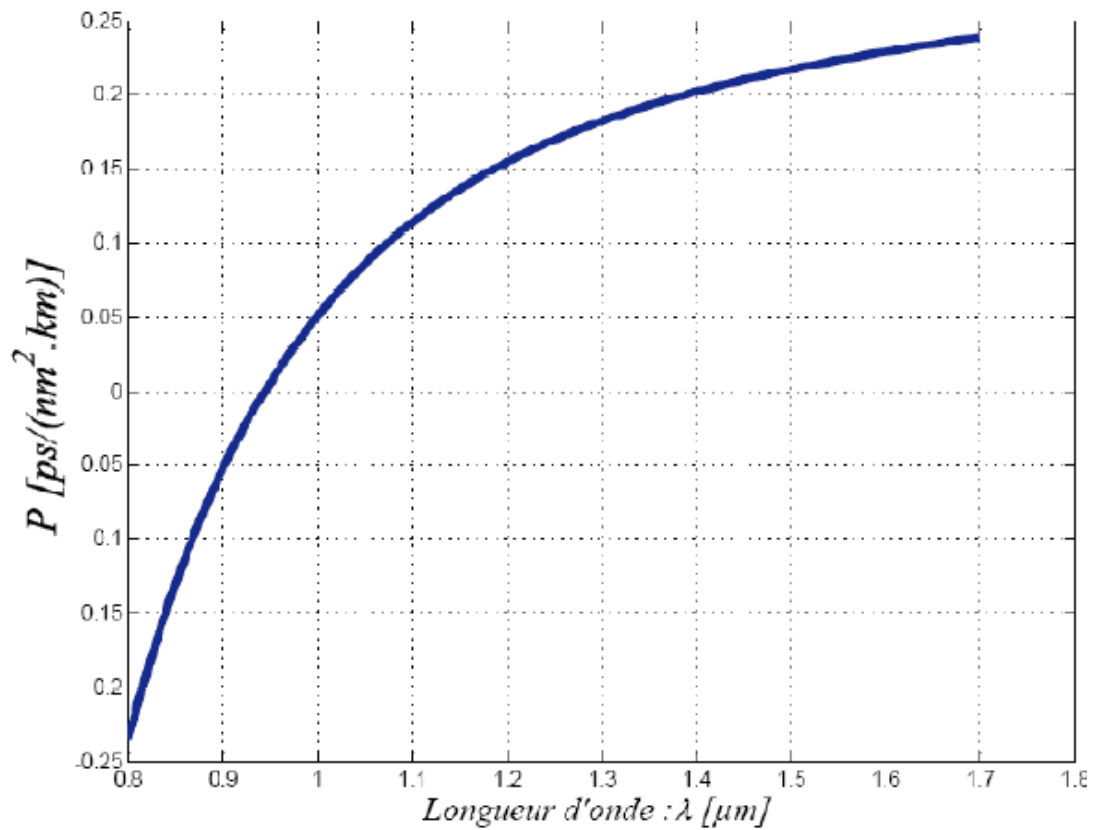


Figure II-8 : Pente de la dispersion chromatique du matériau.

Le terme d'ordre 3 de la dispersion chromatique est un effet d'ordre supérieur qui peut être observé pour des impulsions ultra-courtes dont la largeur totale à mi-hauteur est inférieure à 1ps.

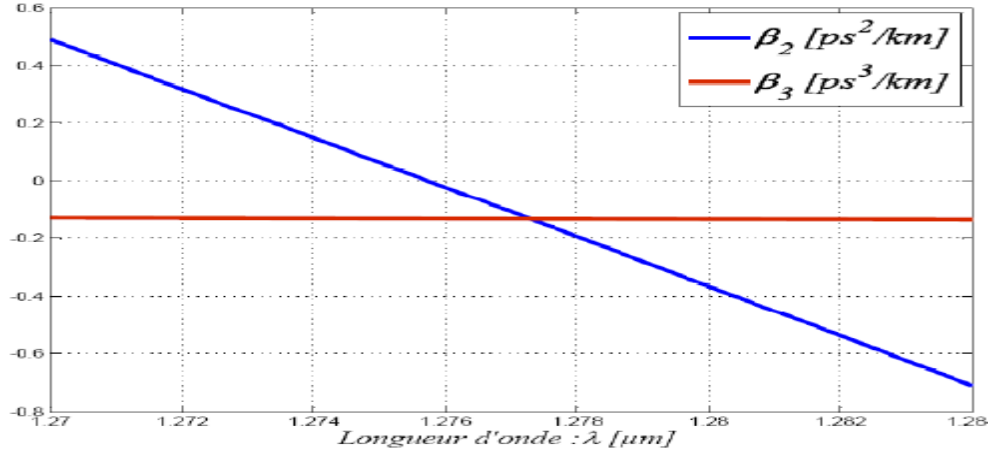


Figure II -9 : Variations de β_2 et β_3 au voisinage de la longueur d'onde de zéro dispersion.

Au voisinage de la longueur d'onde de zéro dispersion où $\beta_2 \approx 0$ nous devons tenir compte des termes d'ordre supérieurs pour quantifier la dispersion.

II.3 Dispersion du guide.

Ce type de dispersion provient du fait que la distribution lumineuse du mode fondamental sur le cœur et la gaine est une fonction de la longueur d'onde. Par conséquent, elle dépend plus que de la longueur d'onde, la dispersion chromatique est alors uniquement caractérisée par la dispersion du guide.

Pour une fibre décrite par un modèle à saut d'indice, D_w est définie par :

$$D_w = -\frac{\Delta n}{c\lambda} V \frac{\delta^2(bV)}{\delta V^2}$$

[II-12]

Où :

- Δn est la différence entre les indices de cœur et de la gaine,

- $b = \frac{n_e^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$ est la constante de propagation normalisée,

- n_e est l'indice effectif du guide, il dépend à la fois du matériau et du gaine,
- n_2 et n_1 sont respectivement les indices de la gaine et du cœur,

- $V = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ est la fréquence normalisée,

- α le diamètre du mode.

