

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université de Batna
Faculté des Sciences de l'ingénieur
Département d'Electronique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de
MAGISTERE EN ELECTRONIQUE

OPTION : Micro-onde

Par :
BENDRIHEM ABDELAZIZ

Thème :

Etude des phénomènes liés à la propagation dans les fibres optiques

Soutenu devant le jury composé de :

BOULEMDEN Mohamed	Professeur	Université de Batna	Président
SAIDI Lamir	Maître de conférences	Université de Batna	Rapporteur
CHIKOUCHE Djamel	Professeur	Université de M'Sila	Examineur
BENYOUCEF Moussa	Maître de conférences	Université de Batna	Examineur

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mon encadreur le Dr. SAIDI Lamir de m'avoir fait confiance en me proposant ce sujet. Je voudrai aussi le remercier pour sa gentillesse, sa disponibilité et du temps consacrer à ce travail.

Je me dois de remercier les membres du département d'électronique, en leur tête le Dr DIBI Zohir, de m'avoir permis de travailler dans de bonnes conditions pendant la réalisation de ce travail.

Merci également à tous les enseignants qui mon aidé pendant mes années d'études, sans oublier Mr Bouslimani Yacine professeur agrégé à l'université de Moncton (Canada) pour ces conseils précieux.

Je voudrai aussi remercier toute personne qui a contribué, de près ou de loin, à la finalisation de ce travail, spécialement mon ami Djouggane Abdelwahab.

Enfin, je tiens à remercier monsieur le président, et messieurs les membres de jury pour l'honneur qu'il mon fait en acceptant d'évaluer mon travail.

Dédicaces

*Je tiens à Dédier ce travail à :
La mémoire de ma mère,
Mon père,
Ma femme et mes trois petites filles,
Mes frères et sœurs,
Tous mes amis et collègues de travail.*

Abstract

The domain of optical telecommunication is characterized by an increasing demand for better transmission capacity. One wants to transmit larger amount of information as new applications are appearing. However, some limitations are still present, of which they occur during propagation of signal in fiber optic. This work is intended to provide an overview of fiber characteristics that are important for understanding the effects of dispersion and nonlinear effects in a fiber optic system. We do show how these phenomena affect the performance of optical communication system. A particular attention is paid here to the chromatic dispersion for the linear effect, Self phase modulation and Stimulated Brillouin Scattering (SBS) for the nonlinear effect. We do show again that under certain conditions, the dispersive and nonlinear are compensated between them and the signal is propagated then without distortion in fiber

Résumé

Le domaine des communications par fibres optiques est actuellement caractérisé par une augmentation de la demande en terme de capacité de transmission. On cherche à transmettre de plus en plus de données et de nouvelles applications voient le jour. Il persiste toutefois certaines limitations, qui ont lieu lorsqu'un signal se propage dans une fibre optique. Ce travail est projeté de fournir un aperçu sur les caractéristiques de la fibre, qui sont importantes pour comprendre les effets de dispersion, et les effets non linéaires dans les systèmes à fibre optique. Nous démontrons comment ces phénomènes affectent la performance des systèmes de communications optiques. Une attention particulière est faite ici pour la dispersion chromatique, (Effet linéaire), l'automodulation de phase et la diffusion de Brillouin stimulée (Effets non linéaires). Nous montrons notamment, que sous certaines conditions, les effets dispersifs et non linéaires se compensent entre eux et le signal se propage alors sans distorsion dans la fibre.

En confinant l'énergie d'une source à des dimensions aussi restreintes que celles du coeur d'une fibre optique d'une dizaine de micromètre, et en la concentrant sur des temps aussi brefs que quelques dizaines de femtosecondes, on malmène la matière à un point tel qu'elle ne puisse se contenter de répondre d'une manière habituelle. La sollicitation est tellement forte qu'on force la fibre à dévoiler une part de son intimité. C'est à ce point précis que nous nous laissons emporter par le désir de comprendre, et de maîtriser cette nature encore inconnue. La sujétion de la nature à nos volontés impérialistes n'est cependant pas de tout repos car la matière se fait souvent pudique et parvient à se réfugier derrière des atours de plus en plus ténus mais toujours voilés.

Table des matières

Introduction.....1

Chapitre 1

Généralités sur la fibre optique

I Les supports de transmission.....4

II Télécommunication par fibre optique.....5

III Présentation de la fibre optique.....7

III.4 Principes de la propagation.....9

III.5 Types de Fibre Optique.....12

IV Composants optiques.....17

IV.1 Les sources.....17

IV.1.1 Caractéristiques.....18

IV.1.2 Laser à cavité (Laser Fabry Perrot).....19

IV.1.3 Diodes électroluminescentes (LED).....20

IV.1.4 Couplage source – fibre.....21

IV.2 La Réception optique.....22

IV.2.1 Photodétecteur23

V Calcul de liaison.....25

V.1. Présentation d’une liaison par fibre optique.....26

V.2 Influence de la bande passante sur la longueur de la liaison.....27

Conclusion.....28

Chapitre 2

Rappel de la théorie de l’électromagnétisme

I Lumière et propagation.....32

I.1 Emission.....33

I.2 Polarisation.....34

II	Les théories de l'électromagnétisme.....	35
II.1	Équations de Maxwell.....	35
II.2	Équations d'onde.....	38
II.3	Propagation d'ondes.....	39
III	Phénomènes de propagation.....	41
III.1	Equation de propagation générale.....	42
III.2	Condition monomode.....	43
III.3	Equation de la propagation d'impulsion dans un milieu non linéaire.....	45

Chapitre 3

Les atténuations, dispersions et non linéarités induites dans les fibres optiques

I	Les atténuations dans la fibre optique.....	49
I.1	Atténuation intrinsèque.....	50
I.1.1	Pertes par absorption.....	50
I.1.2	Pertes par diffusion.....	50
I.1.3	Atténuation par diffusion de RAYLEIGH.....	51
I.2	Atténuation extrinsèque.....	51
I.3	Spectre des pertes.....	52
II	La dispersion.....	53
II.1	La dispersion modale.....	53
II.1.1	La dispersion modale pour la fibre à saut d'indice.....	54
II.1.2	Dispersion modale pour la fibre à gradient d'indice.....	55
II.2	Dispersion du guide d'onde.....	57
II.3	Dispersion du matériau.....	59
II.4	Dispersion chromatique.....	60
II.5	La dispersion du mode de polarisation.....	65
III	La mise en avantage des effets de dispersion.....	66
III.1	Les fibres à saut d'indice à dispersion décalée DS (dispersion shifted).....	67
III.2	Les fibres à gradient d'indice à dispersion décalée.....	67
III.3	Fibre multimodes à dispersion décalée.....	68

III.4 Les fibres à dispersion aplatie DF (dispersion flattened).....	68
IV Bande passante totale de la Fibre Optique.....	69
V Les effets non linéaires.....	71
V.1.1 Les régimes de propagation.....	73
V.1.2 Effet Kerr.....	75
A. L'effet de l'automodulation de phase (SPM).....	76
B Effet combiné de la GVD et la SPM.....	77
V.3 Mélange à quatre ondes.....	78
V.4 L'effet Brillouin.....	79
V.4.1 Diffusion Brillouin stimulée.....	79
V.4.2 Le gain de Brillouin	82
V.5 Diffusion Raman stimulée.....	82
Conclusion.....	82

Chapitre 4

Simulation des effets linéaires et non linéaires

I Modélisation de la dispersion de la vitesse de groupe.....	83
a) Spectre temporel décrivant l'évolution de l'impulsion.....	86
b) Spectre fréquentiel décrivant l'évolution de l'impulsion.....	87
I.1 Introduction d'une condition initiale.....	88
I.2 Dispersion du troisième ordre (<i>Third Order Dispersion</i> 'TOD').....	90
II Modélisation des effets non linéaires.....	93
II.1 Modélisation de l'automodulation de phase (SPM).....	93
III.1 Impulsion Sécant hyperbolique.....	98
II.1.2 Impulsion Gaussienne sans chirp initial.....	99
II.1.3 Influence de la longueur de la fibre sur le spectre de l'impulsion.....	100
II.1.4 L'influence de la forme de l'impulsion et le chirp initial.....	101
II.2 Simulation de l'effet Brillouin.....	104
Conclusion.....	106
Conclusion Générale.....	108

Table des figures

1.1 : Chaîne de transmission par fibre optique	6
1.2 : Structure d'une liaison sur fibre optique	6
1.3 : Structure de la Fibre Optique	9
1.4 : Réflexion et réfraction d'un rayon incident sur la surface de séparation des 2 milieux	10
1.5 : Réfraction avec angle limite α_{Lim} avec $\gamma = 90^\circ$	11
1.6 : Angle de réflexion	11
1.7 : Effet de dispersion d'énergie	12
1.8 : Absence de dispersion d'énergie lumineuse dans la fibre (réflexion totale)	12
1.9 : Cas ou $\gamma < \gamma_m$	13
1.10 : Cas ou $\gamma > \gamma_m$	13
1.11 : Section de la fibre multimodes	14
1.12 : Dispersion modale de la fibre multimode à saut d'indice	15
1.13 : Section d'une fibre multimode	15
1.14 : Propagation de l'énergie dans une fibre à gradient indice	15
1.15 : Fibre monomode	16
1.16 : Caractéristique en puissance d'un laser	19
1.17 : Spectre en longueur d'une source Laser	20
1.18 : Caractéristique Puissance optique - courant de polarisation	20
1.19 : spectre d'une source DEL	21
1.20 : Schéma bloc d'un récepteur optique	23
1.21 : Liaison par fibre sans répéteur régénérateur avec représentation des \neq puissances	26
1.22 : Comportement de la fibre du point de vue de la bande passante	28
2.1 : Variation de \vec{E} par rapport à \vec{H}	38
3.1 : Atténuation	47
3.2 : Diffusion de Rayleigh	49
3.3 : Atténuation intrinsèque de la fibre optique	50
3.4 : Distorsion d'impulsion restituée en réception, provoquée par la distorsion modale	52
3.5 : Influence de la longueur de la fibre sur la distorsion modale	52
3.6 : Dispersion modale due à l'imperfection de la gaine	55
3.7 : Dispersion (propagation) d'une partie de la puissance optique dans la gaine	55
3.8 : Indice de réfraction en fonction de longueur d'onde	57
3.9 : Dispersion chromatique	59
3.10 : Variation de l'indice de réfraction n et l'indice de groupe n_g en fonction de la longueur d'onde	60
3.11 : Dispersion totale d'une fibre monomode	61
3.12 : Effet d'une fibre à réseau de Bragg	62
3.13 : Effet de la dispersion modale	62
3.14 : Effet de la dispersion chromatique	62
3.15 : Distorsion des impulsions à la réception provoquée par la dispersion de la fibre	67
3.16 : Impulsions rapprochées dans le temps les unes des autres engendrant en réception des interférences inter symboles	68
3.17 : Largeur de spectre de la source optique	69
3.18 : Schéma du processus du mélange à quatre ondes	77
3.19 : Diagramme de la génération de l'onde acoustique par électrostriction et de l'onde de	78

Stokes par SBS.	
3.20: Représentation schématique des champs impliqués et les valeurs de fréquence mis en jeu, caractérisant l'effet Brillouin pour une fibre en silice à $1.55\mu m$.	79
3.21- Interaction de l'onde de pompe avec l'onde Stokes	79
3.22 : Spectre de gain Raman dans une fibre en silice pure pour une longueur d'onde de pompe de 1450 nm	81
4.1 : L'élargissement de l'impulsion en fonction de la longueur de dispersion	89
4.2- Spectre de l'impulsion gaussienne lors de sa propagation dans la fibre	90
4.3- Evolution d'une impulsion gaussienne sans chirp dans le domaine temps	91
4.4- Evolution d'une impulsion gaussienne chirpée dans le domaine temps avec un paramètre $\beta_2 C < 0$	93
4.5- Evolution d'une impulsion gaussienne avec $m=1$ le long d'une fibre pour le cas où $\beta_2 = 0$, $\beta_3 < 0$ et FWHM=100ps	94
4.6- Evolution d'une impulsion gaussienne avec $m=1$ le long d'une fibre pour le cas où $\beta_2 = 0$, $\beta_3 > 0$ et FWHM=15ps	95
4.7- Evolution d'une impulsion gaussienne avec $m=1$ le long d'une fibre pour le cas où $\beta_2 = 0$, $\beta_3 < 0$ et FWHM=15ps	95
4.8 : Variation temporelle de la SPM, engendrant un décalage de phase ϕ_{NL} .	97
4.9 : Le décalage de fréquence induit par la variation temporelle de la SPM.	98
4.10 : Représentation de la méthode Split Step Fourier	99
4.11 : Forme de impulsion initiale -Sécant hyperbolique	101
4.12 : Spectre fréquentiel élargie par la SPM pour une impulsion sécant hyperbolique	101
4.13 : La forme de l'impulsion initial : Impulsion Gaussienne	102
4.14 : Spectre fréquentiel élargie par la SPM pour une impulsion Gaussienne Puissance injectée $P_0=1KW$ (à gauche $L=0m$, à droite $L=4m$)	102
4.15 : Spectre fréquentiel élargie par la SPM pour une impulsion Gaussienne Puissance initiale $P_0=1KW$	104
4.16- La forme initiale des impulsions introduites dans la fibre	105
4.17 : Comparaison entre les spectres élargie par la SPM pour deux impulsions : une impulsion Gaussienne ($m=1$), et une autre super gaussienne ($m=3$) Puissance initiale $P_0=1KW$ et FWHM=30ps	105
4.18 : Effet du chirp de fréquence initial sur le spectre élargie par la SPM pour une impulsion Gaussienne ($m=1$). A droite le chirp est négatif ($C=-5$), à gauche le chirp est positif ($C=5$), Puissance initiale $P_0=1KW$ et FWHM=100ps	106
4.20: Intensité de l'onde Brillouin en sortie, pour SBS en sens inverse, en fonction produit gain de Brillouin – longueur, pour plusieurs valeurs de puissance	108
4.21: Evolution de l'onde Stokes en fonction de la puissance. $L=5Km$, $\alpha=0.2dB/Km$.	109

Liste d'acronymes

BER	Bit Error Rate	Taux d'erreur binaire
CPA	Chirped-Pulse Amplification	Amplification d'impulsion chirpée
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée erbium
FWM	Four-Wave Mixing	Mélange à quatre ondes
GVD	Group-Velocity Dispersion	Dispersion de la vitesse de groupe
NLSE	Non-Linear Schrödinger Equation	Equation de Schrödinger non linéaire
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin stimulée
SOA	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificateur à semi-conducteur optique
SPM	Self-Phase Modulation	Auto modulation de phase
SRS	Stimulated Raman Scattering	Diffusion Raman stimulée
TOD	Third-Order Dispersion	Dispersion de troisième ordre
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexage en longueur d'onde
XPM	Cross-Phase Modulation	Modulation de phase croisée
PMD	Polarisation Mode Dispersion	Dispersion de Mode de Polarisation

Introduction

À EPUIS la pose du premier câble optique de liaison transatlantique en 1988, les performances des systèmes de communications n'ont pas cessé d'évoluer à une grande vitesse, d'où l'utilisation de la fibre optique dans de nombreux domaines, ce qui a donné lieu à une explosion de la demande en bande passante [1].

L'augmentation de cette demande a provoqué le développement de la technologie de multiplexage en longueur d'onde. La montée en puissance qui s'ensuivit a été possible grâce au perfectionnement des laser, source prodige des systèmes optiques, et d'amplificateurs optiques utilisant le principe non linéaire [2] [3].

L'application de nouveaux matériaux pour la conception des équipements optiques ainsi que le changement de la géométrie de la fibre [4], a permis l'obtention de grandes puissances, mais en contre partie elle a fait surgir de nouveaux phénomènes liés à cette augmentation, c'est les phénomènes non linéaires dans les fibres optiques.

Ces effets ont occupé une grande partie des recherches, où leurs applications ont touché plusieurs domaines de communication, citons par exemple l'application de l'optique non linéaire dans les réseaux, et la possibilité qu'elle offre d'augmenter significativement le débit d'informations dans les canaux de transmission que sont les fibres. L'une des solutions proposée par les recherches, c'est l'emploi du procédé qui utilise un effet d'auto focalisation d'un faisceau laser dans un milieu non linéaire et la propagation de solitons (type particulier d'impulsion) qui peut en résulter [5].

Donc, l'importance des interactions non linéaires dans les matériaux optiques dépend de l'intensité du signal, et de la longueur d'interaction, longueurs pour lesquelles les effets de dispersion et non linéarités deviennent importants, ce qui est influant sur l'évolution de l'impulsion dans la fibre optique.

Par conséquent, l'étude de la propagation de la lumière dans les fibres optiques est donc d'une grande importance, surtout pour la conception, l'analyse et l'optimisation des performances des systèmes de communications optiques [6].

En effet, dans les systèmes où la modulation de données est faite directement à partir de l'intensité de la source, l'effet de la dispersion chromatique apparaît, rendant le décodage à l'arrivée inintelligible. Ce dernier limite la distance maximale à laquelle le signal peut être envoyé dans la fibre sans qu'il n'y ait de distorsion. Pour cela, la technologie moderne vient résoudre un tel problème, par la compensation de l'effet de distorsion en agissant sur la géométrie de la fibre, ainsi on aura une fibre plus performante, citons l'exemple de la fibre à dispersion décalée, ou les fibres à dispersion compensée par l'utilisation des réseaux de Bragg à pas linéairement variable [6], [7].

L'autre effet qui a été appréhendé et résolu par les chercheurs : c'est l'effet de distorsion causé par les effets non linéaires, tel que : la diffusion de Raman stimulée, la diffusion de Brillouin stimulée ainsi que l'effet de Kerr optique, sources importantes des effets non linéaires. Ces effets ont été sujet de nombreuses recherches, qui ont abouti à leur introduction d'une façon constructive, afin de donner un plus dans le développement des technologies de communications optiques [8]. Ce développement fut possible par le contrôle et le traitement du signal, en agissant sur la conception des fibres monomodes, ceci est possible en introduisant une forte non linéarité, des propriétés de dispersion correctes et de faibles atténuations [6].

Dans cette thèse, nous proposons un travail portant sur l'étude des phénomènes liés à la propagation des impulsions optiques dans les fibres optiques, en particulier les phénomènes de dispersion et les effets non linéaires.