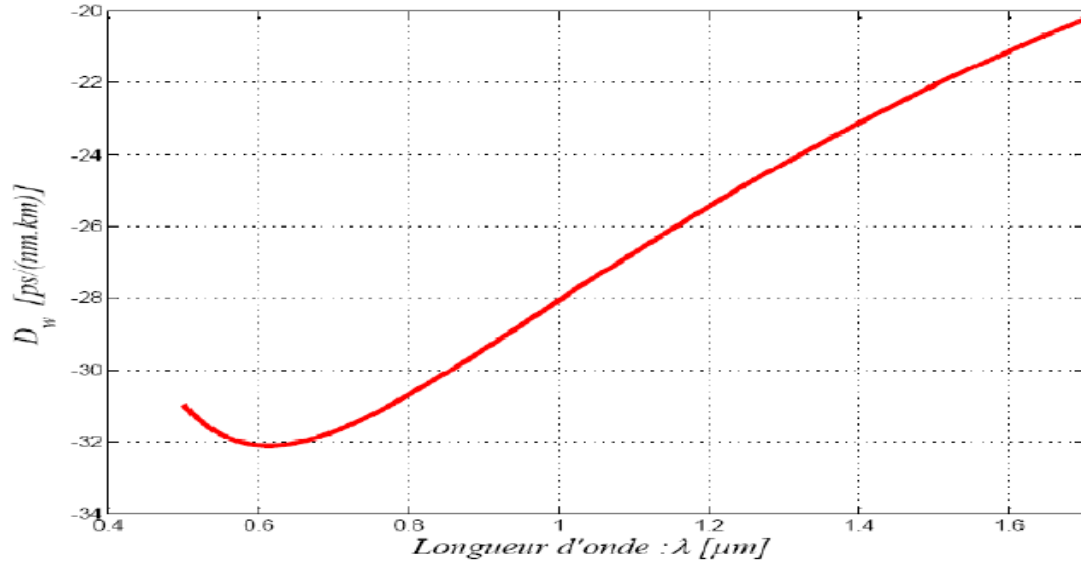


Figure II -10 : Dispersion du guide en fonction de la longueur d'onde.

La dispersion du guide peut être approchée par l'équation [II-13] :

$$D_w = -\frac{(n_1 - n_2)}{c \cdot \lambda} \cdot (0.080 + 0.5439 \cdot (2.834 - V)^2)$$

[II-13]

L'effet de la dispersion du guide dans la dispersion chromatique totale est de décaler λ_d vers les longueurs d'ondes plus grandes. Par conséquent on peut concevoir des fibres avec λ_d décalée aux alentours de 1550nm où l'atténuation est minimale, c'est la fibre à dispersion décalée. De même que des fibres ayant une dispersion chromatique négative, c'est la fibre compensatrice de dispersion chromatique [8].

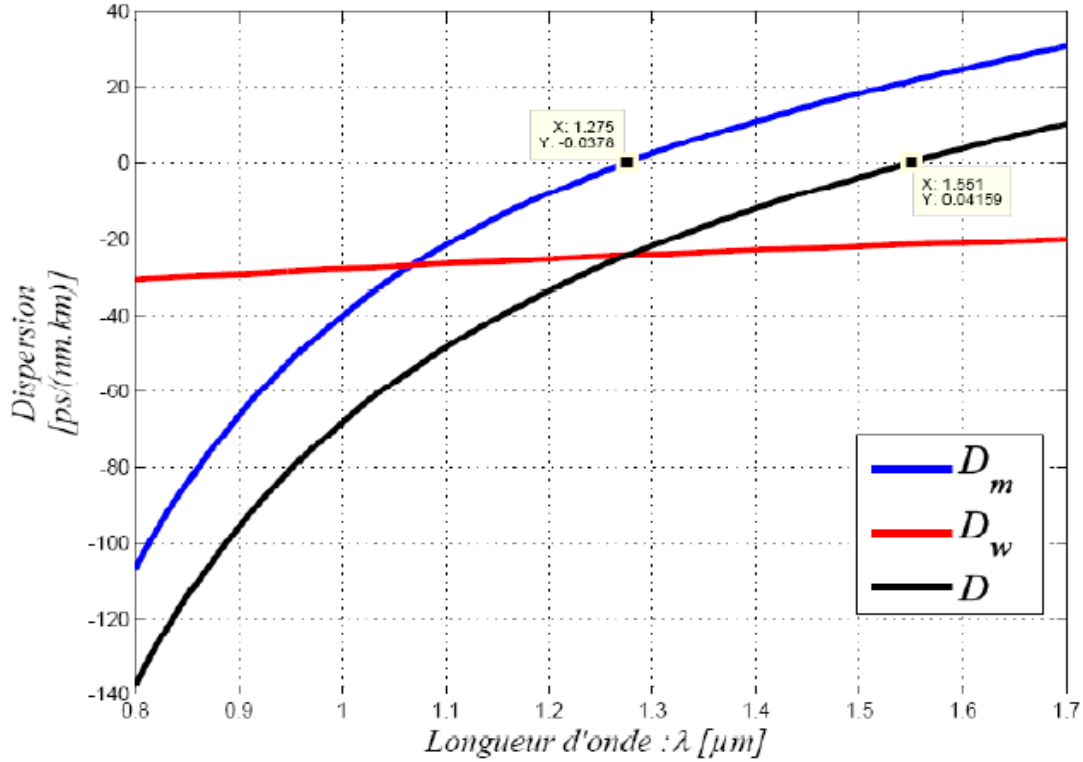


Figure II-11: Fibre dispersion décalée à 1.55 μm : contribution de la dispersion du guide. Avec $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.497$, $\alpha = 1$ μm.

Ce type de fibre trouve son application dans les systèmes de télécommunications optiques.

Finalement la dispersion chromatique s'exprime sous la forme suivant :

$$D = D_m + D_w = -\left(\frac{\lambda}{c}\right) \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2}\right) - \frac{\Delta n}{c\lambda} V \frac{\delta^2(bV)}{\delta V^2} \quad [\text{II-14}]$$

III Outils d'étude et d'analyse

III.1 Résolution numérique de l'équation de propagation.

L'équation de propagation est une équation différentielle partielle dont l'ordre dépend des effets non linéaires et de la dispersion. Comme elle ne d'intégration s'avère nécessaire. Différents schémas sont proposés pour l'intégration numérique de cette équation. Ils sont divisés en deux catégories: les méthodes des différences finies et les méthodes dites pseudo spectrales qui sont plus rapides que les premières.

Dans ce travail nous proposons de solutionner l'équation de propagation par l'approche dite: Méthode de Fourier à Pas Fractionné (SSFM : Split-Step Fourier Transform Method), c'est une méthode pseudo spectrale qui doit sa rapidité à l'utilisation de la transformée de Fourier rapide (FFT : Fast Fourier Transform) dans son organigramme. On simulera les effets d'une fibre non linéaire et dispersion sur la propagation de l'impulsion.

III.1.1 Principe de la méthode de Fourier à Pas Fractionné.

En général la dispersion chromatique et les effets non linéaires agissent simultanément sur la propagation dans la fibre. L'équation de Schrödinger non linéaire qui régit la propagation dans la fibre peut être résumée sous forme suivant:

$$A_z = (D + N)A$$

[II-15]

Où D est l'opérateur linéaire et N est l'opérateur non linéaire donnés par:

$$D = -\frac{\alpha}{2} - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial T^3} ; N = \gamma|A|^2$$

[II-16]

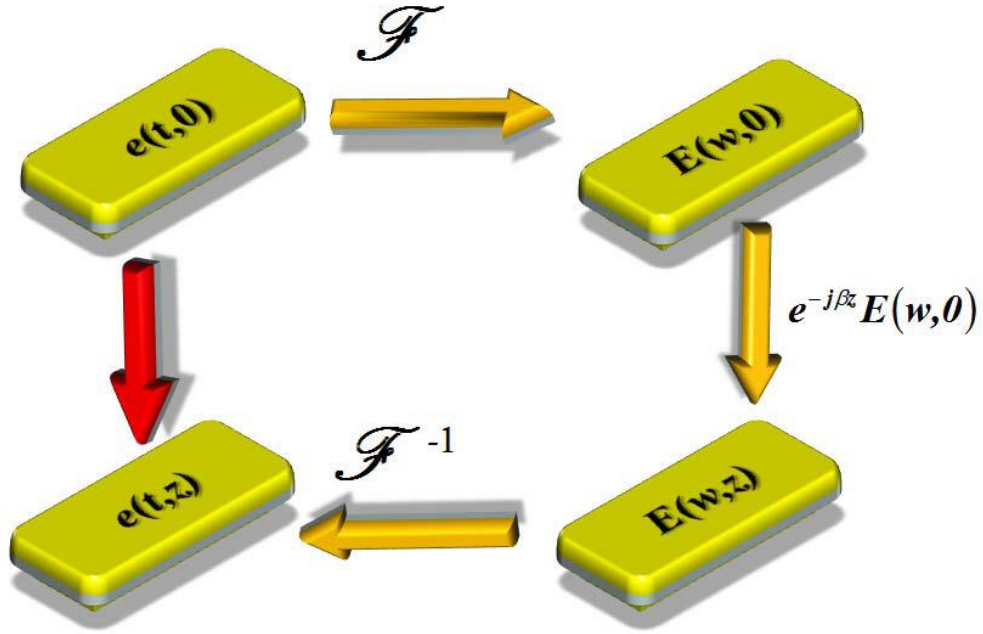


Figure II-12 : Schéma d'utilisation de la transformée de Fourier.

L'idée de base de cette méthode est de décomposer le problème original en des sous problèmes plus simples et de construire la solution globale approximative à partir des solutions partielles. La SSFM suppose qu'en travaillant sur des tronçons de fibre très court de longueur h infinitésimale, ces deux phénomènes deviennent indépendants l'un de l'autre. La propagation de z à $z + h$ est subdivisée en deux étapes. Dans la première les effets non linéaires agissent seuls soit $D = 0$ dans l'équation précédente. Dans la seconde étape c'est la dispersion qui agit seule soit $N = 0$. Quantitativement nous obtenons :

$$A(z + h, t) \approx \exp(hD) \exp(hN) A(z, t)$$

[II-17]

Pour estimer la précision de la SSFM, la solution exacte de l'équation de propagation est $A(z + h, t) = \exp[h(D + N)]. A(z, t)$, cela dans le cas où les deux paramètres linéaires et non linéaire agissent simultanément. En utilisant la formule de Baker-Hausdorff [9,10] pour les opérateurs non commutables $\hat{a}$ et $\hat{b}$:

$$\exp(\hat{a}).\exp(\hat{b}) = \exp\left(\hat{a} + \hat{b} + \frac{1}{2}[\hat{a}, \hat{b}] + \frac{1}{12}[\hat{a} - \hat{b}, [\hat{a}, \hat{b}]] + \dots\right)$$

[II-18]

Où $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$.

En comparant la solution exacte et la solution donnée par la SSFM nous constatons que cette dernière ignore le caractère non commutatif des opérateurs D et N . En posant $\hat{a} = hD$ et $\hat{b} = hN$ le terme d'erreur dominant de la méthode est donnée par $\frac{1}{2}h^2[D, N]$. On dit alors que la SSFM est précise au second ordre sur le pas h .

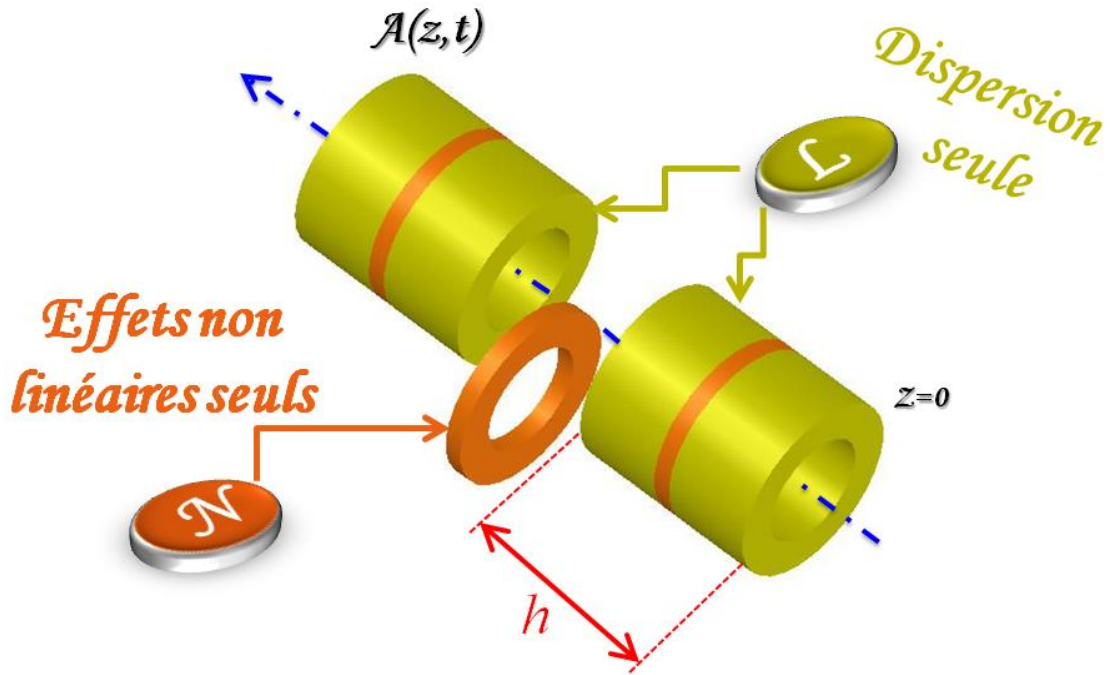


Figure II-13: Principe de la SSSFM, la fibre est divisée en un grand nombre de segments de largeur h ; sur chaque segment l'effet des non linéarités sont localisé au milieu des effets de dispersion.

La précision de la SSFM peut être améliorée en adoptant une nouvelle procédure pour propager l'impulsion optique sur un segment de z à $z + h$.

Elle consiste à insérer l'effet non linéaire aussi bien au milieu du segment qu'à ces extrémités grâce à la forme symétrique de l'opérateur exponentiel.