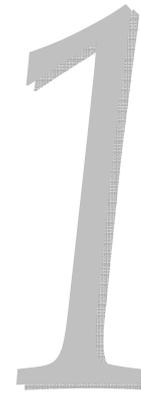
Le premier chapitre propose des notions générales concernant la fibre optique, tels que la conception, et les différents types existants.

Le deuxième chapitre rappelle la méthodologie pour la résolution des équations qui régissent la propagation de l'onde électromagnétique dans le support optique, en l'occurrence les équations de Maxwell.

Dans le troisième chapitre, sont présentées dans un premier temps les phénomènes qui portent dégradation au signal qui se propage dans la fibre, et puis leur influence sur les systèmes de communication en général.

Le dernier chapitre contient deux volets d'étude : le premier évoque l'aspect théorique, donné d'une façon simple des effets de dispersion et non linéaires qui peuvent se manifester dans une fibre optique, et leurs conditions d'apparition, quant au deuxième volet, il s'oriente à la simulation de ces effets, en particulier l'effet Kerr et son effet secondaire automodulation de phase ainsi que la diffusion de Brillouin stimulée par une méthodes numériques appliquées sur Matlab.

Généralités sur la fibre optique



Ceux qui lisent savent beaucoup ; ceux qui regardent savent quelquefois davantage.

AU cours de l'année 1997 a commencé l'installation de plus de 25 millions de kilomètres de fibre optique dans le monde, toutes les communications passent maintenant par des lignes en fibre optique. Et si, pour des raisons de coûts de l'installation, la fibre optique reste pour l'instant dans beaucoup de pays très coûteuse, peut-être verrons-nous bientôt les services de téléphone et de télévision soient transmis par fibre optique.

La chronologie de la fibre optique a commencé par la découverte de la première fibre en 1920, le développement de cette technique ne fut possible que durant les années 50, par l'utilisation des couches de gaine, ce qui a amélioré les caractéristiques de la fibre optique [9].

Le domaine de la fibre optique a été développé dans les années 60, les fibres de cette époque étaient caractérisées par des pertes très importantes ($>$ à 1000dB/Km). Cependant, la situation a changé en 1970, quand le développement a mené à une diminution des pertes dans la fibre en silice. Ces pertes étaient réduites jusqu'à 20dB/Km. Davantage de progrès dans la technologie de fabrication des fibres ont conduit à des résultats considérables dans la réduction des pertes, qui ont atteint 0.2 dB/Km pour une longueur d'onde de 1.55 μ m [10].

Cette disponibilité des fibres à faible perte n'a pas abouti seulement à une révolution dans le domaine des fibres optiques standards, mais aussi elle a permis le développement d'un autre type de fibre qui s'appuie sur l'exploitation des effets non linéaires.

Les effets non linéaires furent étudiés en 1972, en élaborant le processus de la diffusion de Brillouin et de Raman stimulées. Ce travail a permis l'étude d'autres phénomènes tels que l'amplification paramétrique, le mélange à quatre ondes et aussi l'auto modulation de phase...etc. [11].

Une importante contribution a été faite en 1973, par la supposition que la fibre peut supporter une impulsion nommée « *Soliton* », qui est le résultat d'une contribution entre l'effet de dispersion et l'effet non linéaire.

Les solitons ont été observés en 1980, et des résultats considérables sont apparus depuis, surtout dans le domaine de la génération et le contrôle des ultracourtes impulsions optiques. Aussi les années 80 ont vu le développement des techniques de compression d'impulsion [11].

L'évolution des procédés optiques n'a pas cessé durant les années 90. De nouvelles dimensions ont été additionnées, par le dopage des fibres par des éléments de terre rare pour la fabrication de nouveaux composants optiques (Amplificateurs, laser...). Un exemple des amplificateurs optiques qui a pris un essor considérable, c'est l'amplificateur optique dopé Erbium [12]. D'autres composants ont vu le jour ces dernières années, présentant encore plus d'avantages, utilisant cette fois les fibres non linéaires, un exemple de ces composants l'amplificateur de puissance à double gaine dopée Er^{3+} / Yb^{3+} [8].

Ce chapitre présente la technologie des fibres optiques capables de faire transporter un signal lumineux à de très grandes distances avec un très grand débit. Un modèle théorique a été développé dans le souci de faire présenter le guide optique.

Tout d'abord nous présenterons les différents types de fibres à simple gaine. Puis nous exposerons différentes techniques de fabrication, et surtout celles qui présentent un meilleur rendement. Ensuite nous aborderons le côté optoélectronique, qui présente essentiellement les sources et les récepteurs optiques, et leurs exigences ; tout l'ensemble constitue un système optique de transmission de données. Pour finir, nous donnerons un rapide aperçu sur les affaiblissements engendrés dans un tel système.

I Les supports de transmission

Nos systèmes de télécommunications transmettent l'information en code binaire, c'est-à-dire sous la forme de séquences synchronisées de «0» et de «1», chaque unité d'information (0 ou 1) correspondant à un bit. Pour obtenir un grand débit, il faut transmettre plusieurs bits par seconde. Par exemple, une conversation téléphonique de grande qualité requiert un taux de transmission d'environ 64 Kbits/s . De ce fait, un fil de cuivre ne peut supporter simultanément que quelques communications, contre une centaine pour le câble et environ $300\,000 \text{ Kbits/s}$ pour la fibre optique.

Cependant, la valeur d'une voie de communication ne se mesure pas uniquement par sa capacité, mais également par sa qualité de transmission de l'information. Afin d'évaluer ce

critère, on utilise aujourd'hui un facteur de qualité (BL) qui correspond au nombre de bits/s (B) que l'on peut transmettre, multiplié par la distance (L) à laquelle on doit régénérer le signal à cause des l'effets de distorsion et d'atténuation.

Pour obtenir un grand débit de transmission, il faut envoyer des impulsions les plus courtes possible. Et si la paire de fils de cuivre atténue peu les basses fréquences utilisées pour transmettre la voie humaine, elle abaisse dangereusement les hautes fréquences nécessaires à la transmission d'une image vidéo.

Même dans un câble coaxial, les hautes fréquences finissent par être atténuées, provoquant ainsi une détérioration rapide du signal. Ce qui explique que le câble coaxial ne peut pas être utilisé dans le cas d'un service de communication à très grand débit pour des distances transocéaniques. Le coût d'installation d'équipements pour « rafraîchir » le signal à des distances inférieures au kilomètre deviendrait, en effet, inacceptable. De ce fait, la solution qui s'impose est l'utilisation de fibres optiques.

Avec les fibres optiques, l'information n'est plus transmise sous forme électrique, mais lumineuse. Le guidage de la lumière par réflexion totale interne est connu depuis fort longtemps. Il a souvent été utilisé dans des oeuvres d'art, par exemple, des fontaines où la lumière est guidée à l'intérieur des jets d'eau. L'invention du laser à semi-conducteur, au début des années 60, a incité les scientifiques à envisager le développement d'un système de communication optique où le signal lumineux généré par le laser voyagerait à l'intérieur d'une fibre optique. Mais la route était encore longue avant que cette idée n'aboutisse au système que nous connaissons aujourd'hui.

II Télécommunication par fibre optique

On distingue deux principaux modes de télécommunication qui sont compatible avec la fibre optique :

- Les transmissions numériques qui sont destinées aux transmissions en réseau,
- Les transmissions analogiques orientées à la transmission de la vidéo.

Les transmissions par fibre optique peuvent se faire en liaison simple ou en réseau sous une certaine structure.

Le principe d'une liaison repose sur le principe de faire circuler une information entre un émetteur et un récepteur en réduisant au maximum les risques de déformation du signal réceptionné, afin d'assurer le bon transfert de l'information. La figure I.1 illustre la chaîne classique de transmission dans laquelle le support de transmission est la fibre optique.

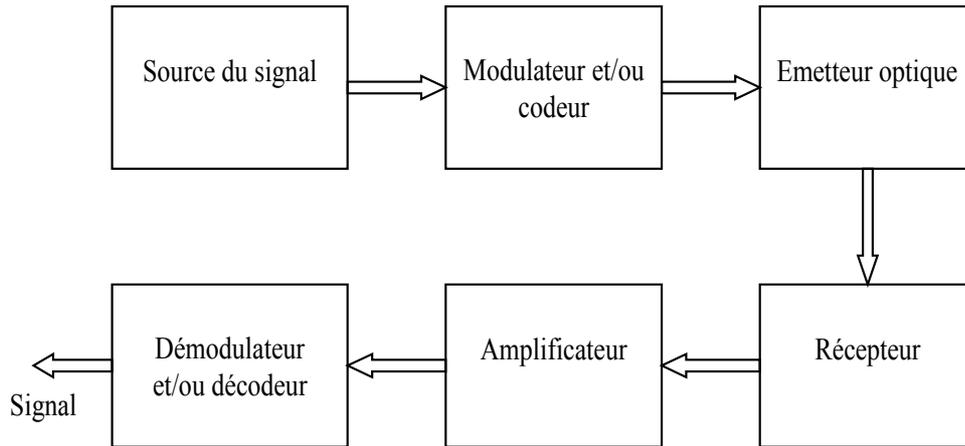


Figure 1.1 : Chaîne de liaison par fibre optique

Dans cette chaîne le signal à transmettre, qui est d'origine lumineux, est tout d'abord codé ou modulé suivant le procédé voulu. Ce procédé peut être contrôlé à la réception. Le signal est injecté dans la fibre optique par l'intermédiaire de l'émetteur qui dans notre cas un LAZER ou une LED.

On peut noter, que les caractéristiques des télécommunications sur fibres optiques dépendent du support de transmission qui doit avoir des distorsions ou des atténuations de faibles valeurs, et du type de dispositif électronique utilisé pour la transmission de la lumière, et aussi du dispositif de la détection.

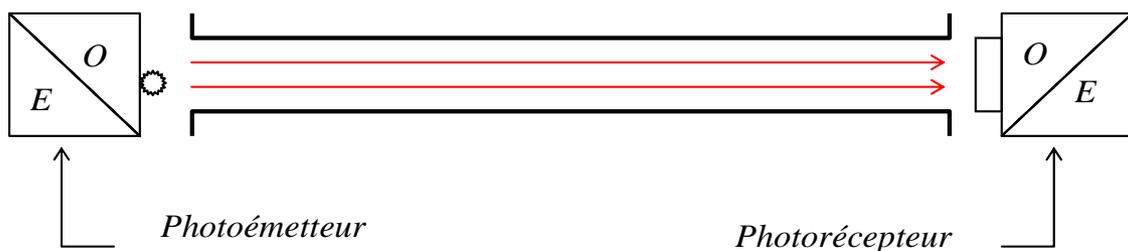


Figure 1.2 Structure d'une liaison sur fibre optique

Le choix de la fibre optique est le 1^{er} stade pour la réalisation d'une liaison optique, puis vient le choix des éléments optoélectroniques d'émission et de réception.

Les dispositifs actuellement utilisés dans les systèmes de transmission sur fibres optiques sont réalisés avec des matériaux semi conducteurs, des caractéristiques de ces dernières permettent d'émettre une énergie lumineuse (sources LED ou LAZER) ou à générer un courant électrique proportionnel à l'énergie lumineuse reçue par les photo détecteurs PIN ou APD. Ces composants feront l'objet d'un rappel dans la prochaine section.

III Présentation de la fibre optique

La fibre optique est un support d'apparition plus récente mais son utilisation prend de l'ampleur de jour en jour, car elle permet des débits de plusieurs Gbit/s sur de très longues distances. Elle est particulièrement adaptée à l'interconnexion des réseaux. En plus de ses capacités de transmission, ses grands avantages sont son immunité aux interférences électromagnétiques et sa plus grande difficulté d'écoute, contrairement aux supports électriques, ce qui la rend attrayante dans les contextes où la confidentialité est requise.

D'un point de vue technique, une fibre optique est constituée d'un coeur et d'une gaine en silice de quelques μm recouverte d'un isolant. A une extrémité, une diode électroluminescente (LED) ou une diode laser émet un signal lumineux et à l'autre une photodiode est capable de reconnaître ce signal.

III.1 Avantages

Les avantages que la fibre optique procure peuvent être classés sur cinq contextes :

1. **Performances de transmission** : Très faible atténuation, très grande bande passante, possibilité de multiplexage (en longueur d'ondes).
2. **Avantages de mise en oeuvre** : Très petite taille, grande souplesse, faible poids.
3. **Sécurité électrique** : Isolation totale entre terminaux, utilisation possible en ambiance explosive ou sous de fortes tensions.
4. **Sécurité électromagnétique** : Insensible aux parasites et elle n'en crée pas, inviolabilité presque totale.
5. **Avantage économique** : Moindre coût, en comparaison des autres supports.

III.2 Fabrication

La silice vitreuse (SiO_2) est le composant de base qui entre dans la fabrication des fibres optiques. Sa présence dans les matrices des structures des guides multimodes est de l'ordre de 85% en concentration molaire, et peut atteindre 95% dans le cas des structures des guides monomodes [13].

L'importance de la silice vitreuse réside dans ses propriétés optiques, mécaniques et chimiques. Du point de vue transmission, ce matériau présente une région de basse atténuation dans l'intervalle des longueurs d'ondes $\lambda = 700\text{--}1700$ nm, donc un minimum d'atténuation de 0,12 dB/km pour $\lambda = 1550$ nm.

Les meilleures fibres optiques monomodes réalisées jusqu'à présent ont des niveaux d'affaiblissement de l'ordre de 0,15 dB/km, cela signifie qu'il est possible d'effectuer des transmissions sur 200 km de distance sans amplification du signal [13].

Pour pouvoir atteindre le contrôle du profil d'indice de réfraction, la silice nécessite d'être associée à d'autres éléments chimiques ayant une caractéristique à modifier l'indice de réfraction. Ces éléments appelés « dopeurs », sont généralement présents dans la matrice de la silice en quantité assez élevée de l'ordre de 15% (Le fluor diminue la valeur de l'indice de réfraction, le germanium augmente la valeur de l'indice de réfraction).

Les fibres optiques utilisées en télécommunication sont réalisées par des synthèses basées sur la déposition d'éléments chimiques à l'état vapeur ou CVD (Chimical Vapour Deposition). Ces techniques utilisent des réactifs liquides ou gazeux à température ambiante, permettant de synthétiser le matériau vitreux à un degré élevé de pureté dans la structure optique du guide d'onde. Dans le domaine des techniques CVD, divers procédés technologiques sont développés, et qui peuvent être subdivisés, sous la base de leur appartenance, à deux familles distinctes :

- La première famille est basée sur la déposition interne de vapeur IVPO (Inside Vapour Phase Oxidation).
- La deuxième famille est basée sur la déposition externe de vapeur OVPO (Out Vapour Phase Oxidation). Dans les deux cas, la construction de la fibre optique, implique deux opérations distinctes :
 1. La réalisation d'une préforme au moyen de la technique CVD.
 2. La réalisation de la fibre est faite au moyen de filature (tirage) du préforme et application de la première protection. Le terme préforme désigne un produit intermédiaire qui présente déjà tous les critères requis pour un guide d'onde optique : un cœur à indice de réfraction élevé entouré d'une gaine d'indice de réfraction de valeur légèrement inférieur à celle du cœur [13]

III.3 Structure

La fibre optique qui se présente comme un fil fin de verre est en réalité constituée d'un cœur cylindrique en matériau transparent d'indice de réfraction n_1 , entouré d'une gaine concentrique constituée d'un matériau ayant un indice de réfraction n_2 inférieur à n_1 . Le diamètre du cœur varie de 8-10 μm à 50 μm selon le type de fibre. Celui de la gaine est de l'ordre de 125 μm . Les valeurs typiques d'indices de réfraction pour le cœur : $n_1 \cong 1,48$, pour la gaine : $n_2 \cong 1,46$.

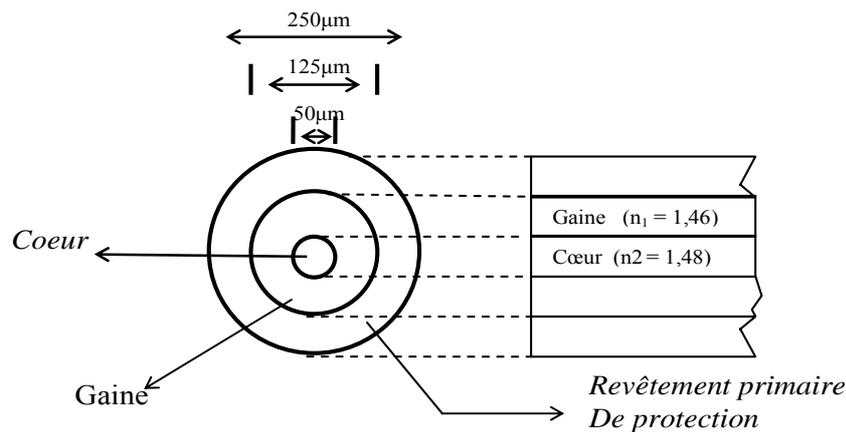


Figure 1.3: Structure de la Fibre Optique

La fibre est protégée extérieurement par un revêtement dit primaire, réalisé en général par un matériau plastique.

III.4 Principes de la propagation

La vitesse de la lumière, qui est dans le vide égale à $3 \cdot 10^8$ m/s, varie sensiblement selon les différentes densités des matériaux qu'elle traverse. Pour caractériser la densité des matériaux, on définit le paramètre « *indice de réfraction absolu* » exprimé par le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide, et la vitesse de la lumière dans le milieu considéré (v). L'indice de réfraction absolue est donné par :

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.1)$$

Le tableau ci-dessous nous donne les valeurs d'indice de réfraction absolues de quelques substances :

<i>Substance</i>	<i>Indice de réfraction n</i>
<i>Glace</i>	1,31
<i>Eau</i>	1,33
<i>Alcool</i>	1,36
<i>Glycérine</i>	1,47
<i>Sel</i>	1,54
<i>verre</i>	1,50

Tableau 1 : Indice de réfraction de quelques substances ($n = c/v$)

Lorsque un rayon lumineux frappe la surface de séparation de deux milieux différents se divise en deux rayons :

- **Un rayon réfléchi** : qui se propage encore dans le premier milieu.
- **Un rayon réfracté** : qui se propage dans le second milieu.

Le rayon réfléchi se propage avec un angle β par rapport à la normale (N) égale à celui du rayon incident α . Pour la loi de réflexion on a :

$$\alpha = \beta \quad (1.2)$$

Par contre, le rayon réfracté se propage dans le second milieu avec une direction différente de celle du rayon incident, à cause de la différence de valeurs d'indice de réfraction n des deux matériaux. Pour l'angle de réfraction, deux cas se présentent :

- Si le rayon lumineux passe d'un milieu moins dense à un milieu plus dense, l'angle de réfraction γ est plus petit que l'angle d'incidence α , donc le rayon réfracté est proche de la normale (N) tel que $\gamma < \alpha$,
- Si le rayon lumineux passe d'un milieu plus dense à un milieu moins dense le rayon réfracté s'écarte de la normale (N) tel que $\gamma > \alpha$.

Il est donc possible de calculer la déviation du rayon réfracté par rapport au rayon incident par la relation de Snell [14]:

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\gamma)} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.3)$$

où n_1 est l'indice du milieu du rayon incident, n_2 est l'indice du milieu du rayon réfracté.

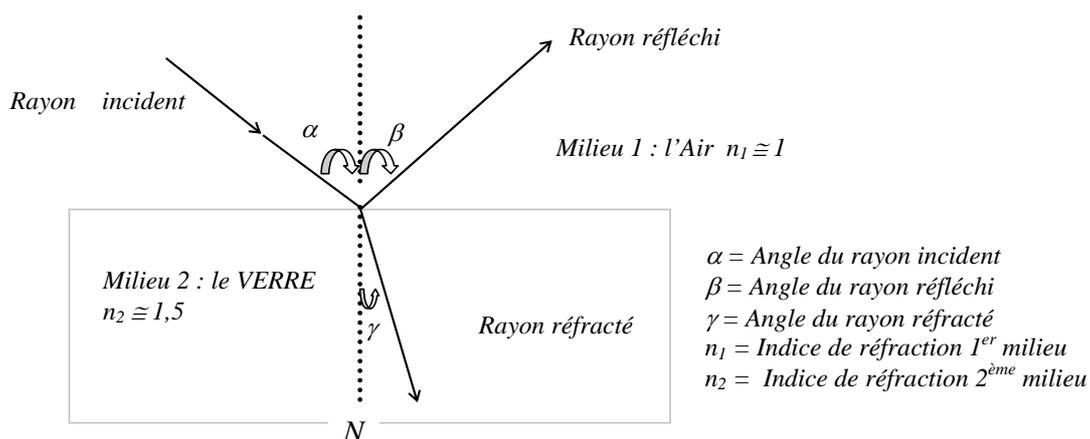


Figure 1.4 : Réflexion et réfraction d'un rayon incident sur la surface de séparation des deux milieux.

Observons maintenant le comportement des rayons provenant d'une source « S » et qui atteignent la surface de séparation des deux milieux verre – air.

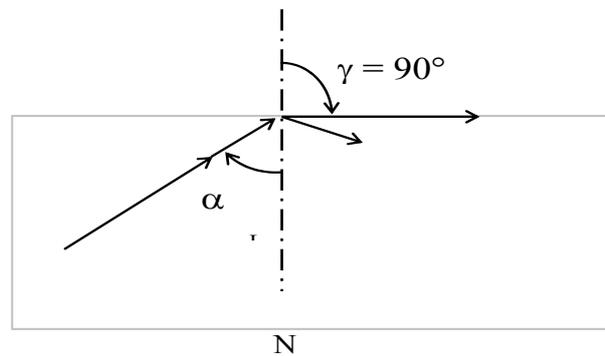


Figure I.5 Réfraction avec angle limite α_{Lim} avec $\gamma = 90^\circ$.

Dans ce cas particulier, l'angle d'incidence α est tel que le rayon réfracté soit rasant à la surface de séparation des deux milieux. Cet angle d'incidence particulier pour lequel on obtient un angle de réfraction γ quasi-égal à 90° est défini comme étant l'angle limite.

$$\alpha_{lim} \Rightarrow \gamma = 90^\circ$$

En utilisant l'équation.1.3 on peut en déduire la valeur de l'angle incidence limite :

$$\sin(\alpha) = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.4)$$

Si l'angle α du rayon incident est supérieur à l'angle limite, on n'a pas de rayon réfracté mais seulement un rayon réfléchi, qui contient toute l'énergie du rayon incident : ce phénomène prend le nom de réflexion totale.

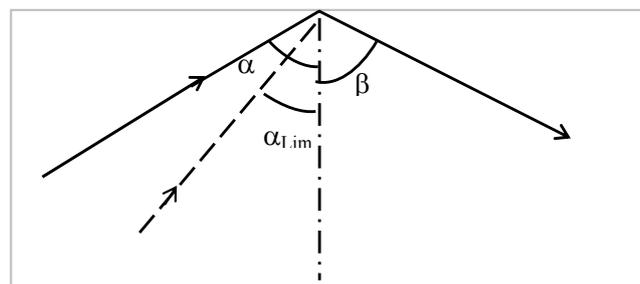


Figure I.6 : Angle de réflexion

Afin de permettre la transmission d'un signal lumineux le long de la fibre, on doit réduire au minimum la dispersion de la lumière. Effet indésirable dû à la réfraction dans la gaine des rayons émis dans le cœur. Une des conséquences immédiates de cette dispersion est la dissipation de l'énergie dans la gaine.

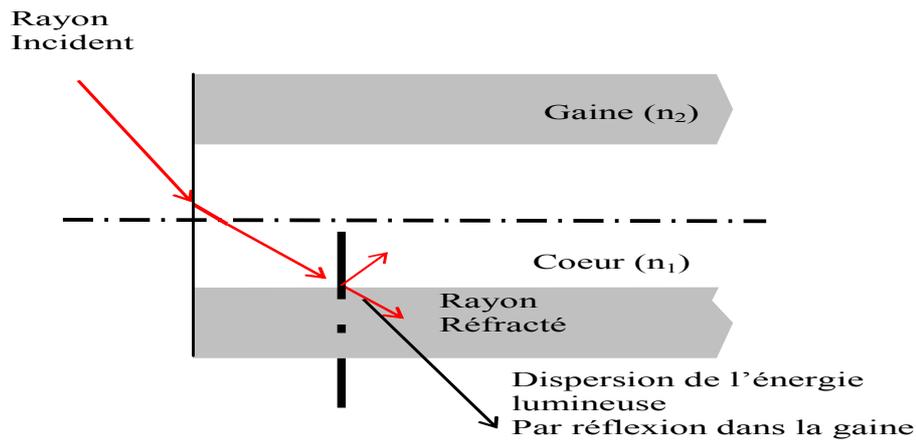


Figure 1.7 : Effet de dispersion d'énergie

Concernant la réflexion dans la gaine, le guidage de la lumière se fait grâce à la réflexion totale interne. Par conséquent, il est nécessaire que les rayons se propageant dans la fibre soient complètement réfléchis à chaque fois qu'ils rencontrent la surface de séparation cœur - gaine. Pour cela, il faut que leur angle d'incidence soit supérieur à l'angle limite (Figure 1.8).

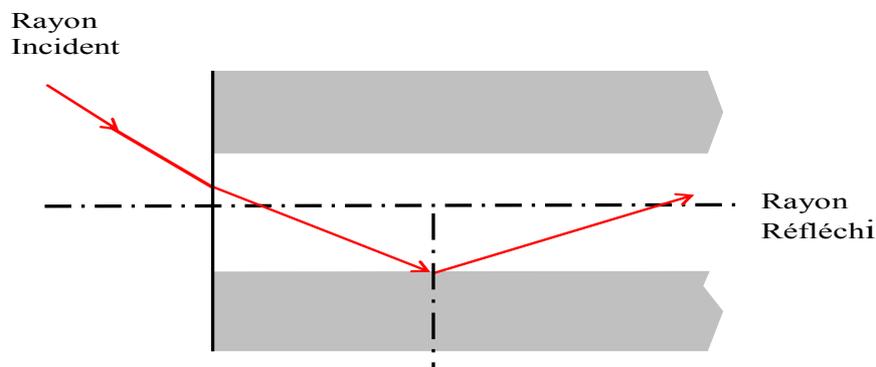
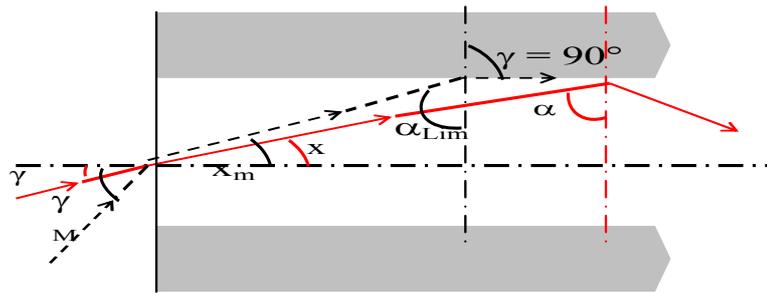
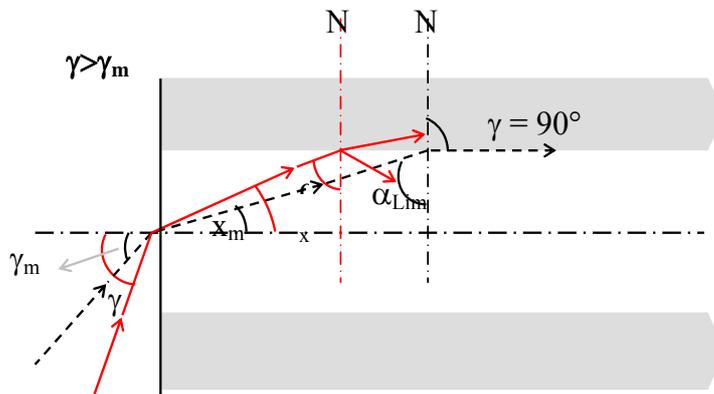


Figure 1.8: Absence de dispersion d'énergie lumineuse dans la fibre (réflexion totale)

Le paramètre Ouverture Numérique (O.N) est un indice de la capacité de la fibre à accepter le signal optique à l'entrée, il permet de définir pour chaque type de fibre l'angle γ_m correspondant à l'angle limite α_{Lim} , pour lequel les rayons lumineux émis dans la fibre sont complètement acceptés comme des rayons utiles, si seulement leur angle d'incidence γ est inférieur à γ_m ($\gamma < \gamma_m$) (Fig.1.9).

Figure I.9 : cas ou $\gamma < \gamma_m$

Par contre, les rayons qui rentrent dans la fibre avec un angle d'incidence supérieur à γ_m seront réfractés dans la gaine, ayant pour conséquence une dispersion de l'énergie lumineuse (fig.1.10).

Figure I.10 : cas ou $\gamma > \gamma_m$

L'ouverture numérique à pour expression :

$$ON = \sin(\gamma_m) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.5)$$

Il est à noter que l'ouverture numérique est une quantité sans dimension inférieure à l'unité avec des valeurs typiques comprises entre 0,14 et 0,50 [15]. Il est aussi prouvé pour que les rayons puissent se propager dans la fibre ils doivent être émis avec un angle $\gamma < \gamma_m$ correspondant à la valeur de l'ouverture numérique caractérisant la fibre.

III.5 Types de Fibre Optique

Les fibres qui intéressent le domaine des télécommunications sont de deux grandes catégories :

- Les fibres multimodes.
- Les fibres monomodes.

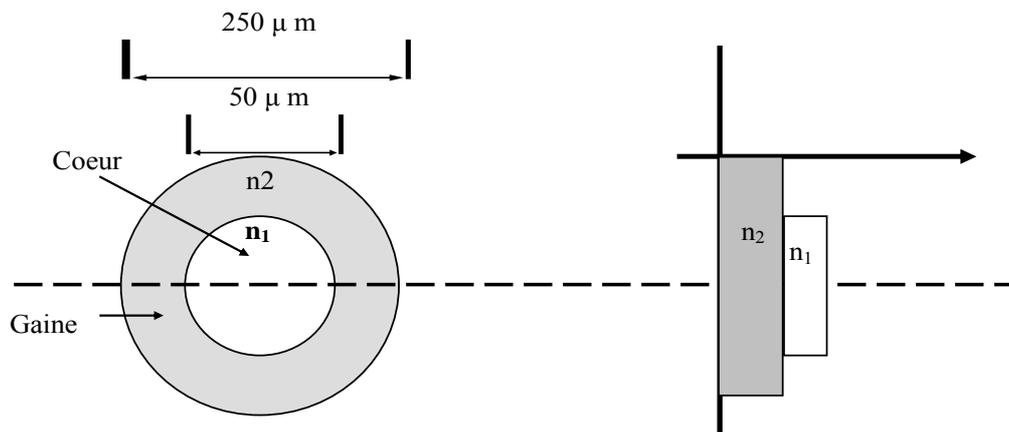
Ces deux types de fibres se distinguent par les dimensions du cœur. Il est de $50\mu m$ pour les fibres multimodes et de $10\mu m$ pour les monomodes, ainsi que par le seuil d'indice de réfraction entre cœur et gaine.

A cause des pertes de puissance, et de la faible quantité d'informations à transmettre l'utilisation actuellement des fibres optiques multimodes est limitée. Cependant elles présentent un intéressant domaine d'application dans les joints à bas prix.

Les fibres multimodes ont un diamètre de cœur de $50\mu m$ et de gaine de $125\mu m$ et se divisent en deux groupes :

1. Fibre à saut d'indice

Dans ce type de fibre l'indice de réfraction reste constant dans tout le cœur, puis décroît brusquement en effectuant un saut d'indice dans la gaine.



Allure de l'indice de réfraction à saut d'indice

Figure I.11 : Section de la fibre multimodes

Dans la fibre à saut d'indice les rayons ayant la même longueur d'onde se propagent dans la fibre en empruntant des chemins différents avec une vitesse de valeur constante $v = \frac{c}{n_1}$.

Il est donc évident que les rayons arrivent à destination avec des temps différents selon les parcours effectués, ceci provoque une forte dispersion du signal lumineux, qui est due à la multiplication des modes de propagation provoquant ainsi la distorsion de l'impulsion à l'extrémité de la fibre (fig. I.12). Cette caractéristique sera décrite dans le 3^{ème} et le 4^{ème} chapitre.

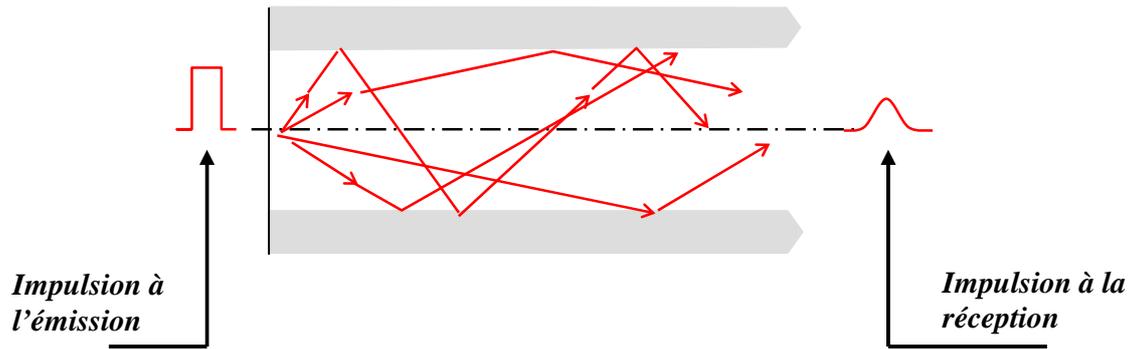
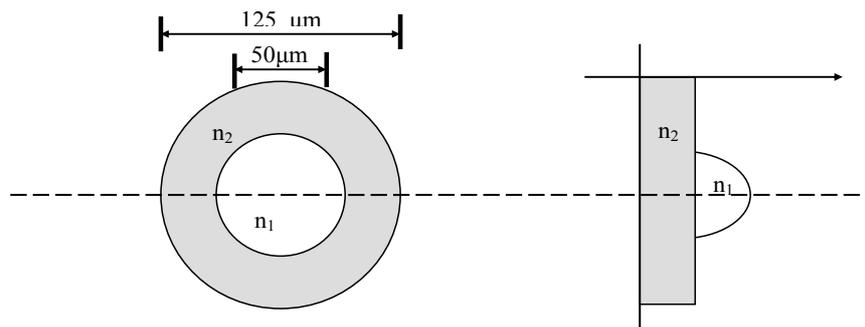


Figure I.12: Dispersion modale de la fibre multimodes à saut d'indice

2. Fibre à gradient d'indice

Dans ce type de fibre, l'indice de réfraction n'est pas constant mais décroît graduellement du centre de la section du cœur jusqu'à la limite de la surface de séparation entre le cœur et la gaine.



Allure de l'indice de réfraction à gradient d'indice

Figure I.13 : Section d'une fibre multimodes

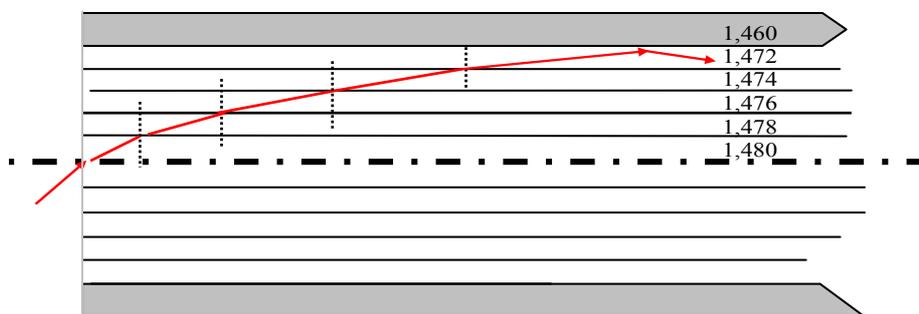


Figure I.14: Propagation de l'énergie dans une fibre à gradient indice.

La figure 1.14 montre comment les rayons se propagent d'une manière quasi ellipsoïdale à cause des variations de l'indice de réfraction dans le cœur dans une fibre à gradient d'indice

L'avantage du profil à gradient d'indice réside dans le fait que les rayons relatifs aux parcours les plus longs (*ceux qui sont à proximité de la gaine*) voyagent dans un milieu de faible indice de réfraction, donc avec une vitesse élevée ($v=c/n$). Par contre les rayons qui font des parcours plus brefs (*ceux qui sont à proximité du centre du cœur*) voyagent dans un milieu d'indice de réfraction de valeur plus élevée, donc avec une vitesse faible.