Pour cela nous écrivons :

$$A(z + h, t) \cong \exp\left(\frac{h}{2}D\right) \exp\left(\int_z^{z+h} N(\zeta) d\zeta\right) \exp\left(\frac{h}{2}D\right) \cdot A(z, t) \quad [\text{II-19}]$$

Cette procédure est connue sous le nom de (Symmetrised Split-Step Fourier Method : S3FM). L'intégrale dans l'argument de l'exponentielle du milieu est utile pour insérer la dépendance en z de l'effet non linéaire. Pour h suffisamment petit l'intégrale sera égale à $(h \cdot N)$ et nous revenons à la forme classique de la SSFM

L'apport le plus important de la S3FM est que le terme d'erreur est d'ordre 3 en fonction du pas h ; cela peut être vérifié en appliquant deux fois la formule de Baker-Hausdorff. La précision de la S3FM peut être améliorée en utilisant une méthode d'intégration plus précise que l'approximation $(h \cdot N)$.

Une approche simple consiste à employer la méthode trapézoïdale pour approcher l'intégrale :

$$\int_z^{z+h} N(z) dz \cong \frac{h}{2} [N(z) + N(z+h)]$$

[II-20]

D'autres méthodes d'intégration plus précises sont à voir dans ce contexte comme Runge-Kutta 4...

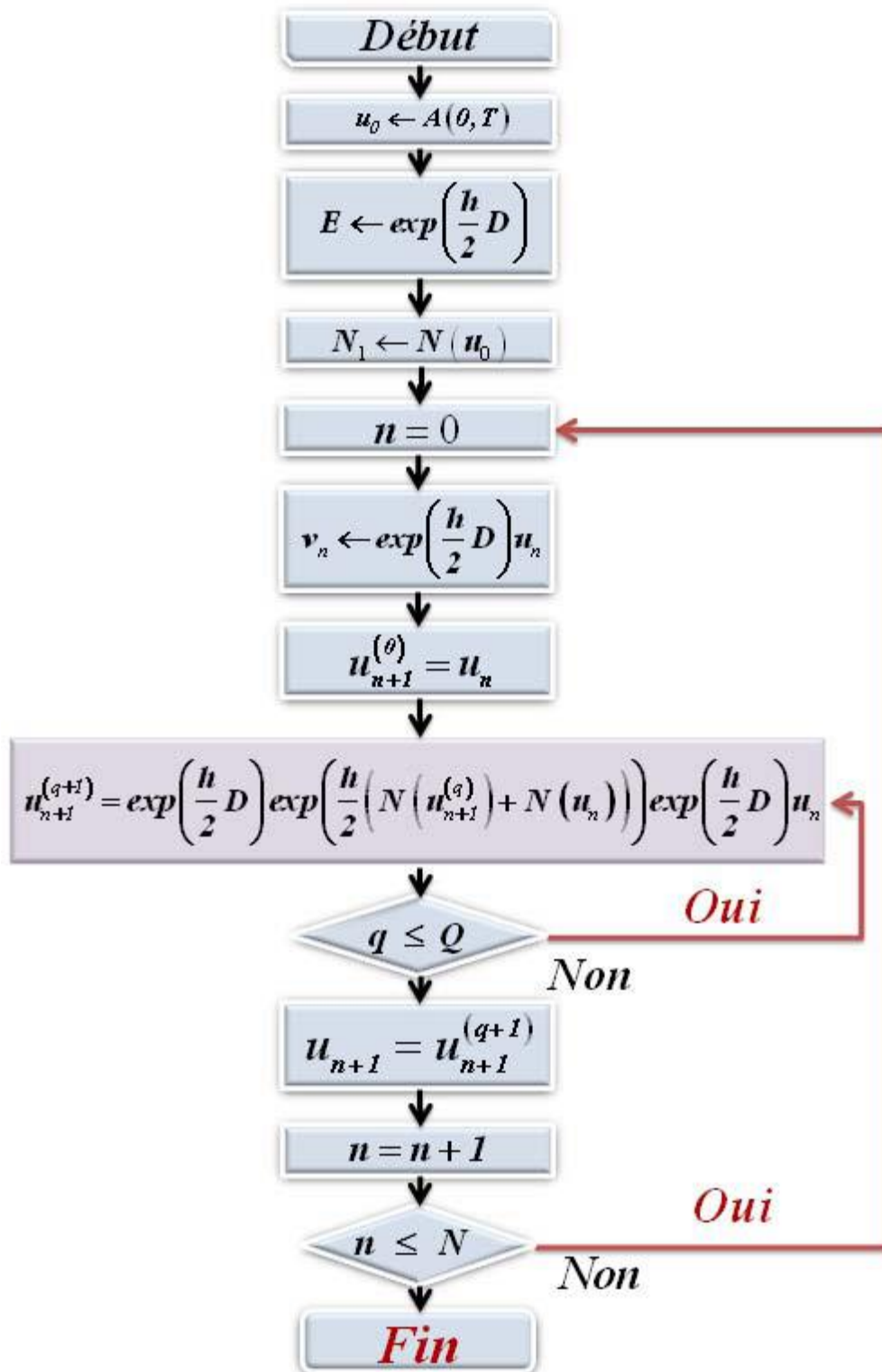


Figure II- 14 : Organigramme de la SSFM.

IV Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les principales notions nécessaires à une compréhension rapide des études réalisées dans le prochain chapitre.

Nous avons traité les points suivants :

- Présentation des différents phénomènes physiques agissant sur l'onde optique.
 - ✓ Etude de la dispersion chromatique.
- Présentation des outils mathématique et de simulation qui seront employés dans les différentes études.
 - ✓ Présentation de la méthode de résolution numérique de l'équation de propagation.

L'étude électromagnétique de la propagation de l'onde optique dans la fibre est renvoyée en annexe. La lecture de cette annexe est également essentielle pour l'introduction des concepts employés dans le chapitre suivants.

Chapitre 3

« Effets de la dispersion chromatique. »»

sommaire

I	Introduction	33
II	Effet de la dispersion chromatique	33
II.1	Elargissement d'impulsion par la dispersion	33
II.1.1	Cas d'une impulsion gaussienne	33
II.1.2	Impulsion gaussienne chirpée	36
II.2	Effet du 3 ^{ème} ordre de la dispersion	39
II.2.1	Changement dans la forme de l'impulsion	39
III	Conclusion	42

I Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des effets des phénomènes linéaires sur la propagation des impulsions optiques ultra courtes. C'est-à-dire sous l'influence de la dispersion chromatique. Nous utiliserons différents profils d'impulsions.

II Effet de la dispersion chromatique

La résolution de l'équation de propagation dans le cas du régime de propagation linéaire est réduite à une transformée de Fourier comme montré dans la figure 12 du chapitre précédent.

II.1 Elargissement d'impulsion par la dispersion

Nous allons réécrire l'équation de propagation en considérant le paramètre de non linéaire γ nul (voir annexe). Ce qui donne :

$$\left(i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \right)$$

[III-1]

En la transformée de Fourier, la solution de ce type d'équation est directe :

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i\beta_2}{2} \omega^2 z\right)$$

[III-2]

La dispersion chromatique fait changer la phase de chaque composante spectrale par une quantité dépendant de la fréquence et la distance. Bien que cela n'affecte pas le spectre de l'impulsion, il modifie par contre sa forme temporelle.