Dans ce cas toutes les composantes de l'impulsion effectuant des parcours différents atteignent presque en même temps le récepteur, générant ainsi une impulsion peu déformée.

Ce type de Fibre ayant pour ouverture numérique des valeurs comprises entre 0.20 et 0.24 fut développée à l'origine pour une application dans les télécommunications à des longueurs d'onde de 850 et 1300 nm [15].

La deuxième grande catégorie de fibre est les Fibres Optiques Monomodes. Cette catégorie est employée comme moyen de transmission optique dans les réseaux des télécommunications à cause de leurs avantages :

- Durée de vie du support de transmission environ 20 ans,
- Faible perte de puissance et grande quantité d'informations à transmettre,
- Absence de dispersion modale,
- Compatibilité avec les technologies modernes.

Les fibres monomodes se divisent en deux groupes :

Les fibres avec profil à gradient d'indice, qui ont un diamètre du cœur de $10\mu\text{m}$ environ et un diamètre de la gaine de $125\mu\text{m}$, ne sont pas beaucoup utilisées en télécommunication.

Les fibres avec profil à saut d'indice, ayant un diamètre de cœur de 9 à $10\mu\text{m}$ et un diamètre de gaine $125\mu\text{m}$, sont les plus utilisées dans les télécommunications optiques.

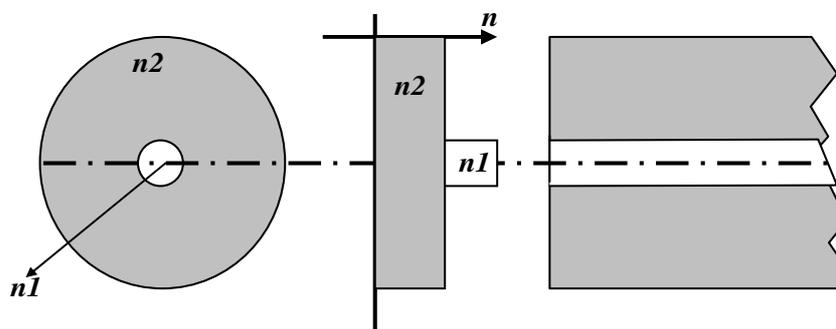


Figure I.15: Fibre monomode

Concernant la propagation de l'énergie lumineuse, elle s'effectue dans une fibre optique multimodes selon un certain nombre « M » de modes. Par contre, dans la fibre monomodes la propagation s'effectue avec un seul mode ($M=1$) dit mode fondamental.

Pour que la fibre optique fonctionne dans l'état monomode, il faut que ses paramètres caractéristiques qui sont :

- rayon du cœur,
- ouverture numérique,
- la longueur d'onde de la lumière émise dans la fibre,

soient de telles sortes que les autres modes ne peuvent pas se propager.

Les modes de propagation qui caractérisent l'énergie électromagnétique dans la fibre, obtenus selon un régime de fonctionnement bien déterminé, sont notés : $LP_{\nu\mu}$ (Linear Polarization) [15].

IV Composants optiques

IV.1 Les sources

Les sources optiques sont des composants actifs dans le domaine des communications par fibres optiques. Leur fonction fondamentale est de convertir une énergie électrique en une énergie optique avec un rendement satisfaisant, et assurer un bon couplage avec la fibre. Pour exploiter le signal lumineux reçu, avec une certaine qualité, il doit être supérieur à certain seuil de puissance et doit présenter une largeur de bande minimum.

Les Différents types de sources que l'on peut utiliser dans le domaine des ondes optiques peuvent être classées en deux catégories :

- Les sources à large spectre (lampes incandescentes).
- Les sources à spectre réduit (diodes laser et diodes électroluminescentes).

Les sources à large spectre, introduisent une dispersion chromatique très importante conduisant à de très faibles bandes passantes. De plus leurs diagrammes de rayonnement quasi omni directionnels conduit à la réalisation de très faibles couplages.

En télécommunications optiques, la nécessité d'utiliser des bandes passantes plus larges impose le choix de sources à spectres réduits telles que les diodes laser (DL) et les diodes électroluminescentes (DEL). Ces deux types de sources sont réalisés à partir de jonction PN polarisée en direct. Le principe de l'émission est dû à la recombinaison des paires électron - trou.

La DEL est une source incohérente (temporellement et spatialement). Elle présente contrairement au LASER, un spectre d'émission assez large, ainsi qu'un diagramme de rayonnement moins directif. Elle est utilisée essentiellement dans les systèmes de transmission qui ne nécessitent pas de très grandes bandes passantes.

La DL quant à elle est une source cohérente. Elle est surtout utilisée dans les systèmes de transmission à très grandes distances (faible largeur spectrale \Rightarrow Bande passante importante).

IV.1.1 Caractéristiques

❖ *Longueur d'onde*

Pour optimiser l'utilisation des fibres, il est nécessaire que la source émette des ondes optiques à la longueur d'onde où la fibre présente un minimum d'atténuation, ainsi qu'un minimum de dispersion. Il faut aussi s'assurer de la disponibilité de détecteurs à ces longueurs d'ondes.

Pour la fibre en silice (SiO_2), il existe principalement trois fenêtres de transmission qui se situent à $0,85 \mu\text{m}$, à $1,3 \mu\text{m}$ et à $1,5 \mu\text{m}$ (*fig.3.3*). Il est à noter que les différentes longueurs d'onde sont produites par différents matériaux.

❖ *Puissance de sortie*

Le niveau de puissance émise a une grande influence sur la portée de la liaison. Pour augmenter cette portée, on doit émettre la plus grande puissance possible sans dépasser un certain seuil au delà duquel la fibre se comporte comme un élément non linéaire (*cf.chap.4*). Le seuil de non linéarité dans la silice est d'environ de $20 \text{ Kw}/\text{cm}^2$. Les sources disponibles dans le domaine des télécommunications émettent des puissances de quelques dBm , ce qui est très inférieure au seuil de non linéarité.

Dans une même fibre on peut injecter différents signaux permettant de transmettre plusieurs informations différentes (multiplexage en longueur d'onde).

❖ *Matériaux utilisés*

Lors de la conception des sources optiques, il faut toujours rechercher le matériau qui produit le meilleur rendement quantique (semi-conducteur à bande interdite directe) et un GAP correspondant à la longueur d'onde souhaitée.

Les matériaux semi-conducteurs utilisés dans les dispositifs optoélectroniques peuvent être classés en [15],[10] :

- Composés primaires : *Ge et Si.*
- Composés binaires : *GaAs et InAs.*
- Composés ternaires : *$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$.*
- Composés quaternaires : *$\text{Ga}_x\text{In}_{x-1}\text{P}_{1-y}\text{As}_y$.*

En pratique, il est très rare de disposer d'un matériau correspondant à une utilisation souhaitée. Par contre il est possible d'ajuster le GAP en agissant sur la concentration des dopants. C'est ce qui fait avec les composés ternaires et quaternaires (*les indices x et y sont inférieurs à l'unité*).

IV.1.2 Laser à cavité (Laser Fabry Perrot)

On a voulu dans ce paragraphe donner deux caractéristiques essentielles de la source Laser. Le lecteur soucieux de détails, est invité à se référer à l'excellent ouvrage [10].

❖ *Caractéristique en puissance*

L'évolution de la puissance optique fournie par le laser en fonction de son courant de polarisation ne présente pas une bonne linéarité. Cette non linéarité rend délicate l'utilisation de ce type de sources dans les transmissions analogiques.

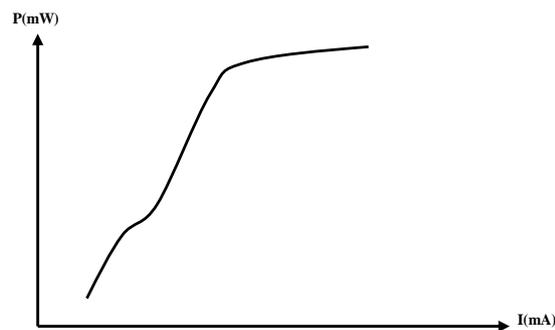


Figure 1.16 : Caractéristique en puissance d'un laser (Réf. [16])

Le courant de seuil, très sensible à la température, est donné par [16] :

$$I_s = I_0 e^{\left(\frac{T}{T_0}\right)} \quad (1.6)$$

où T et T_0 représentent la température de fonctionnement et la température absolue. L'augmentation de la température T entraîne une modélisation du courant de polarisation ce qui nécessite l'utilisation d'un dispositif de régulation de la température.

❖ *Spectre d'émission*

La cavité existante dans le Laser est responsable de la discrétisation des modes de résonance. La qualité et la longueur de la cavité ont une influence directe sur la largeur de chaque mode de résonance, ainsi que sur leur espacement.

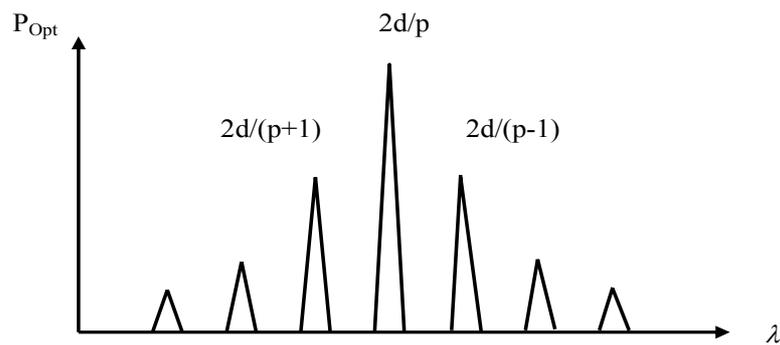


Figure 1.17 : Spectre en longueur d'une source Laser

IV.1.3 Diodes électroluminescentes (LED)

La DEL, qui est une jonction PN polarisée en direct, est une source incohérente, souvent utilisée avec des fibres multimodes (rayon du cœur assez important).

La DEL utilise le principe de l'émission spontanée. Elle émet un large spectre et peut être considérée comme une source multitude (*figure 1.19*).

Comparée au Laser, la DEL présente :

- Une puissance optique couplée plus faible (quelques μW)
- Une faible fréquence de modulation (50MHz)
- Une facilité de fabrication (pas de miroirs)
- Un faible coût
- Une meilleure fiabilité
- Une faible dépendance en température

Ces composants sont caractérisés par :

❖ *La puissance optique*

Cette caractéristique nous permet de donner la puissance délivrée par la source DEL en fonction de son courant de polarisation.

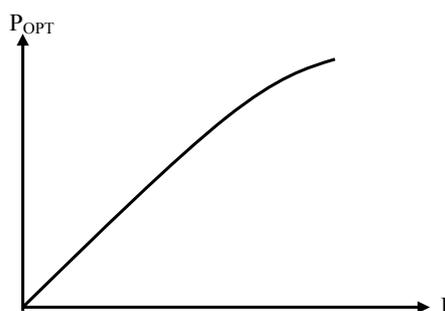


Figure 1.18 : Caractéristique Puissance optique - courant de polarisation

Cette caractéristique est assez linéaire, elle permet une bonne utilisation analogique.

- La DEL n'est pas un dispositif à seuil.
- Nécessite un circuit d'alimentation assez simple.
- Elle est beaucoup plus stable en température comparée à un laser.
- Ne nécessite pas de stabilisation.

❖ *Spectre d'émission*

La présence d'impuretés dans le matériau fait que ce type de source n'est pas monochromatique. En effet, les transitions en présence d'impuretés créent des niveaux intermédiaires (GAP intermédiaires). De plus les longueurs d'onde émises n'ont pas la même amplitude.

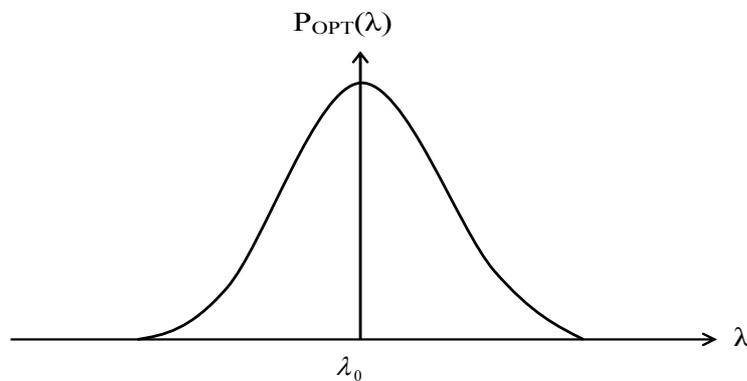


Figure 1.19 : spectre d'une source DEL

Le spectre d'une source DEL peut être approximé à une fonction gaussienne :

$$P_{\lambda} = P_{\lambda_0} e^{-\pi \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda} \right)^2} \quad (1.7)$$

Il est important de noter que la largeur spectrale de la source est déterminée à mi-puissance, elle est fonction de la longueur d'onde de fonctionnement.

IV.1.4 Couplage source – fibre

Lorsqu'une source est couplée à une fibre une partie seulement de la puissance optique est injectée dans la fibre. Les pertes par couplage sont définies comme étant le rapport de la puissance injectée P_{FO} dans la fibre à la puissance P_S fournie par la source.

Ces pertes s'expriment en dB par la relation suivante :

$$\alpha_{CE} = 10 \log \left(\frac{P_{FO}}{P_S} \right) \quad (1.8)$$

Les pertes par couplage sont causées essentiellement par :

❖ *Pertes par débordement*

Ce type de pertes a une double origine :

- Un non alignement de la source par rapport à l'axe du cœur de la fibre.
- Un grand angle d'ouverture numérique.

Pour diminuer les pertes, issues du diagramme de rayonnement, on peut utiliser un système de focalisation (lentilles) pour concentrer la puissance émise vers le cœur de la fibre.

❖ *Pertes dûes à l'ouverture numérique*

Dans le cas où l'angle d'acceptance de la fibre est plus petit que l'angle d'ouverture de la source, une partie de la puissance incidente n'intercepte pas le cœur de la fibre et ne sera pas propagée.

Pour minimiser ces pertes, il faut que :

- La distance entre le cœur et la fibre soit la plus faible possible.
- Les dimensions de la partie active de la source soient plus petites que celle de la fibre.

La détermination des pertes de couplage, dûes à l'ouverture numérique, ne peut se faire que si l'on connaît le diagramme de rayonnement de la source.

❖ *Pertes de Fresnel*

Ce type de pertes est dû à la réflexion de la puissance optique sur l'interface d'entrée de la fibre. L'utilisation d'un liquide adaptateur, d'indice que l'on place entre la source et la fibre, permet de minimiser ces pertes.

❖ *Pertes par réflexion dans la source*

Lorsqu'un rayon passe d'un milieu d'indice n_1 vers un milieu d'indice n_2 plus faible, il existe un angle d'incidence θ_c au-delà duquel il y'a réflexion totale. Ce type de pertes est caractérisé par un rendement optique défini par la relation suivante [15] :

$$\eta = \frac{n_2^2}{n_1^2} \quad (1.9)$$

❖ *Pertes de couplage*

Les pertes de couplage, exprimées en dB, sont données par :

$$\alpha_c 10 \log(\eta_c) = 20 \log(ON) \quad (1.10)$$

IV.2 La Réception optique

Le récepteur optique est un dispositif qui permet d'extraire l'information du signal reçu, il est constitué de quatre parties essentielles :

- Un photodétecteur ou photodiode (PN, PIN ou APD)
- Un convertisseur courant tension.
- Un amplificateur.
- Un circuit de traitement de l'information.

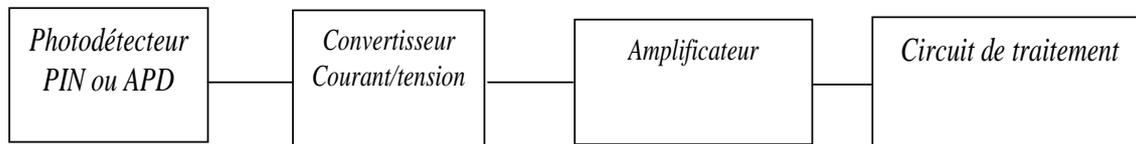


Figure 1.20 : Schéma bloc d'un récepteur optique

La photodiode fonctionne en réception comme générateur de courant. Elle convertit, avec un certain rendement, la puissance optique P_{opt} délivrée par la photodiode en courant électrique I_{ph} . Ce courant est ensuite converti en tension par une résistance de charge R_L puis amplifié avant de subir un traitement électronique.

IV.2.1 Photodétecteur

Le photodétecteur est un composant essentiel dans les communications par fibre optique. Son rôle est de convertir la puissance optique reçue en une énergie électrique.

Sous l'effet d'un photon d'énergie suffisante, un électron de la bande de valence est arraché et passe dans la bande de conduction produisant ainsi une paire de porteurs (électrons libres). Sous l'effet d'un champ électrique, ces porteurs sont dissociés et génèrent un photocourant de déplacement.

Le photon incident ne peut être absorbé que si son énergie $h\nu$ est au minimum égale au GAP (ΔE) du matériau :

$$h\nu \geq \Delta E \quad (1.11)$$

Lorsque on considère le bilan d'une liaison par fibre optique, les performances du système dépendent en partie de celles des photodétecteurs. Ces composants interviennent grâce à la puissance seuil qu'ils émettent et au bruit qu'ils introduisent.

Lorsque l'on veut augmenter l'espacement entre répéteurs (régénérateurs) ayant pour but de réduire le coût total d'une liaison, il est nécessaire de choisir un détecteur de grande qualité, par conséquent le photodétecteur doit :

- Avoir grande sensibilité à la longueur d'onde de fonctionnement.
- Posséder une bande passante convenable.
- Introduire un bruit minimum (courant d'obscurité le plus faible possible).

- Reconstituer le signal original avec la plus grande fidélité.
- Offrir un bon couplage avec la fibre.
- Avoir une bonne stabilité en température.
- Etre facile à mettre en œuvre.
- Avoir une grande fiabilité et un faible coût.

Les détecteurs utilisés en télécommunications sont des photodiodes semi-conductrices réalisées à partir de jonctions polarisées en inverses. Elles fonctionnent suivant le processus inverse des sources optiques (DL, DEL).

Les photodiodes peuvent être classées en deux catégories :

- Celles qui n'ont aucun gain interne (photodiode PN et PIN) [10].
- Celles qui ont un gain interne (photodiode APD) [10].

Les photodiodes sont caractérisées par ensemble de paramètres liés à leur fonctionnement. On cite :

❖ *Coefficient d'absorption et longueur d'absorption*

L'absorption du flux lumineux suit une loi exponentielle donnée par [15] :

$$P_{pot} = P_{opt}(0)e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (1.12)$$

où : x est la profondeur de pénétration de l'onde lumineuse dans le matériau pour laquelle le flux optique chute de 1 Neper, $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption du matériau qui est fonction de la longueur d'onde λ .

La longueur d'absorption correspond à la distance au bout de laquelle le flux lumineux décroît de 1 Neper, c'est à dire de 63%. Cette grandeur dépend de la longueur d'onde et égale à l'inverse du coefficient d'absorption.

❖ *Longueur d'onde de coupure*

Pour que l'absorption ait lieu, il faudrait que l'énergie transportée par le photon soit supérieure à celle du GAP du matériau. Cette condition permet de faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. La longueur d'onde de coupure λ_c correspond à la longueur d'onde maximale qui peut être absorbée par un matériau donné.

$$\Delta E \leq h\nu \quad (1.13)$$

pour :

$\lambda \leq \lambda_c$: photon incident absorbé, création d'une paire électron/trou,

$\lambda \geq \lambda_c$: photon incident non absorbé.

❖ Rendement quantique

Le rendement quantique nous renseigne sur le taux de conversion des photons en paires électrons/trous. Il est défini par le rapport entre le nombre d'électrons créés n_e au nombre de photons incidents n_p .

$$\eta_q = \frac{n_e}{n_p} \quad (1.14)$$

Pour les dispositifs sans gain, le rendement quantique est inférieur à l'unité. Ceci s'explique par le fait que parmi tous les photons incidents, seul un certain nombre d'entre eux créent des paires électrons/trous.

Il est à noter que le rendement quantique dépend du coefficient d'absorption du matériau, et est défini pour une longueur d'onde donnée. Connaissant la puissance lumineuse incidente $P_{opt}(0)$ et le rendement quantique η_q , on peut déduire le photocourant créé par la relation :

$$I_{ph} = \eta(\lambda) e^{P_{opt}(0)} \quad (1.15)$$

Le taux de conversion photons - électrons (rendement quantique) peut être diminué par les facteurs suivants :

- La réflexion de l'énergie lumineuse sur l'interface air - détecteur due à la différence d'indice de réfraction. Le coefficient de réflexion sur cette interface est donné par [15] :

$$\Gamma = 1 - \left(\frac{n_1 n_2}{n_1 + n_2} \right) \quad (1.16)$$

Cette réflexion peut être minimisée par un liquide adaptateur d'indice.

- La recombinaison électron - trou peut se faire en dehors de la zone de recombinaison et ne génère pas un photo courant.

V Calcul de liaison

Le bilan de liaison dans un système par fibre optique s'étudie de la même manière que n'importe quel système de transmission. Le bilan de liaison permet de déterminer la distance maximale de transmission entre deux répéteurs régénérateurs. Cette distance est limitée par :

- L'affaiblissement de propagation.

- La diminution de la bande passante le long de la fibre, diminution provoquée par la dispersion totale.

V.1. Présentation d'une liaison par fibre optique

En général, une liaison de transmission par fibre optique est constituée :

- d'une source lumineuse (**DL** ou **DEL**) qui convertit le signal électrique en signal lumineux. Ce signal injecté dans une fibre (à **SI** ou **GI**) se propage avec une certaine atténuation et une certaine dispersion.
- d'un photodétecteur (**PIN** ou **APD**) qui convertit le signal optique présent à la sortie de la fibre en un signal électrique.

Comme il est impossible de fabriquer des longueurs importantes de fibres optiques, il est nécessaire de réaliser des épissures entre fibre, ce qui produit des pertes supplémentaires.

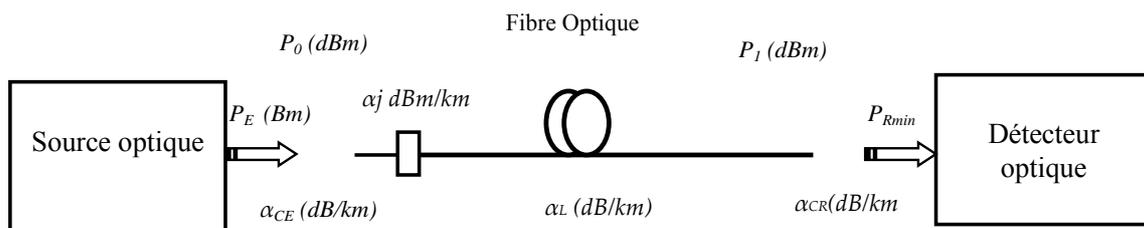


Figure 1.21 Liaison par fibre sans répéteur régénérateur avec représentation des pertes, et les différentes puissances.

avec :

- P_E : puissance rayonnée par la source
- P_0 : puissance injectée dans la fibre
- P_1 : puissance à la sortie de la fibre
- P_{Rmin} : puissance minimum captée par le détecteur correspondant au seuil de réception pour un rapport S/B ou un TEB donné.
- α_{CE} : affaiblissement de couplage entre la source et la fibre
- α_j : affaiblissement des différentes jonctions (fixes et amovibles)
- α_L : affaiblissement linéique de la fibre
- α_{CR} : affaiblissement de couplage entre la fibre et le détecteur.

Pour déterminer l'affaiblissement total, on suppose que le canal de transmission est non dispersif (canal théorique). Il est constitué d'une fibre qui ne présente aucune dispersion chromatique et modale.

Connaissant la puissance émise par la source optique, ainsi que la puissance reçue, il est possible de déterminer les pertes totales admises réparties entre les différents éléments du canal (couplage, fibre, épissures) :

$$\alpha_{TOT} = 10 \log \frac{P_E}{P_R} \quad (1.17)$$

Les pertes totales exprimées en dB, sont données par la relation suivante :

$$\alpha_{TOT} = \alpha_{CE} + (\alpha_{j+} \alpha_L)L + \alpha_{CR} \quad (1.18)$$

L : est la longueur totale de la fibre

L'utilisation des systèmes de transmission jusqu'au limites de leur capacité n'est pas conseillée. Il faut toujours tenir compte des différentes perturbations dans leur fonctionnement (dérive en température, remplacement des composants...), afin d'assurer un fonctionnement stable. C'est la raison pour laquelle, lors de la conception d'une liaison par fibre optique, il est nécessaire d'inclure dans le bilan de liaison une certaine marge de sécurité M (entre 5 et 10 dB) [15].

La marge de sécurité doit être plus importante pour les systèmes utilisant des diodes laser (DL) que ceux utilisant des électroluminescentes (DEL ou LED).

Ceci s'explique par le fait que les caractéristiques des diodes Laser sont beaucoup moins stables en température. En tenant compte de la marge de sécurité la puissance émise doit satisfaire à la relation :

$$P_E = P_{R\min} + \alpha_{TOT} + M \quad (1.19)$$

$P_{R\min}$ dépend :

- du rapport signal/bruit en analogique
- du débit binaire et du taux d'erreur en numérique

V.2 Influence de la bande passante sur la longueur de la liaison

Du point de vue de la bande passante, la fibre optique se comporte comme une association de deux filtres placés en cascade. Ces deux filtres sont caractérisés par leur

fréquence de coupure, qui dépend de la longueur de la fibre, et qui correspond à la bande passante modale et à la bande passante chromatique.

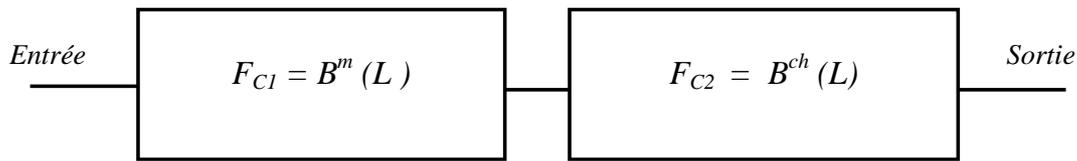


Figure 1.22 : Comportement de la fibre du point de vue de la bande passante

La bande passante d'un système de transmission sur fibre optique de longueur bien déterminée ne doit pas être limitée par la bande passante de la fibre optique considérée. En d'autres termes, les deux filtres ne doivent en aucun cas limiter la bande passante du système, ceci conduit à la vérification simultanée des deux inégalités.

La portée maximum d'une liaison réelle dépend de l'atténuation totale du canal et de la limitation de la bande passante due aux différentes dispersions :

- Une fois que la longueur totale a été déterminée (absence de dispersion) on vérifie, pour cette longueur, si la bande passante de la fibre est suffisante pour être correctement transmise.
- A partir de cette longueur, on calcule les différentes bandes passantes :
 - bande modale
 - bande chromatique
 - bande totale
- On compare la bande totale de la fibre avec celle du système de transmission. Ceci conduit à deux possibilités :

$B_{TOTALE} \geq B_{SYSTEM}$ \implies La longueur calculée permet une transmission correcte du signal

$B_{TOTALE} \leq B_{SYSTEM}$ \implies La longueur calculée ne permet pas une transmission correcte du signal. Dans ce cas il faut rechercher la plus faible bande passante (B^m et B^{ch})

Conclusion

On peut dire donc, que les caractéristiques des télécommunications sur fibres optiques dépendent du support de transmission, qui doit avoir des caractéristiques bien déterminées (types de fibres par exemple), du dispositif électronique utilisé pour la transmission de la

lumière ainsi que sa détection (Source et récepteur optique). Le choix de la fibre optique est le premier stade pour la réalisation d'une liaison optique, puis vient le choix des éléments optoélectroniques d'émission et de réception.

Les dispositifs actuellement utilisés dans les systèmes de transmission sur fibres optiques sont réalisés avec des matériaux semi conducteurs, qui ont une caractéristique à émettre une énergie lumineuse ou à générer un courant électrique proportionnel à l'énergie lumineuse reçue. Ceci constituera une chaîne complète d'acquisition de données, utile pour l'échange d'information.

Rappel de la théorie de l'électromagnétisme



*Les miroirs feraient bien de réfléchir un peu
avant de renvoyer les images.
Jean COCTEAU (1889-1963)*

LA lumière est un champ spatio-temporel. Il est défini comme étant vectoriel, puisqu'il est constitué du couple champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} . Dans certains cas, ce champ peut être interprété comme un scalaire, donc il n'est pas toujours nécessaire d'avoir recours au caractère vectoriel [16].

Par contre, l'étude de la polarisation de la lumière impose la prise en compte du caractère vectoriel du champ optique qui se propage dans les milieux limités, comme les guides optiques, ou en présence de surfaces de discontinuité d'indice de réfraction. Cette introduction du concept vectoriel est absolument nécessaire pour tenir compte des conditions aux limites.

Pour une bonne compréhension de l'évolution des ondes électromagnétiques, que la lumière fait partie, et puisque l'étude des guides d'ondes diélectriques (tel que les fibres à saut d'indice et à gradient d'indice,....etc.) requiert une bonne connaissance de la théorie des ondes électromagnétiques, ce chapitre vient donner un aperçu sur les théories de l'électromagnétisme, plus précisément les équations de Maxwell qui seront décrit dans une première partie, et donner aussi une petite introduction sur la nature de la lumière et sa polarisation dans une deuxième partie.

I Lumière et propagation

La lumière est de nature cristalline, l'application d'un champ électrique \vec{E} modifié la répartition du nuage électronique, et plus faiblement la position relative des ions. La conséquence immédiate est une polarisation induite du milieu. La polarisation peut changer de

direction suivant le champ appliqué si on tient compte des symétries des différentes classes cristallines.

Le parallélisme et le non parallélisme de la réponse de la matière par rapport à l'excitation peut trouver son origine dans la nature cristalline de la matière. L'interaction lumière matière se traduit par une polarisation induite parallèle du champ électrique \vec{E} de l'onde optique, dont une représentation scalaire du champ est suffisante. Dans le cas contraire un non parallélisme de la réponse par rapport à l'excitation conduit à la notion anisotropie optique. Dans ce contexte, les milieux optiques peuvent être classés en deux grandes catégories :

- ❖ *Les milieux isotrope* : L'indice de réfraction « n » vu par l'onde optique qui se propage ne dépend pas de la direction de propagation « k ».
- ❖ *Les milieux anisotrope* : L'indice de réfraction vu par l'onde optique qui s'y propage dépend de la direction de propagation.

On peut noter que dans les milieux isotropes la direction des champs électrique \vec{E} et l'induction électrique est la même, ce qui n'est le cas pour les milieux anisotropes. Ces derniers sont caractérisés par le vecteur \vec{D} puisque le vecteur \vec{E} n'est pas dans le plan de l'onde.

I.1 Emission

Dans ce principe, la façon dont la lumière est émise par une source peut induire la nature vectorielle de celle ci, on prend l'exemple du principe radioélectrique, où l'émetteur n'y émit en général qu'une seule onde.

D'une manière générale, une source lumineuse, qui peut être une diode électroluminescente, lampe..., rayonnent à chaque instant une onde électromagnétique ayant une direction du champ \vec{E} bien définie. Ces source émettent dans toutes les direction avec des phases et directions du champ \vec{E} aléatoires, c'est une onde unique avec des superpositions d'ondes incohérentes.

De cette façon, la lumière est émise d'une manière désordonnée, elle est dite naturelle ou non polarisée. On peut introduire un ordre à ce faisceau de lumière naturelle par le principe de polarisation, ce qui va influencer l'évolution du champ électromagnétique \vec{E} en vibrant par conséquence dans une direction fixe, et la lumière est dite polarisée. La source dans ce cas est dite cohérente à l'inverse de la lumière naturelle, et les ondes émises par celle ce sont telles que l'évolution temporelle du champ électromagnétique associé est parfaitement prévisible.

I.2 Polarisation

Si l'évolution du champ optique est identique dans tous les points de l'espace, ce champ est dit « polarisé ».

Pour étudier les différents types de polarisation il est nécessaire d'utiliser la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques. Il est bien de noter que ces ondes peuvent se décomposer en une infinité de champs électromagnétiques de fréquences angulaire ω , et chacun d'entre eux à une infinité d'ondes planes de vecteur d'onde k . Sur le plan mathématique, la théorie de l'intégrale de Fourier se traduit par la relation :

$$D(r, t) = \iint D(k, \omega) e^{(-j(\omega t - kt))} dk d\omega \quad (2.1)$$

La relation (2.1) est exprimée par le champ d'induction électrique $D(r, t)$ car il est le plus significatif en optique des milieux cristallins [16].

Il suffit pour étudier la polarisation de la lumière de ne considérer qu'une composante élémentaire de cette décomposition, qui est l'onde plane monochromatique. Cette dernière est l'élément fondamental dans la description de la polarisation de lumière.

Pour une onde plane monochromatique l'équation de Maxwell $\text{div}D=0$ impose l'orthogonalité des vecteurs \vec{D} et \vec{k} dans les milieux infinis [16], d'où la relation :

$$D(z, t) = D_0 e^{(-j(\omega t - kz))} \quad (2.2)$$

k : le vecteur d'onde donne la direction de propagation sur l'axe Oz., D est l'induction électrique, qui s'exprime par l'équation :

$$k = nk_0 = n \frac{\omega}{c} \quad (2.3)$$

n : Indice de réfraction.

D_0 : Vecteur complexe situé dans le plan d'onde, il caractérise la polarisation, avec :

$$D_0 = A_x e^{j\phi_x} + A_y e^{j\phi_y} \quad (2.4)$$

A_x, A_y : Constantes réelles positives.

La relation qui détermine $D(z, t)$ dans un plan d'onde quelconque est:

$$D(z, t) = \Re[D_0 e^{(-j(\omega t - kz))}] \quad (2.5)$$

Par ailleurs, la puissance transportée par le champ électromagnétique associé à l'onde est égal au flux du vecteur de POYNTING à travers la section droite du faisceau lumineux. Dans le cas d'une onde plane uniforme, une relation de proportionnalité est établie entre la puissance P est l'intensité du champ I_0 :

$$I_0 = D_0^* * D_0 = A_x^2 * A_y^2$$

Les composantes cartésiennes réelles du vecteur $D(z, t)$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} D_x(z, t) &= A_x \cos(\omega t - kz - \phi_x) \\ D_y(z, t) &= A_y \cos(\omega t - kz - \phi_y) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le vecteur $D(z, t)$ avec son évolution décrit l'état de polarisation, si on associe un point à l'extrémité du vecteur $D(z, t)$ ce point décrit une ellipse située dans le plan d'onde. L'état de polarisation le plus général d'une onde plane monochromatique dans un milieu homogène est un état de polarisation elliptique.

II Les théories de l'électromagnétisme

Pour commencer toute étude sur le phénomène de propagation d'ondes il faut passer en revue les équations de Maxwell, où l'excellent ouvrage [17] est une bonne référence. Ces équations nous permettent d'obtenir l'équation de la propagation des ondes pour un milieu diélectrique infini. L'onde progressive plane, qui est une solution de cette équation sera étudiée elle aussi. Après avoir défini les principaux paramètres relatifs aux ondes, nous examinerons les conséquences d'une discontinuité dans le milieu de propagation.

II.1 Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell (2.7) contiennent des dérivées partielles couplées par rapport aux variables de l'espace et du temps des champs vectoriels \vec{E} et \vec{H} , de la densité de charge ρ et de la densité de courant \vec{J} . Ce sont les quatre équations fondamentales de la théorie de l'électromagnétisme. Elles s'appliquent partout où la distribution de courant de charge est continue. La théorie des guides d'ondes repose sur [17,18] :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho \end{aligned} \quad (2.7)$$

avec : \vec{E} : Champ électrique $\left(\frac{V}{m}\right)$, \vec{B} : Densité du flux magnétique (Tesla), \vec{D} : Densité du déplacement électrique $\left(\frac{C}{m^2}\right)$, \vec{H} : Champ magnétique $\left(\frac{A}{m}\right)$, \vec{J} : Densité du courant $\left(\frac{A}{m^2}\right)$,
 ρ : Densité de charge électrique $\left(\frac{C}{m^3}\right)$

Les relations de constitution caractérisant un milieu nous permettent d'exprimer la densité de champ et la densité du courant \vec{D} , \vec{B} et \vec{J} en fonction des champs \vec{E} et \vec{H} .