II.1.1 Cas d'une impulsion gaussienne

Comme exemple, nous allons considérer le cas où le champ électrique de l'onde optique est d'enveloppe gaussienne. Nous pouvons écrire :

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{1 + iC}{2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right)$$

[III-3]

Avec :

- $C \in \mathbb{Z}$ paramètre du chirp. L'impulsion gaussienne est dite chirpée si $C \neq 0$.
- $m \in \mathbb{N}$ paramètre qui gouverne la raideur de l'impulsion. L'impulsion est dite super-gaussienne si $m > 1$.
- ω_0 pulsation optique liée à la longueur d'onde de travail λ_0 .
- T_0 est la demi largeur à $1/e$ de l'intensité, en pratique on utilise la « Largeur Totale à Mi-hauteur » définie par :

$$\tau = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \approx 1.665 T_0$$

[III-4]

La solution dans le cas gaussien est donnée par :

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right)$$

[III-5]

Nous remarquons qu'une impulsion gaussienne maintient sa forme mais sa largeur est modifiée au cours de la propagation. Pour une largeur z de la fibre, la largeur de l'impulsion est donnée par :

$$T_1(z) = T_0 \left[1 + \left(z/L_D\right)^2\right]^{1/2}$$

[III-6]

L'étalement de l'impulsion est gouverné par la distance de dispersion L_D . Pour une longueur de fibre donnée les impulsions courtes sont étalées de façon plus importante.

En comparant [III-5] et [III-3] nous constatons que, malgré que l'impulsion d'origine est non chirpée (ne contient pas de modulation de phase), l'impulsion

transmise devient chirpée. Cela est clairement visible en écrivant $U(z, T)$ sous la forme :

$$U(z, T) = |U(z, T)| \exp[i\phi(z, T)]$$

[III-7]

Où

$$\phi(z, T) = \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{z}{L_D} \right)}{1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2} \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{z}{L_D} \right)$$

[III-8]

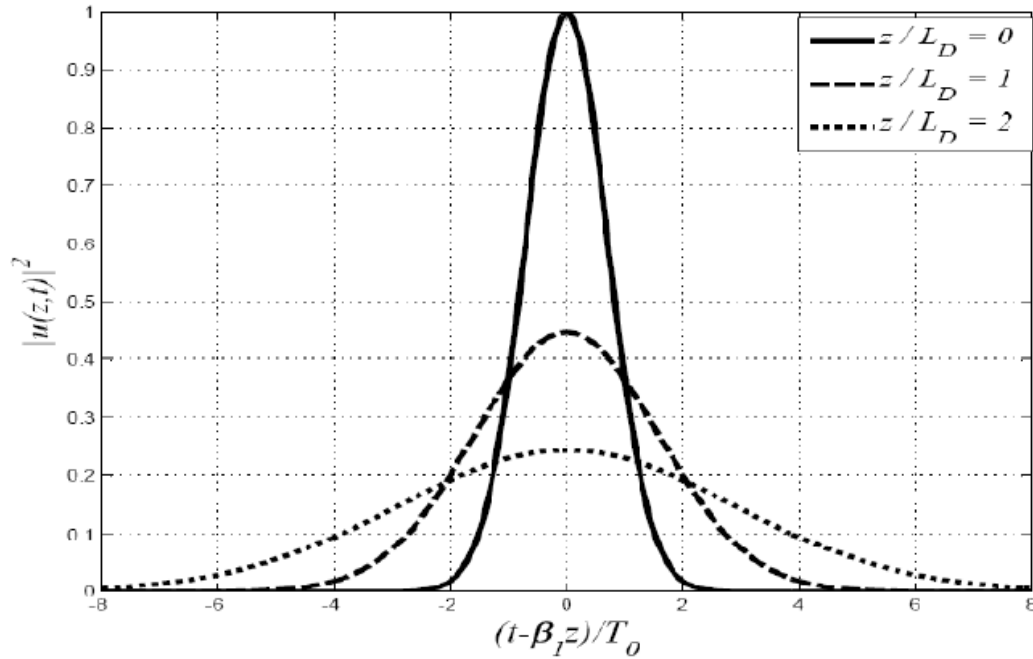


Figure III-1: Etalement d'une impulsion gaussienne par la dispersion chromatique lors de la propagation

La dépendance de cette phase en temps implique que la fréquence instantanée diffère le long de l'impulsion de ω_0 . La différence $\delta\omega$ n'est que la dérivée de la phase $\left(-\frac{\partial\phi(z, T)}{\partial T} \right)$, le choix du signe « $-$ » est dû au choix: $\exp(-i\omega_0 t)$, et elle est donnée par :

$$\left(\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi(z,T)}{\partial T} = -\frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{2z}{L_D} \right) \frac{T}{T_0^2}}{1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)} \right)$$

[III-9]

L'équation [III-9] montre que la fréquence change linéairement le long de l'impulsion, ce qui veut dire que la fibre impose un chirp linéaire à l'impulsion.

II.1.2 Impulsion gaussienne chirpée

Pour une impulsion gaussienne initialement non chirpée, le taux d'étalement ne dépend pas de la nature du régime de dispersion. Cela change si l'impulsion gaussienne possède un chirp initial [11]. Dans le cas d'une impulsion gaussienne chirpée linéairement, l'enveloppe du champ incident peut être écrite sous la forme :

$$U(0,T) = \exp\left(-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2}\right)$$

[III-10]

La demi largeur spectrale à $1/e$ de l'intensité est donnée par :

$$\Delta\omega = \frac{1}{T_0} (1 + C^2)^{1/2}$$

[III-11]