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \vec{D}(\vec{E}) \\ \vec{B} &= \vec{B}(\vec{H}) \\ \vec{J} &= \vec{J}(\vec{E}, \vec{H})\end{aligned}\quad (2.8)$$

La forme spécifique de ces relations dépend de la nature du milieu. Ainsi, pour un milieu homogène (un milieu dont les propriétés ne changent pas d'un point à un autre), et isotrope (dont les propriétés sont les mêmes dans toutes les directions données) et un milieu linéaire (un milieu où les relations de constitution sont linéaires avec le respect de \vec{E} et \vec{H}), les relations (2.8) peuvent alors se réécrire comme :

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H}\end{aligned}\quad (2.9)$$

De plus, si le milieu obéit à la loi d'Ohm, nous aurons:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}\quad (2.10)$$

où ε, μ, σ sont des constantes indépendantes de \vec{E} et \vec{H} . Les milieux diélectriques isotropes et sans perte, que nous considérerons lorsque nous étudierons les guides d'ondes, ont les caractéristiques suivantes où ε_r est la permittivité relative et μ_r la perméabilité relative :

$$\begin{aligned}\sigma &= 0 && \text{(Milieu non-conducteur)} \\ \mu_r &= \mu / \mu_0 && \text{(Pour les milieux non magnétiques } \mu = \mu_0) \\ \varepsilon_r &= \varepsilon / \varepsilon_0 = n^2 && \text{(} n \text{ : Indice de réfraction du milieu)}$$

Plus généralement, les relations de constitution sont des équations tensorielles où :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}\quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_{11}E_x + \varepsilon_{12}E_y + \varepsilon_{13}E_z \\ D_y &= \varepsilon_{21}E_x + \varepsilon_{22}E_y + \varepsilon_{23}E_z \\ D_z &= \varepsilon_{31}E_x + \varepsilon_{32}E_y + \varepsilon_{33}E_z \end{aligned}$$

C'est ce type de relations qui est appliqué pour les milieux cristallins, tel que le quartz, qui sont généralement anisotropiques. De plus, si le milieu est inhomogène, la permittivité ou l'indice de réfraction sera une fonction des coordonnées de l'espace ($\varepsilon(x, y, z)$).

Si l'intensité du champ magnétique et celle du champ électrique sont grandes, des effets non linéaires peuvent se manifester. On doit alors modéliser ces effets en incluant des termes non linéaires dans les relations de constitution (*cf. chap.4*). Par exemple, aux fréquences optiques, le verre possède une non linéarité cubique (effet Kerr optique), qui peut être écrite comme [18] :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} + \varepsilon_2|\vec{E}|^2\vec{E} \quad (2.12)$$

Bien que la constante ε_2 soit très petite, l'utilisation d'impulsions très courtes et le confinement du champ dans une très faible surface (*fibre optique monomode*) fait que ce terme non linéaire devient suffisamment important en optique guidée. En reviendra sur cet aspect avec un peu plus de détail dans le chapitre 4.

Dans ce qui suit, nous considérerons uniquement les milieux diélectriques isotropes, sans charge, sans perte et non magnétique. Les équations de Maxwell et les relations de constitution applicables pour de tels milieux sont [18] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.14)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.15)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.16)$$

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H} \quad (2.17)$$

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} = \varepsilon_0 n^2 \vec{E} \quad (2.18)$$

Les équations de Maxwell sont des équations différentielles dans lesquelles les champs \vec{E} et \vec{H} doivent obéir lors de leur propagation dans un milieu considéré. Les solutions particulières de ces équations, pour un problème physique donné, sont trouvées à partir des conditions aux limites. Les conditions aux limites générales pour différentes quantités électromagnétiques sont :

- Continuité de la composante normale du courant de déplacement électrique [18]:

$$(\vec{s})(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0 \quad (2.19)$$

- Continuité de la composante tangentielle du champ électrique :

$$(\vec{s})(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (2.20)$$

- Continuité de la composante normale de la densité de flux magnétique :

$$(\vec{s})(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (2.21)$$

- Continuité de la composante tangentielle du champ magnétique :

$$(\vec{s})(\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (2.22)$$

II.2 Équations d'onde

Les équations de Maxwell que nous venons de voir ne sont pas faciles à résoudre puisqu'elles forment un système d'équations couplées. Cependant, à partir de ces dernières, nous pouvons développer un nouveau système d'équations (*appelé équations d'onde*), qui est plus facile à analyser. Le principal intérêt réside dans le fait que les équations d'onde sont découplées, c'est-à-dire que chacune d'elles ne fait intervenir qu'un champ (\vec{H} et \vec{E}). Elles sont donc très utiles pour résoudre des problèmes de conditions aux limites. Afin d'obtenir ces équations on prend le rotationnel de l'équation (2.13), et en substituant l'équation (2.17) nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{H}}{\partial t} \quad (2.23)$$

En utilisant les relations (2.14) et (2.18) et le fait que :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = -\nabla^2 \vec{A} + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \quad (2.24)$$

Nous aurons :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (2.25)$$

En développant l'équation (2.16), nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \varepsilon_0 n^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{\nabla} n^2 = 0 \quad (2.26)$$

En substituant l'équation (2.26) dans l'équation (2.25), nous obtenons l'équation générale de l'onde :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \quad (2.27)$$

Par contre, pour un milieu homogène l'indice de réfraction est nul ($\vec{\nabla}n = 0$), de ce fait, la relation (2.27) devient alors l'équation d'onde homogène [18]:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.28)$$

Le calcul du champ électromagnétique d'un guide revient donc à résoudre l'équation d'onde sous certaines conditions limites. Ainsi, pour une fibre à saut d'indice, on résout l'équation homogène (2.28) à la fois dans le cœur et dans la gaine pour obtenir les expressions des champs. Pour une fibre à gradient d'indice, on doit en principe utiliser l'équation d'onde générale (2.27).

Il est bon de connaître qu'on peut employer l'équation d'onde homogène (2.28), sous certaines conditions, et ce même si l'indice n est fonction des coordonnées de l'espace. Cette approximation est valide seulement si la variation de l'indice n est négligeable sur une distance d'une longueur d'onde.

II.3 Propagation d'ondes

Nous allons utiliser principalement dans ce qui va suivre, les champs \vec{E} et \vec{H} qui sont des fonctions sinusoïdales du temps de la forme suivante :

$$\vec{A} = \Re(\vec{A} e^{j\omega t})$$

où \vec{A} est le vecteur complexe (phaseur) qui ne dépend que des coordonnées de l'espace.

Dans ce cas particulier, nous pouvons remplacer les dérivées par rapport au temps par le facteur $j\omega$. Dans l'étude des équations ci-dessous, nous retrouvons les équations de Maxwell écrites particulièrement pour des champs à variation temporelle sinusoïdale [18]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} = -jk_0\eta_0 \vec{H} \quad (2.29)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\varepsilon_0 n^2 \vec{E} = j \frac{n^2}{\eta_0} k_0 \vec{E} \quad (2.30)$$

Nous obtenons les équations d'onde pour les phaseurs \vec{E} et \vec{H} en prenant les rotationnels des équations (2.29) et (2.30) :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 \\ \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (2.31)$$

Le nombre d'onde k est donné comme :

$$k = n \frac{\omega}{c} = nk_0 \quad (2.32)$$

$$\text{La vitesse de la lumière dans le vide est } c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (2.33)$$

On donne aussi $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ ou λ est la longueur d'onde dans le vide.

Les équations (2.31), obtenues pour les phaseurs \vec{E} et \vec{H} , portent le nom d'équations de Helmholtz. Une solution élémentaire de ces équations est l'onde plane uniforme :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (2.34)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_1 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (2.35)$$

\vec{E} et \vec{H} sont deux vecteurs impliqués dans un plan normal à la direction de propagation \vec{l} , et \vec{k} est le vecteur d'onde orienté dans la direction de propagation \vec{l} ($\vec{k} = k\vec{l}$). L'application directe des équations de Maxwell sur cette onde nous conduit à la relation d'impédance qui relie le champ électrique au champ magnétique, elle est donnée par :

$$\vec{H}_1 = \left(\frac{1}{\eta} \right) \vec{l} \times \vec{E}_1 \quad (2.36)$$

$$\Rightarrow \eta = \left| \frac{E_1}{H_1} \right| = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2.37)$$

\vec{E}_1 et \vec{H}_1 sont deux vecteurs constants. Notez que $\eta = \left(\frac{\eta_0}{n} \right)$ où η_0 est l'impédance du vide (377Ω) et n est l'indice de réfraction du milieu diélectrique. De plus, les équations de Maxwell nous montrent que les vecteurs \vec{E}_1 et \vec{H}_1 sont perpendiculaires entre eux et que la direction de propagation est donnée par la direction du vecteur résultant du produit vectoriel $\vec{E} \times \vec{H}$ (voir figure 2.1). On a donc une onde TEM puisque les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires à la direction de propagation.

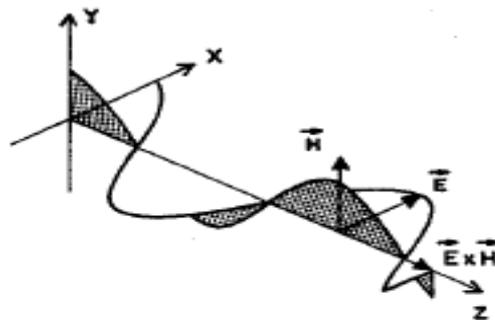


Figure 2.1- Variation de \vec{E} par rapport à \vec{H}

La figure (2.1) nous donne une idée sur la variation par rapport à l'axe z (à un instant donné) des vecteurs \vec{E} et \vec{H} d'une onde plane électromagnétique se propageant selon l'axe des z positifs. Les deux vecteurs sont en phase et perpendiculaires entre eux. Le vecteur $\vec{E} \times \vec{H}$ donne la direction de propagation de l'onde.

En utilisant la notation de phaseur, on montre que le vecteur Poynting moyen [18] représente la densité moyenne (temporelle) de la puissance transportée par l'onde (W/m^2), il est donné par :

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \Re(\vec{E} \times \vec{H}^*) \quad (2.38)$$

III Phénomènes de propagation

Pour comprendre le phénomène non linéaire dans la fibre optique, il est nécessaire de considérer la théorie de la propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu dispersif (*l'indice de réfraction de ce milieu dépend de la fréquence de l'onde qui le traverse*) non linéaire (*l'indice de réfraction adaptera une variation sous l'influence du champ lumineux intense*), afin d'étudier et comprendre le comportement de l'équation qui gouverne la propagation d'une impulsion optique dans une fibre monomode.

Les équations de Maxwell peuvent être utilisées pour obtenir l'équation d'onde décrivant la propagation de la lumière dans la fibre optique, elle est donnée par [9] :

$$\nabla \times \nabla \times E = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2.39)$$

où c : la vitesse de la lumière, $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$, P : est la polarisation magnétique, E : est le champ électrique.

La relation entre le champ électrique et la polarisation est nécessaire pour faire une approche quantique, surtout lorsque la fréquence optique atteint la résonance du medium. C'est le cas des fibres optiques, dont la fréquence d'onde est dans la gamme entre 0.5 et $2 \mu\text{m}$. C'est un domaine intéressant pour l'étude des phénomènes non linéaires. Si on introduit l'effet non linéaire du troisième ordre gouverné par χ^3 , la polarisation induite est caractérisée par deux parties :

$$P(r,t) = P_L(r,t) + P_{NL}(r,t) \quad (2.40)$$

où : P_L : partie linéaire, P_{NL} : partie non linéaire.

La première étape consiste à prendre $P_{NL} = 0$ (Les effets non linéaires sont faibles à cause des faibles variations de perturbation), donc on peut écrire dans le domaine fréquentiel l'équation suivante :

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{E}(r, \omega) - \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E}(r, \omega) = 0 \quad (2.41)$$

Nous aurons donc, pour de faibles pertes dans la fibre:

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (2.42)$$

La fibre optique supporte un nombre infini de modes guidés, pour lesquels la distribution spectrale $\tilde{E}(r, \omega)$ est la solution de l'équation d'onde (2.41), en satisfait les conditions aux limites appropriées. Dans cette partie nous allons évoquer brièvement des notions sur les modes de radiation ainsi que le transfert d'énergie entre les modes limites et les modes de radiation.

III.1 Equation de propagation générale

A cause de la symétrie de la fibre optique, il est utile d'écrire l'équation d'onde avec les coordonnées cylindriques, ρ , ϕ et z :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.43)$$

avec : $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, \tilde{E} : la transformée de Fourier du champ E .

La même équation est valable aussi pour le champ électromagnétique \vec{H} .

Les champs \vec{E} et \vec{H} satisfont les équations de Maxwell. Il est d'usage de choisir les composantes \tilde{E}_z et \tilde{H}_z comme composantes indépendantes pour définir \tilde{E}_ρ , \tilde{E}_ϕ , \tilde{H}_ρ et \tilde{H}_ϕ . On peut écrire :

$$\tilde{E}_z(r, \omega) = A(\omega) F(\rho) \exp(\pm im\phi) \exp(i\beta z) \quad (2.44)$$

où A : est la constante normalisée, β constante de propagation, m est un entier, $F(\rho)$ est la solution de :

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + (n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2}) F = 0 \quad (2.45)$$

La résolution de l'équation (2.44) est donnée par :

$$F(\rho) = C_1 J_m(\kappa\rho) + C_2 N_m(\kappa\rho) \quad (2.46)$$

où, J_m est la fonction de Bessel (Annexe B), N_m est la fonction de Newman, et :

$$\kappa = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.47)$$

C_1 et C_2 sont des constantes à déterminer en fonction des conditions aux limites.

Si on prend $C_2 = 0$ pour une solution significative, et si aussi C_1 est introduit dans A de l'équation (2.44), On peut écrire :

$$F(\rho) = J_m(\kappa\rho) \quad \rho \leq a \quad (2.48)$$

Dans la région de la gaine ($\rho \geq a$), la solution de $F(\rho)$ est présentée par la solution d'une fonction de Bessel modifiée. Par conséquent :

$$F(\rho) = K_m(\gamma\rho) \quad \rho \geq a \quad (2.49)$$

$$\gamma = (\beta^2 - n_2^2 k_0^2)^{1/2} \quad (2.50)$$

La même procédure peut être suivie pour obtenir la composante du champ magnétique H_z .

Les conditions aux limites, que les composantes tangentielle de \tilde{E} et \tilde{H} sont constituées à travers l'interface coeur-gaine, exigent que $\tilde{E}_z, \tilde{H}_z, \tilde{E}_\phi$ et \tilde{H}_ϕ soient les mêmes quand $\rho = a$ est approchée de l'intérieur et à l'extérieur du coeur. L'égalité de ces composants des champs à $\rho = a$ mène à l'équation ci-dessous, qui a la fonction de déterminer la constante de propagation β des modes de la fibre, elle est donnée par [9] :

$$\left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right] \cdot \left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{n_2^2 K'_m(\gamma a)}{n_1^2 \gamma K_m(\gamma a)} \right] = \left(\frac{m\beta k_0 (n_1^2 - n_2^2)}{an_1 \kappa^2 \gamma^2} \right)^2 \quad (2.51)$$

Cette équation est nommée « Equation caractéristique », elle a en général plusieurs solutions de β pour chaque valeur de m . Sa différentiation est une opération importante avec le respect de l'argument.

III.2 Condition monomode

Le nombre de modes supporté par une fibre à une longueur d'onde donnée dépend des paramètres de conception tel que le rayon du coeur a et la différence entre l'indice du coeur – gaine. La fréquence de coupure est un important paramètre dans la détermination du nombre de mode. Cette fréquence est déterminée par la condition $\gamma = 0$. La valeur de κ quand $\gamma = 0$, pour un mode donné, détermine la fréquence de coupure de l'équation :

$$\kappa^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 \quad (2.52)$$

Il est utile de déterminer la fréquence normalisée V par la relation [9]:

$$V = \kappa_c a = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.53)$$

où κ_c est déterminé en mettant $\gamma = 0$.

Dans notre étude nous allons considérer une fibre monomode qui supporte qu'un seul mode. Le mode fondamental HE_{11} est le seul mode qu'une fibre monomode peut supporter, tous les autres modes sont coupés sous la condition $V < V_c$, où V_c est la plus petite solution de $J_0(V_c) = 0$, avec $V_c = 2,405$. La longueur d'onde de coupure λ_c pour une fibre monomode peut être déterminée en utilisant $k_0 = 2\pi/\lambda_c$ et $V = 2,405$ dans l'équation (2.53).

Afin de caractériser le mode fondamental, tous champ en propagation peut être représenté par ses composantes, cartésiennes ou autres. Le mode HE_{11} peut être représenté par ses composantes E_ρ, E_ϕ et E_z ou par les coordonnées cartésiennes E_x, E_y et E_z .

Donc, pour une bonne approximation le mode fondamental dans la fibre est polarisé linéairement soit dans la direction x ou y en fonction de la domination de E_x ou E_y .

Dans ce contexte, même la fibre monomode n'est pas vraiment simple mode, puisque elle peut supporter deux modes polarisés orthogonalement. La notation LP_{mn} est quelque fois utilisée pour indiquer que le mode de polarisation est linéaire. Le mode fondamentale HE_{11} correspond au mode LP_{01} dans cette notation. Les deux modes polarisés orthogonalement d'une fibre monomode sont dégénérés ceci sous conditions initiales.

Dans la pratique, des irrégularités, comme les variations aléatoires de la forme du coeur le long de la fibre casse cette orthogonalité légèrement. Si on suppose que la lumière incidente est polarisée sur l'un des deux axes principaux de la fibre, le champ électrique pour le mode fondamentale HE_{11} est approximativement donné par :

$$\tilde{E}(r, w) = \hat{x} \{ A(\omega) F(x, y) \exp[i\beta(\omega)z] \} \quad (2.54)$$

où $A(\omega)$ est une constante normalisée.

La distance à l'intérieur du coeur est :

$$F(x, y) = J_0(\kappa\rho) \quad \rho \leq a \quad (2.55)$$

avec : $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ est la distance radiale.

A l'extérieur du coeur le champ est écrit comme :

$$F(x, y) = \left(\frac{a}{\rho} \right)^{1/2} J_0(\kappa a) \exp[-\gamma(\rho - a)] \quad \rho \geq a \quad (2.56)$$

La constante de propagation peut être obtenue par la résolution numérique de l'équation (2.51). L'indice effectif n_{eff} du mode est en relation avec β par la relation :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.57)$$

Vu que la distribution modale $F(x, y)$ donnée par les équations (2.55) et (2.56) est compliquée à utiliser, le mode fondamentale peut être approximé par une distribution gaussienne donné par :

$$F(x, y) \approx \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2}\right] \quad (2.58)$$

avec : w paramètre de largeur.