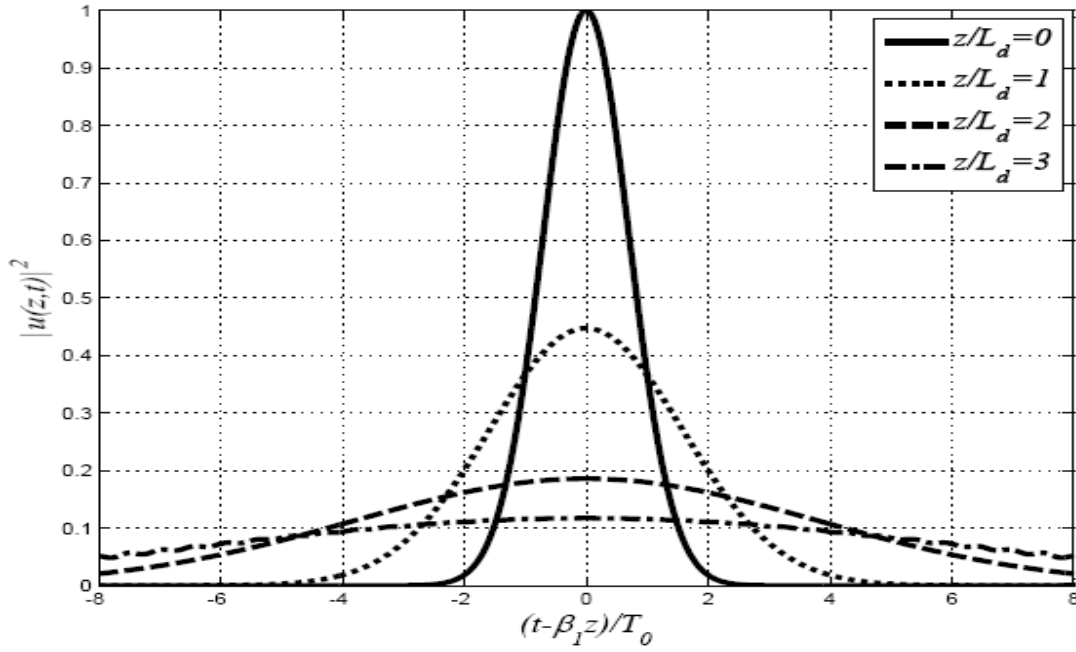


Figure III-2: Etalement d'une impulsion gaussienne chirpée par dispersion chromatique lors de la propagation

En présence de chirp, la largeur spectrale $\Delta\omega = \frac{1}{T_0}$ est augmentée d'un facteur $(1 + C^2)^{1/2}$. L'équation [III-11] peut être utilisée pour calculer le paramètre C par la mesure de $\Delta\omega$ et de T_0 . En utilisant la même procédure que précédemment nous trouvons :

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC))^{1/2}} \exp\left(-\frac{(1 + iC^2)T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC))}\right) \quad [\text{III-12}]$$

On voit que l'impulsion en sortie conserve son caractère gaussien chirpé mais, étalée.

La nouvelle largeur de l'impulsion T_1 après propagation sur une longueur z est donnée par :

$$T_1(z) = T_0 \left[\left(1 + C \left(\frac{z}{L_D} \right) \right)^2 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2 \right]^{1/2} \quad [\text{III-13}]$$

Cette relation montre que l'étalement est fonction du régime de la dispersion et du paramètre du chirp.

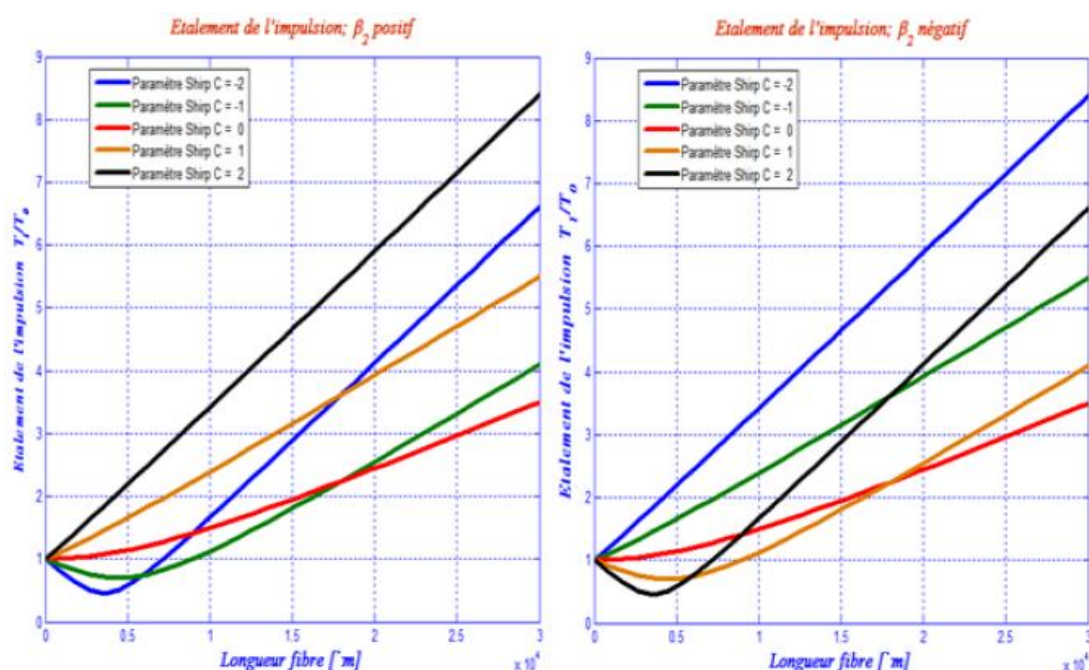


Figure III-3: Facteur d'étalement T_1/T_0 d'une impulsion gaussienne chirpée en fonction du signe du paramètre chirp et du régime de dispersion

Nous que l'impulsions subit un chirp monotone en z lorsque $\beta_2 C > 0$ et passe par une région de changement de signe de la monotonie dans le cas $\beta_2 C < 0$. Dans ce dernier cas, la largeur devient minimale à une distance :

$$Z_{min} = \frac{|C|}{1+C^2} L_D \quad [III-14]$$

La valeur minimale de la largeur de l'impulsion à $Z = Z_{min}$ est donnée par :

$$T_1^{min} = \frac{T_0}{(1+C^2)^{1/2}} \quad [III-15]$$

Cette propriété de rétrécissement de l'impulsion peut être expliquée à partir de la formule de $\delta\omega(T)$ dans [III-9], montrant le chirp subit par l'impulsion gaussienne non chirpée. Lorsque l'impulsion est initialement chirpée dans le cas $\beta_2 C < 0$, le chirp induit est dans le sens opposé à celui du chirp initial. La largeur minimale de l'impulsion est obtenue au point z où les deux chirps s'annulent l'un l'autre. A partir de cette distance le chirp induit domine le chirp initial et devient de plus en plus important. L'impulsion commence alors à s'élargir. En final, l'impulsion sera rétrécie par rapport à ce qu'elle aurait été, s'il n'y avait pas de chirp initial.

II.2 Effet du 3^{ème} ordre de la dispersion

Les effets de la dispersion vus dans la section précédente sont dus au terme d'ordre 2 de la dispersion. Bien que la contribution de ce terme soit dominante dans la plupart des cas pratique, il est parfois nécessaire d'inclure le terme d'ordre 3. Un cas important où l'ajout de l'ordre 3 est nécessaire est celui où la longueur d'onde de travail est proche de la longueur d'onde de zéro dispersion λ_d , où $\beta_2 \approx 0$. Un autre cas est celui des impulsions ultra courtes (de largeur $< 1ps$). Cette section traite les effets combinés de β_2 et β_3 .