III.3 Equation de la propagation d'impulsion dans un milieu non linéaire

L'étude des effets non linéaires dans la fibre optique implique l'utilisation de courtes impulsions. La propagation de ces impulsions dans la fibre optique va engendrer des effets non linéaires qui vont influencer la forme du spectre de l'impulsion. En utilisant les équations (2.39), (2.40) et (2.41), on peut écrire l'équation qui gouverne la propagation de l'impulsion dans un tel milieu comme [9] :

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2.59)$$

Pour une approximation d'enveloppe lentement variable, il est utile de séparer la partie rapidement variable du champ électrique en écrivant :

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + cc] \quad (2.60)$$

où ω_0 : est la pulsation centrale, \hat{x} : vecteur unité de polarisation, $E(r, t)$: le champ lentement variable avec le temps.

Les composantes de polarisation peuvent être données aussi comme [5]:

$$P_L(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + cc] \quad (2.61)$$

$$P_{NL}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + cc] \quad (2.62)$$

Le composant non linéaire est donné par :

$$P_{NL}(r, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : E(r, t) E(r, t) E(r, t) \quad (2.63)$$

On a aussi :

$$P_{NL}(r, t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(r, t) \quad (2.64)$$

La contribution non linéaire de la constante de propagation est définie comme :

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E(r, t)|^2 \quad (2.65)$$

La susceptibilité $\chi^{(3)}$ d'ordre 3, est responsable des phénomènes comme la génération de troisième harmonique, du mélange à quatre ondes (FWM) et de la réfraction non linéaire. La majorité des effets non linéaires dans la fibre optique proviennent de cette réfraction non linéaire, phénomène qui est dû à la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à l'intensité du champ qui traverse la fibre [19].

L'équation d'onde, pour une amplitude lentement variable $E(r, t)$, est donnée pour satisfaire l'équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.66)$$

\tilde{E} : Transformée de Fourier de E , $k_0 = \frac{\omega}{c}$ et :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (2.67)$$

$\varepsilon(\omega)$, est la constante diélectrique.

Il est utile d'introduire la relation de l'indice de réfraction, elle est donnée par :

$$\tilde{n} = n + n_2 |E|^2 \quad (2.68)$$

avec :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \Re(\chi^{(3)}) \quad (2.69)$$

n_2 , coefficient d'indice non linéaire.

L'équation de Helmholtz peut être résolue en utilisant la méthode de séparation de variable, elle peut nous donner deux autres équations :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] F = 0 \quad (2.70)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad (2.71)$$

La constante diélectrique peut être approximée par [5] :

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \quad (2.72)$$

où Δn est une petite perturbation donnée par :

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\tilde{\alpha}}{2k_0} \quad (2.73)$$

où $\tilde{\alpha}$ est le coefficient d'absorption, sa fonction est donnée par :

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |E|^2 \quad (2.74)$$

avec :

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \Im(\chi^{(3)}) \quad (2.75)$$

En incluant et en évaluant les pertes ainsi que la non linéarité, l'équation de propagation d'onde peut être donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (2.76)$$

A , détermine l'amplitude l'impulsion, où le paramètre non linéaire γ est donné par :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2.77)$$

Le paramètre A_{eff} détermine la surface effective du coeur, il est défini par :

$$A_{eff} = \frac{(\int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.78)$$

L'évaluation de ce paramètre nécessite l'utilisation de la distribution modale $F(x, y)$ pour le mode fondamental de fibre. A_{eff} dépend des paramètres de la fibre tel que le rayon du coeur, différence d'indice entre le coeur et la gaine.

L'équation (2.76) décrit la propagation d'une impulsion en picoseconde dans une fibre monomode, c'est l'équation de Shrodinger non linéaire (NLSE). Elle inclut les effets de pertes à travers le paramètre α , la dispersion chromatique à travers β_1 et β_2 , et le paramètre non linéaire γ .

L'enveloppe de l'impulsion se déplace à une vitesse de groupe $v_g \equiv \frac{1}{\beta_1}$ quand les effets de la dispersion du groupe de vitesse (GVD) sont gouvernés par β_2 . Le paramètre GVD peut être positif ou négatif dépendant de la longueur d'onde λ , selon qu'il soit en dessous ou au-dessus de la longueur d'onde zéros dispersion λ_D de la fibre.

Les atténuations, dispersions et non linéarités induites dans les fibres optiques



*Le temps est un grand professeur, mais
malheureusement il tue tous ses élèves.
Hector BERLIOZ (1803-1869)*

IL se passe entre les deux bouts de la fibre des phénomènes aussi divers que complexes. Nous allons introduire dans ce chapitre les principaux problèmes qui se manifestent lors de la transmission de la lumière dans un milieu autre que le vide, il faut que l'atténuation de la fibre soit relativement faible pour que l'information soit détectée à la fin du guide d'ondes. Mais en plus d'avoir une faible atténuation, le signal reçu par le détecteur doit être facilement reconnaissable. En effet, la largeur temporelle des impulsions doit demeurer relativement intacte.

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans un milieu, il subit un élargissement dans le temps que l'on appelle « la dispersion temporelle ». Cet élargissement limite le débit dans un système de communication optique, car il force à augmenter le délai entre deux impulsions.

Dans les systèmes de transmission à grande distance, les phénomènes non linéaires engendrent aussi des limitations dans la capacité des systèmes optiques, en introduisant de leur côté un élargissement dans le spectre transmis causé par l'automodulation de la Phase (SPM), ainsi que des pertes de puissances causées par les effets inélastiques causées par la diffusion de Brillouin stimulée (SBS) et la diffusion de Raman stimulée (SRS).

Ce chapitre se veut une introduction générale aux effets linéaires et non linéaires dans les fibres optiques. On note, que la dispersion du groupe de vitesse, l'effet Kerr ainsi que la diffusion Brillouin stimulée feront l'objet d'une étude plus approfondie avec simulation dans le dernier chapitre. Nous présenterons les principales causes qui entraînent la dégradation du signal lors de sa propagation dans le support.

Une première partie est consacrée à l'étude des effets d'atténuations, causes et types. Dans une deuxième partie nous aborderons les effets de dispersion. Une mise en évidence d'une modélisation a été réalisée dans le 4^{ème} chapitre, où on a simulé l'effet de la GVD, qui a été utilisé pour l'étude de l'influence de certains paramètres sur la forme des impulsions en sortie.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous présenterons les principaux effets non linéaires. L'effet Kerr, induit dans les fibres optique passives, sera décrit par deux de ses effets. Le premier effet est le mélange à quatre ondes (FWM), dans lequel l'interaction d'au moins deux signaux génère de nouvelles fréquences. Le deuxième effet que nous aborderons est l'automodulation de phase. Un travail de modélisation a été réalisé pour l'étude de l'influence de certains paramètres sur la forme des impulsions en sortie. En dernier nous allons présenter une étude sur les effets inélastiques, en l'occurrence l'effet Brillouin et Raman. Le premier effet fera l'objet d'un travail de modélisation et simulation.

I Les atténuations dans la fibre optique

Nous avons vu qu'un rayon lumineux, qui se propage le long d'une fibre optique, subit une distorsion due aux phénomènes de dispersion modale et chromatique, ce qui provoque une limitation de la puissance maximale transmise en ligne (Réduction de la bande passante totale), et une pénalisation de la réception à cause de l'effet S/B (S/Distorsion) qui doit être compensé par une puissance suffisamment élevée à l'émission.

En général, les liaisons optiques présentent aussi des caractéristiques d'atténuation (ou pertes) de la puissance optique transmise, qui peuvent être divisées en deux catégories :

- *Atténuation intrinsèque* : Ce type d'atténuation dépend des caractéristiques typiques du processus technologique de réalisation.
- *Pertes dues aux modes d'interconnexion entre fibres (épissures, connecteurs)*, elles apparaissent lors de la réalisation de la liaison de transmission.

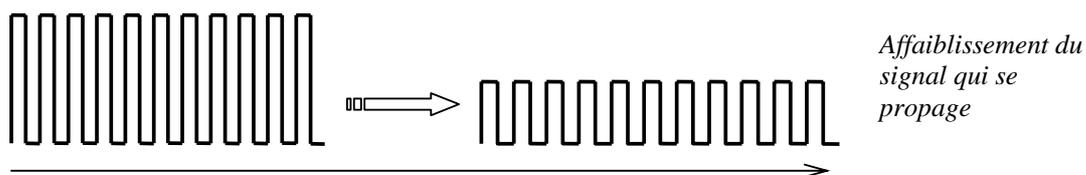


Figure 3.1 : Atténuation

I.1 Atténuation intrinsèque

Elle dépend du matériau de construction, et de la longueur d'onde avec laquelle la fibre optique va travailler, appelée longueur d'onde d'utilisation.

La courbe d'atténuation est caractérisée par :

- Une décroissance régulière aux faibles longueurs d'ondes (pour l'ultraviolet) ;
- Des pics d'amplitude variable localisés dans des zones précises ;
- Une croissance de la courbe pour les grandes longueurs d'onde (domaine infrarouge). (Fig. 3.3)

Les différentes causes d'atténuation sont :

I.1.1 Pertes par absorption

En réalité, les matériaux ne sont pas transparents, et ils n'ont pas un indice de réfraction pur. Ces matériaux sont tous plus au moins absorbants, et l'énergie absorbée sera convertie en chaleur. Cette absorption est le plus souvent exprimée sous forme d'une atténuation, où l'onde qui se propage dans une fibre le long de l'axe des z a un terme d'amplitude en $\exp(-\alpha z)$. Si P_0 est la puissance injectée à l'entrée d'une fibre d'une longueur L , la puissance transmise est donnée par [9] :

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (3.1)$$

Cette absorption provoque une atténuation des modes guidés. En générale ces pertes peuvent être négligées par suite de leurs petites valeurs, mais si on veut un calcul approximatif, on procède à une évaluation des pertes par des raisonnements de perturbation [10].

Un autre type d'absorption peut être envisagé, c'est les phénomènes d'absorption par les molécules d'hydrogène dissoutes dans la matière vitreuse de la fibre optique, et de la réaction chimique avec les composants de la fibre [3].

I.1.2 Pertes par diffusion

Les systèmes réels n'ont évidemment pas la régularité géométrique parfaite : une petite modification de la section droite. La remise en cause de l'uniformité dans la direction de propagation z va entraîner un phénomène de perturbation qui s'appelle *l'atténuation par diffusion*. On peut expliquer sa par le fait, lorsque le champ électromagnétique rencontre une irrégularité dans la section droite, il ne peut pas se changer en l'un des autres modes guidés existant dans l'autre côté de $z = 0$, qui est régie par la relation de discontinuité [10]. Ceci va

forcément composé des modes rayonnants, qui vont rayonner dans toutes les directions. La discontinuité peut engendrer une réflexion du mode incident, qui va revenir en arrière.

On peut avoir une non uniformité répartie en z , intentionnelle ou non, comme une suite de petite discontinuité de section droite. Chacun d'elle va créer ces effets de diffraction ou de réflexion. [10]

I.1.3 Atténuation par diffusion de RAYLEIGH

A cause de la non homogénéité du matériau, le rayon lumineux subit une diffusion dans toutes les directions (*Figure 3.2*)

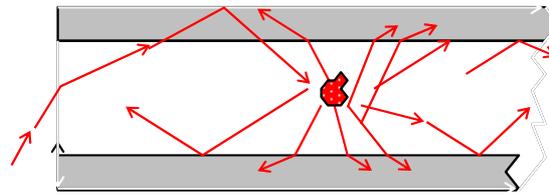


Figure 3.2 : Diffusion de Rayleigh.

Une partie des rayons diffusés sortent du cœur de la fibre et se dispersent dans la gaine, provoquant ainsi une perte de puissance de l'énergie lumineuse transmise, donc une atténuation du signal qui est fonction de λ , et qui décroît rapidement lorsque λ augmente. La non homogénéité de la fibre optique est due à la présence de particules métalliques, des bulles, de petits cristaux...etc. Ces imperfections peuvent être éliminées par un traitement approprié du matériau ; mais la non homogénéité intrinsèque ne peut être éliminée. Celle-ci est causée par les variations thermiques et consistent en une fluctuation des densités des liquides et donc du verre qui est un liquide à viscosité très élevée (Annexe A).

I.2 Atténuation extrinsèque

Il existe une deuxième cause qui peut engendrer des pertes, elle se réside dans la façon dont les liaisons sont mises en œuvre.

Les pertes sont :

- **Pertes dues aux courbures** : Les obstacles sur terrain peuvent nécessairement nous obliger à courber la fibre optique afin de les franchir. A l'intérieur du câble cette fibre suit un trajet hélicoïdal, c'est une courbure.
- **Pertes dues aux microcourbures** : Dans une transmission par fibre optique, la fibre peut entrer en contact avec les éléments constitutifs du câble, ce qui peut créer des microcourbures.

- **Pertes dues aux connexions** : Les épissures qui relient les extrémités d'une fibre optique d'une façon permanente, ainsi que les raccordements entre la fibre et les équipements d'émission et réception, peuvent introduire des pertes. On peut citer par exemple :
 - Décalage axial
 - Décalage angulaire
 - Distance entre deux fibres

1.3 Spectre des pertes

L'allure typique de l'atténuation intrinsèque des fibres optiques, due aux phénomènes de diffusion et d'absorption, en fonction de la longueur d'onde est indiquée par la figure (3.3).

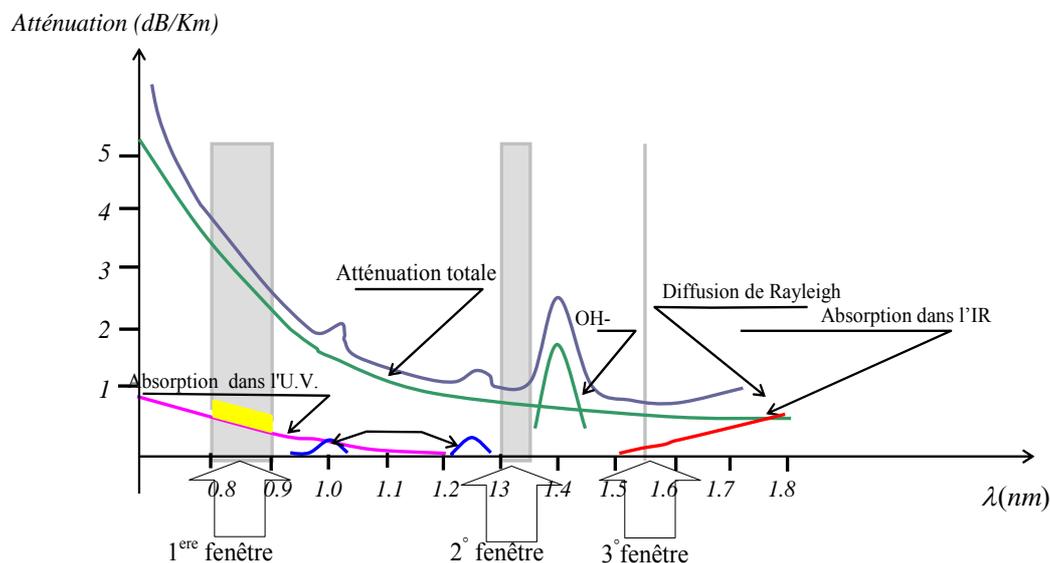


Figure 3.3 : Atténuation intrinsèque de la fibre optique

La figure (3.3) montre le spectre des pertes d'une fibre en silice. Le minimum des pertes est obtenu près de la longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$, soit environ 0.2dB/Km . Par contre il y a des pertes considérables pour les courtes longueurs d'ondes.

La contribution de plusieurs paramètres dans le spectre de pertes peut être notée avec les effets de l'absorption du matériel et la diffusion de Rayleigh. La silice a une résonance électrique dans la région ultraviolet et une résonance vibrationnelle au delà de la région infrarouge (au delà de $2\mu\text{m}$). Cependant, une petite élévation d'impureté peut conduire à une absorption significative. Dans le côté pratique, les plus importantes impuretés qui affectent les pertes dans la fibre sont les ions OH^- . Le pic visible sur la figure ci-dessus, près de $1.4\mu\text{m}$, est dû à la méthode de fabrication des fibres et n'est nullement une limite théorique, puisque

de nouvelles recherches ont abouties au développement d'un procédé de fabrication de fibre monomode diminuant très fortement le pic de OH^- à $1.4\mu m$, ce qui ouvre une quatrième fenêtre optique et permettra l'exploitation de nouvelles longueurs d'ondes entre 1.3 et $1.5\mu m$. Ces fibres sont connues sous le nom de ARWaves [20].

Les systèmes de transmission tiennent compte de cette courbe d'atténuation, afin d'utiliser les fibres optiques dans des intervalles dits fenêtres optiques plus convenant quant aux effets de l'atténuation. A cet effet, la technologie des fibres, les dispositifs d'émission et de réception sont optimisés pour leur utilisation dans les fenêtres suivantes :

- Première fenêtre : $800 < \lambda < 900 \text{ nm}$
- Deuxième fenêtre $\cong 1300 \text{ nm}$
- Troisième fenêtre : $1550 < \lambda < 1600 \text{ nm}$.

II La dispersion

Le mécanisme de distorsion du signal, considéré comme un effet de dispersion de la fibre optique, limite la capacité de transmission. Les phénomènes qui provoquent la déformation du signal durant sa propagation dans la fibre sont de trois types :

- Dispersion modale,
- Dispersion du guide d'onde,
- Dispersion du matériau.

II.1 La dispersion modale

Dans une fibre optique multimode se propagent plusieurs modes, chacun avec une vitesse différente propre à chaque longueur d'onde. L'énergie lumineuse transmise dans la fibre se répartie entre les différents modes qui se propage dans le cœur.