L'équation de propagation est sous la forme :

$$\left(i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial T^3} \right)$$

[III-16]

Cette équation peut être aussi résolue par transformée de Fourier :

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i\beta_2}{2} \omega^2 z + \frac{i\beta_3}{6} \omega^3 z - i\omega T\right) d\omega$$

[III-17]

II.2.1 Changements dans la forme de l'impulsion

L'évolution de l'impulsion le long de la fibre dépend du rapport entre β_2 et β_3 , en d'autres termes de l'éloignement de la longueur d'onde de zéro dispersion λ_d où $\beta_2 \approx 0$ et typiquement $\beta_3 \approx 0.1 ps^3/km$. Une façon de comparer l'effet de ces termes

est d'introduire une nouvelle longueur de dispersion L'_D associée au terme de 3^{ème} ordre : $\left(L'_D = \frac{T_0^3}{\beta_2}\right)$

[III-18]

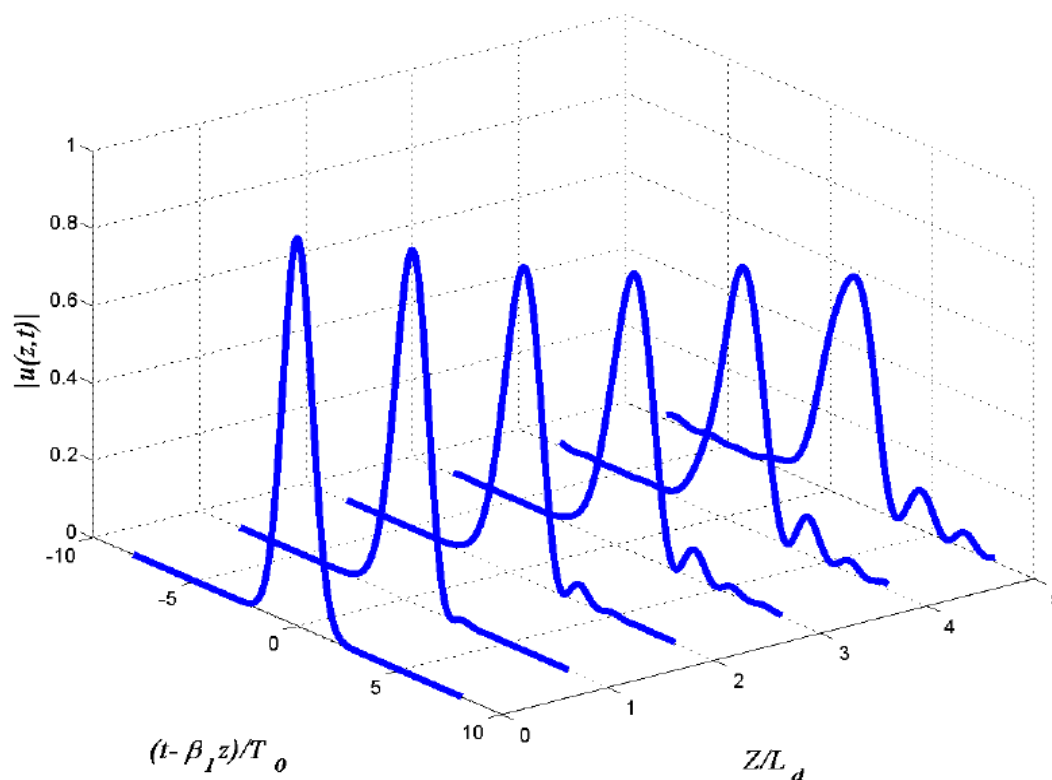


Figure III-4: Propagation d'une impulsion gaussienne sous l'effet du 3^{ème} ordre de dispersion

Les effets du 3^{ème} ordre jouent un rôle important si $L'_D < L_D$ ou $T_0 \left| \frac{\beta_2}{\beta_3} \right| \leq 1$.

Pour une impulsion de l'ordre de 100ps cette condition implique que

$\beta_2 < 10^{-3} ps^2/km$ pour un $\beta_3 = 10^{-1} ps^3/km$. De telles valeurs de β_2 sont obtenues pour λ_0 différent de λ_d de moins de $10^{-2} nm$.

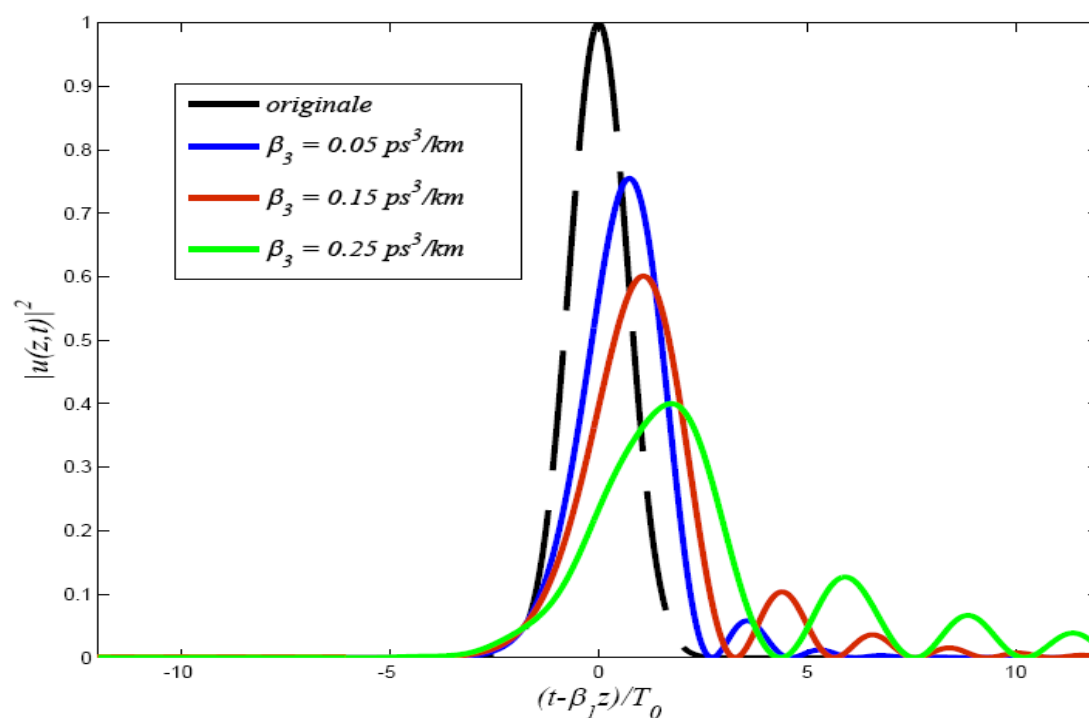


Figure III-5 : Effets de la valeur du 3^{ème} ordre de dispersion sur la forme de l'impulsion.

Dans la figure III-5, nous observons la forme de l'impulsion pour différentes valeurs du 3^{ème} ordre de dispersion. Dans la section précédente nous avons montré que, lorsque le terme de dispersion d'ordre 2 est dominant, une impulsion gaussienne reste toujours gaussienne. Alors que lorsque le 3^{ème} ordre de dispersion est dominant une impulsion gaussienne à l'entrée devient asymétrique avec la propagation et développe des oscillations sur l'un de ses bords en fonction du signe de β_3 .

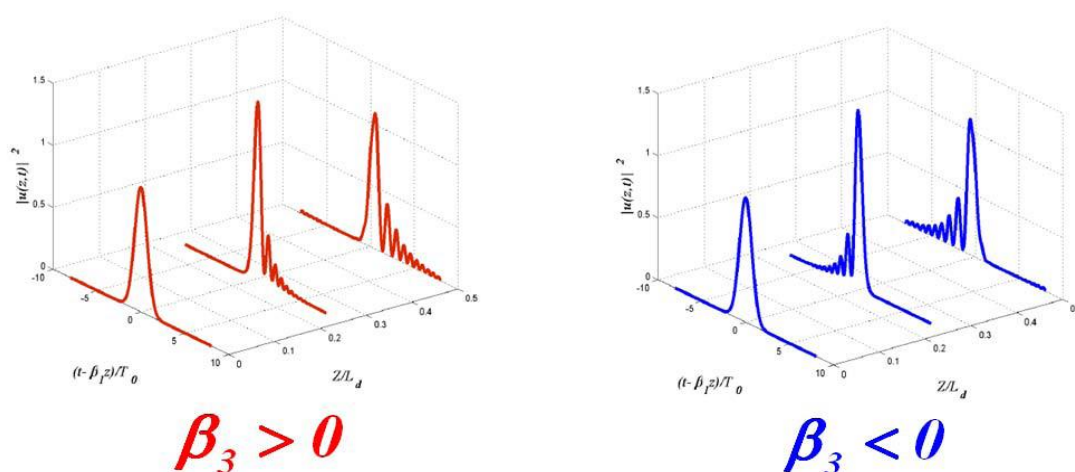


Figure III-6: Effet du signe β_3 sur la forme d'impulsion.

Nous observons que lorsque le signe de β_3 est positif, le front de l'impulsion subit des oscillations qui deviennent de plus en plus importantes avec la distance de propagation et lorsque le signe de β_3 est négatif c'est la queue de l'impulsion qui subit ces oscillations.

III Conclusion

Dans ce chapitre nous sommes intéressés aux emplois de la fibre optique dans les systèmes de communications à très haut débit. Des limites qui freinent notre recherche continuelle du débit et de meilleure qualité de transmission.

La démarche suivie dans notre étude était scindée en deux étapes :

- Compréhension des phénomènes physique induisant ses limitations.
- Etude de leurs effets, sur les impulsions optiques ultra courtes utilisées dans les systèmes à haut débit.

Nous avons effectué une étude sur la manifestation de la dispersion chromatique et ses effets sur les impulsions optiques ultra courtes.

Conclusion générale

La recherche continue de l'optimisation dans le domaine des systèmes optiques à fibre a fait découvrir un certain nombre de limitations qui freinent cette quête interminable de la performance. Dans ce travail nous avons abordé un type de domaine qui actuellement emploie la fibre optique de façon intensive. Ce type est celui des systèmes de communication à très haut débit, nous avons étudié dans ces systèmes les effets de la dispersion chromatique.

Après une étude théorique sur la manifestation de ces effets, nous avons premièrement pris le cas des systèmes de télécommunication à haut débit. Mais après plusieurs lectures sur la nature non stationnaire du signal optique, propagé dans la fibre, nous avons découvert le bien fondé de cette démarche.

Références bibliographiques.

- [1]-Guthrie mahlke/ Peter Gossing. Câble à fibres optiques, SIEMENS, 1989
- [2]-Sidi Ali Mebark Zerouk, Transmission par fibre optique, OPU, 2001
- [3]-I.et M. JOINDOT, Télécommunication par fibres optiques, DUNOD, 1996
- [4]-P. A. Bélanger, Les fibres optiques : Supplément d'électromagnétique appliqué,
Université Laval, Canada
- [5]- Waynant & al, Electro-Optics Handbook. Ed McGraw-Hill 2000.
- [6]- Gumaste & al,DWDM Network Designs and Engineering Solutions. Ed Cisco
Press 2002
- [7]-G.P. Agrawal : Nonlinear Fiber Optics, Third Edition, Academic Press, 2001.
- [8]- S. H. Shamim & al, Design of single mode SMF, NZ-DSF and DCF optical
fibers.CCECE/CCGEI, Saskatoon, IEEE 2005.
- [9]- P. Lambropoulos & al, Fundamentals of Quantum Optics and Quantum
Information. Ed. Springer 2007.
- [10]- Evans & al, Modern nonlinear optics Part 1 Second Edition. Ed John Wiley &
Sons, Inc.2001.
- [11]- D. Marcuse, App. Opt. 20, 3573 (1981).

Abstract

The aim behind this work is the study of optical fiber limitations due to chromatic dispersion in fiber systems. In this work we are generally interested in the fiber optics and outlines the different phenomena that arise and affect the quality of transmission such as the dispersion (modal and chromatic). As resolution and simulation tools used. Finally we have studied the effects of linear phenomena on the propagation of ultra short optical pulses. We explain the different effects that the light wave undergoes under the influence of chromatic dispersion.

Key words

Optical fiber; linear and nonlinear phenomena ; high bit rate communication systems.

Résumé

Dans ce travail nous abordons les limitations induites par la dispersion chromatique sur les performances des systèmes et liaison optiques fibrés. Dans ce travail nous sommes généralement intéressés à la fibre optique et expose brièvement les différents phénomènes qui surgissent et influent sur la qualité des transmissions tels que la dispersion (modale, chromatique). Ainsi que les outils de résolution et simulation utilisés. En fin nous avons étudié des effets des phénomènes linéaires sur la propagation des impulsions optiques ultra courtes. Nous illustrerons les différents effets que subit l'onde lumineuse sous l'influence de dispersion chromatique.

Mots clés

Fibre optique; phénomènes linéaire et non linéaire ; systèmes de communication haut débit.

ملخص:

إن البحث المتواصل من أجل تطوير قدرات الأنظمة المستعملة للألياف البصرية كشف بعض الظواهر التي تعيق تقدم هذه القدرات. العمل المطروح في هذه المذكرة يدخل في إطار دراسة الألياف البصرية بصفة عامة وتحديد الظواهر المختلفة التي تنشأ وتؤثر على نوعية الانتقال مثل التشتت اللوني ودراسة آثار الظواهر الخطية على نشر نبضات ضوئية قصيرة جداً. وتفسير الآثار المختلفة التي تمر بها موجة ضوئية تحت تأثير التشتت اللوني.

كلمات مفتاحية:

الألياف البصرية , الظواهر الخطية , الظواهر اللاخطية , أنظمة الاتصالات ذات السرعة العالية.