Considérons une fibre à gradient d'indice à l'intérieur de laquelle se propagent trois modes, effectuant des parcours différents. Comme l'indice de réfraction n_1 est constant dans tout le cœur, les trois rayons possèdent la même vitesse de propagation :

$$v = \frac{c}{n_1} \quad (3.2)$$

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

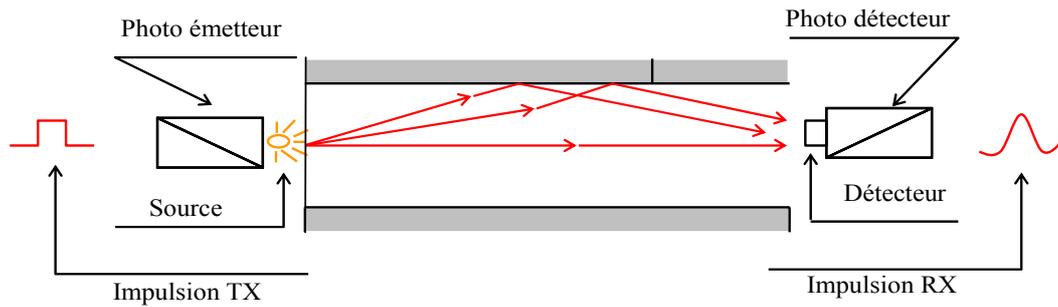


Figure 3.4 : Distorsion d'impulsion restituée en réception, provoquée par la dispersion modale

La longueur de la liaison et l'ouverture numérique influent notamment sur la distorsion de l'impulsion électrique. En effet, plus grande est la distance que parcourent les rayons lumineux, plus grands sont les retards engendrés ; donc plus grande est la distorsion. Plus grande également est l'ouverture numérique, plus grand est le nombre de rayons dans la fibre, engendrant ainsi une dispersion modale plus importante.

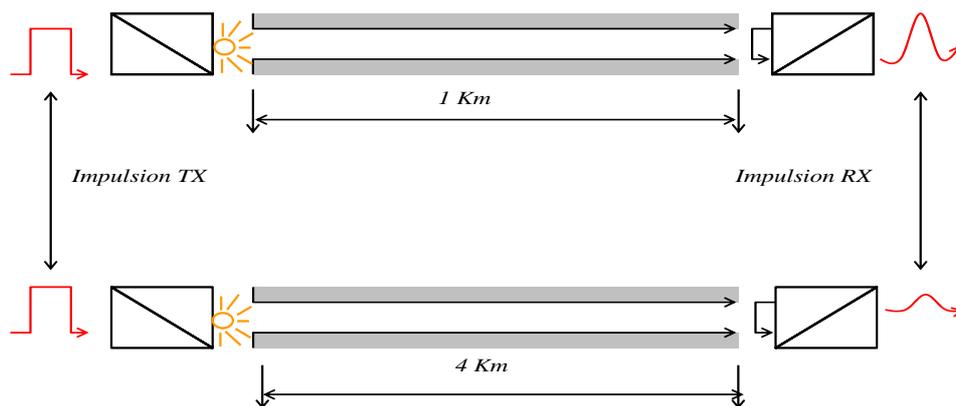


Figure 3.5 : Influence de la longueur de la fibre sur la distorsion modale

II.1.1 La dispersion modale pour la fibre à saut d'indice

Pour les fibres multimodes, chaque mode est caractérisé par un rayon lumineux, dont le chemin de parcours et la vitesse de propagation est bien spécifique. Le rayon lumineux traversant la fibre optique est décomposé en plusieurs rayons qui présentent des angles d'incidences différents, ce qui procure pour chaque rayon une distance de parcours différent, ainsi qu'une vitesse de propagation, c'est la notion de « mode ».

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

Le délai du temps entre la plus rapide et la plus lente pulsation est la distorsion du délai de la pulsation modale, elle est donnée par [21]:

$$\Delta\tau_{\text{modal}} = \frac{L(n_1 - n_2)}{c} \left(1 - \frac{\pi}{V}\right) \quad (3.3)$$

où L est la longueur de la fibre et V est un paramètre qui décrit la structure du mode.

V est donné par :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (3.4)$$

Cette expression présente seulement la différence dans le temps de propagation. Nous notons, que la fibre qui possède le plus de modes est celle dont V est supérieur à 10. On note aussi que l'approximation la plus utile est [13] :

$$\Delta\tau_{\text{modal}} \approx \frac{L\Delta n_1}{c} \quad (3.5)$$

Une fois l'étalement de l'impulsion $\Delta\tau$, qui est causé par la dispersion modale, est trouvé, nous pouvons calculer le débit maximum que la fibre peut supporter. Le débit maximum est donné par :

$$B_{R\text{max}} = \frac{1}{4\Delta\tau} \quad (3.6)$$

La limitation de l'étalement de l'impulsion, causée par la dispersion modale, peut alors être liée à l'expression du débit :

$$B_{R\text{max}} = \frac{1}{4\Delta\tau_{\text{modal}}} \quad (3.7)$$

II.1.2 Dispersion modale pour la fibre à gradient d'indice

Pour la fibre à gradient d'indice, il nous faut estimer l'inhomogénéité de la vitesse de la lumière dans la fibre. La figure (1.12), dans le chapitre 1, montre clairement le trajet sinusoïdal du rayon lumineux. Particulièrement, nous notons, malgré que les modes d'ordre élevé possèdent la plus longue longueur de chemin à cause de leur excursion supplémentaire par rapport à l'axe, leur vitesse moyenne s'élève à cause d'une augmentation relative de la vitesse (le rayon se déplaçant loin de l'axe central du cœur). Pour une approximation du premier ordre, l'effet du long chemin parcouru est annulé par l'effet de la haute vitesse. Ce qui nous donne, un temps de parcours égal entre les modes de faibles vitesses et les modes de hautes vitesses, donnant ainsi un croisement entre modes. Le délai de temps de cette propagation des modes est donné par [21]:

$$\tau_{\text{modal}} = \frac{LN_{g1}}{c} \left(1 + \frac{g-2-\varepsilon}{g+2} \Delta \left(\frac{m}{N} \right)^{g/(g+2)} + \frac{\Delta^2}{2} \frac{3g-2-2\varepsilon}{g+2} \left(\frac{m}{N} \right)^{2g/(g+2)} + f(\Delta^3, \Delta^4, \dots) \right) \quad (3.8)$$

Où g désigne le profil d'indice, et f est la mise de la suite des termes $\Delta^3, \Delta^4, \dots$. On a aussi :

$$\varepsilon = -\frac{2n_1}{N_{g1}} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda} \quad (3.9)$$

$$N_{g1} = n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \quad (3.10)$$

$$N = a^2 \Delta k^2 n_1 \left(\frac{g}{g+2} \right) \quad (3.11)$$

Les termes $\frac{d\Delta}{d\lambda}$ et $\frac{dn_1}{d\lambda}$ sont respectivement la dépendance de la matière et la dépendance en longueur d'onde. Ils sont déterminés par l'étude du matériau utilisé pour la fabrication de la fibre. De l'équation (3.8), nous notons que le terme qui est linéaire dans Δ , peut être éliminé si le profil d'indice est choisi avec une valeur optimum, sa valeur est donnée par : [21]:

$$g = g_{\text{opt}} = 2 - \frac{2n_1}{N_{g1}} \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda} \quad (3.12)$$

L'expression du profil d'indice optimum est donnée par [21] :

$$g_{\text{opt}} \approx 2 - \frac{12\Delta}{5} \quad (3.13)$$

On peut dire que les fibres à gradient d'indice ont un profil d'indice optimum g_{opt} qui minimise le délai du temps des modes. Le délai $\Delta\tau_{\text{modal}}$ de l'ordre inférieur à l'ordre supérieur est donné par [21] :

$$\Delta\tau_{\text{modal}} = \begin{cases} n_1 \Delta \frac{(g + g_{\text{opt}})L}{(g+2)c} \dots\dots\dots g \neq g_{\text{opt}} \\ \frac{n_1 \Delta^2 L}{2c} \dots\dots\dots g = g_{\text{opt}} \end{cases} \quad (3.14)$$

$\Delta\tau_{\text{modal}}$ peut être négatif ; ceci est possible si les modes d'ordre supérieurs arrivent avant les modes d'ordre inférieurs. En comparant la dispersion modale des fibres multimodes à saut d'indice avec celles à gradient d'indice, on constate qu'elles sont équivalentes.

Les imperfections dans la construction de la fibre peuvent altérer la qualité de la transmission, en provoquant un mélange de modes, sans quoi la dispersion modale aurait une allure linéaire avec la longueur de la fibre. Ce sont les imperfections intrinsèques de la fibre, en particulier : Imperfection de la gaine (Irrégularité de sa surface), imperfection du cœur (sa conicité), imperfection des épissures.

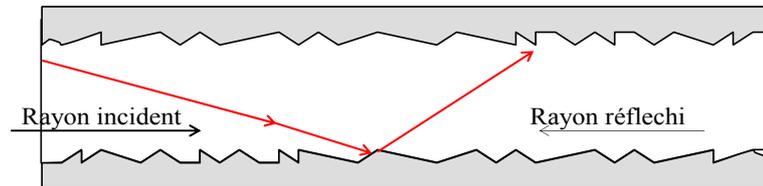


Figure 3.6 : Dispersion modale due à l'imperfection de la gaine (Variation de la direction des rayons provoquée par la conicité du cœur)

II.2 Dispersion du guide d'onde

Ce phénomène est essentiellement dû à la structure géométrique de la fibre, et en particulier aux dimensions réduites du diamètre du cœur (10 à 50 μm). Ce phénomène est particulièrement spécifique aux fibres monomodes, et habituellement négligeable dans la fibre multimodes.

En effet, une partie de la puissance optique transportée par le mode fondamental se propage aussi dans la gaine (Figure.3.7). Les indices de réfraction de la gaine et du cœur étant différents ; la lumière se propage donc à des vitesses différentes ($v = c/n$).

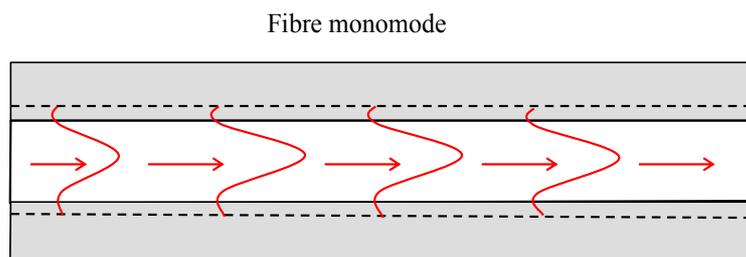


Figure 3.7 : Dispersion (propagation) d'une partie de la puissance optique dans la gaine (différence d'indices de réfraction cœur : gaine) dite dispersion de guide d'onde

La dispersion du guide d'onde résulte de l'existence de la constante de propagation du mode. En particulier, le délai causé par la dispersion du guide est donné par :

$$\tau_{\text{guid}} = \frac{L}{C} \frac{d\beta}{dk} \quad (3.15)$$

On peut encore définir la constante de propagation normalisée qui est très utile dans le calcul de la dispersion du guide, elle est donnée par :

$$b = \frac{\left(\frac{\beta^2}{k^2}\right) - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \approx \frac{\left(\frac{\beta^2}{k^2}\right) - n_2}{n_1 - n_2} \quad (3.16)$$

Une autre expression de β peut être écrite aussi comme :

$$\beta \approx n_2 k (b\Delta + 1) \quad (3.17)$$

En remplaçant l'équation (3.17) dans (3.15) nous obtiendrons :

$$\tau_{\text{guid}} \approx \frac{L}{C} (n_2 + n_2 \Delta \cdot \frac{d(kb)}{dk}) \quad (3.18)$$

En utilisant l'approximation du guidage faible $\Delta \ll 1$, la vitesse normalisée peut être donnée par :

$$V \approx k n_2 \sqrt{2\Delta} \quad (3.19)$$

D'où on peut écrire :

$$\tau_{\text{guid}} \approx \frac{L}{C} (n_2 + n_2 \Delta \cdot \frac{d(Vb)}{dV}) \quad (3.20)$$

On peut avoir le temps de retard causé par la dispersion en fonction de la longueur d'onde, et en négligeant le terme constant nous obtiendrons :

$$\tau_{\text{guid}}(\lambda) \approx \frac{n_2 \Delta L}{C} \frac{d(Vb)}{dV} \quad (3.21)$$

On peut constater que l'élargissement de l'impulsion, dû à l'effet dispersif du guide, est négligeable devant la dispersion du matériau (dispersion modale).

Nous allons maintenant inclure l'effet de la longueur du spectre du signal source. La différence dans le temps de propagation $\Delta \tau_{\text{guid}}$ est :

$$\Delta \tau_{\text{guid}} = \Delta \lambda \frac{d\tau_{\text{guid}}}{d\lambda} = \Delta \lambda \frac{dV}{d\lambda} \frac{d\tau_{\text{guid}}}{dV} \quad (3.22)$$

Nous avons $V = 2\pi n_1 \sqrt{2\Delta}$, d'où on peut montrer que :

$$\frac{dV}{d\lambda} = -V/\lambda \quad (3.23)$$

Aussi en utilisant l'équation (3.21) nous pouvons avoir l'équation de la dispersion du guide. Elle est donnée par:

$$\Delta \tau_{\text{guid}} = -\frac{V}{\lambda} \Delta \lambda \frac{d\tau_{\text{guid}}}{dV} \approx \frac{n_2 L \Delta}{C} (V \frac{d^2(Vb)}{dV^2}) \quad (3.24)$$

On peut définir la constante de propagation normalisée b ; comme étant égale à :

$$b(V) = 1 - \frac{u^2}{V^2} = \frac{(\beta^2/k^2) - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \approx \frac{\beta/k - n_2}{n_1 - n_2} \quad (3.25)$$

d'où :

$$\beta = k\sqrt{n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)b} \quad (3.26)$$

II.3. Dispersion du matériau

Un matériau, d'indice de réfraction n , est dit dispersif si la vitesse de phase d'une onde plane qui s'y propage varie en mode non linéaire avec la longueur d'onde. Donc, la dispersion du matériau est causée par la vitesse de la lumière. Par conséquent elle peut être une fonction de la longueur d'onde. La figure (3.8) montre l'évolution de l'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde dans la silice.

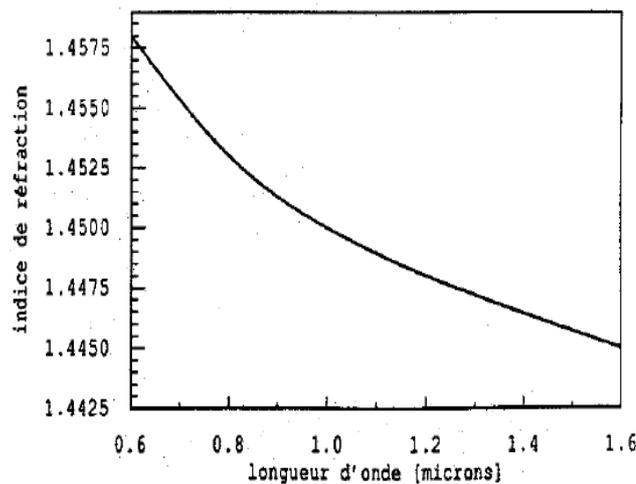


Figure 3.8 : Indice de réfraction en fonction de longueur d'onde. Réf [9]

Pour mieux comprendre le phénomène de la dispersion du matériau faisant référence à l'expérience de NEWTON. Un faisceau de lumière blanche, après avoir traversé un prisme de verre se décompose en une série de couleurs diverses, l'ensemble représente le spectre de la lumière visible. Cela signifie que chaque composante, des différentes longueurs d'ondes qui constituent le faisceau de lumière blanche (couleurs), subit une réfraction différente, étant donné que l'indice de réfraction considéré est fonction de la longueur d'onde.

Par exemple, le violet est plus dévié que le rouge car l'indice du verre est plus élevé pour le violet que pour le rouge. Le tableau 1 indique différentes valeurs d'indice de réfraction du verre pour les différentes couleurs du spectre visible.

<i>Couleurs</i>	<i>Indice de réfraction (n)</i>
<i>Violet</i>	<i>1,607</i>
<i>Bleu</i>	<i>1,594</i>
<i>Vert</i>	<i>1,581</i>
<i>Jaune</i>	<i>1,575</i>
<i>Orange</i>	<i>1,571</i>
<i>Rouge</i>	<i>1,569</i>

Tableau 2 : valeur d'indice de réfraction

Parce que n est défini comme un rapport $\frac{c}{v}$, on peut conclure que la différence des indices de réfraction indique que les rayons de longueur d'onde λ se propagent dans le milieu avec des vitesses différentes selon les caractéristiques physiques du milieu.

Si V_v et V_r sont les vitesses de propagation des rayons violets et rouges alors les indices de réfraction relatifs résultants sont :

$$N_v = \frac{c}{v_v} = 1,607 \quad (3.27)$$

$$N_r = \frac{c}{v_r} = 1,569$$

En utilisant la relation $\lambda = v \cdot T$ on en déduit :

$$\lambda_v = v_v \cdot T = 400nm \quad (3.28)$$

$$\lambda_r = v_r \cdot T = 600nm$$

La relation de dispersion du matériau est donnée comme étant [21] :

$$\Delta\tau_{mat} = -\frac{L}{C} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\lambda^2 \cdot \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right) \quad (3.29)$$

où $\Delta\lambda$ est la largeur du spectre de la source, λ est la longueur d'onde nominale de la source et $\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2}$ la dérivée seconde de l'indice du cœur avec réfraction.

II.4 Dispersion chromatique

Quand une onde électromagnétique interfère avec les électrons liés d'un diélectrique, la réponse du support dépend de la fréquence optique ω . Cette propriété, connu sous le nom de dispersion chromatique, se manifeste à travers la dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction $n(\omega)$. L'origine de la dispersion chromatique est liée à la caractéristique des fréquences de résonance pour lesquelles le support absorbe les radiations électromagnétiques à travers les oscillations des électrons liés.

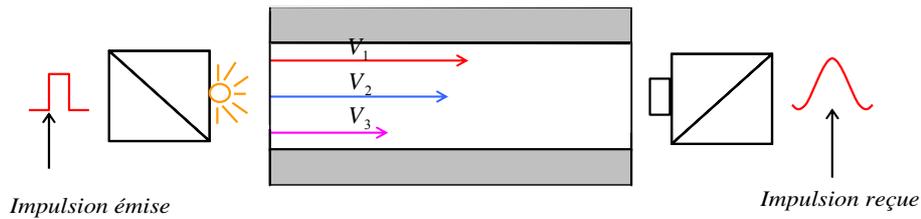
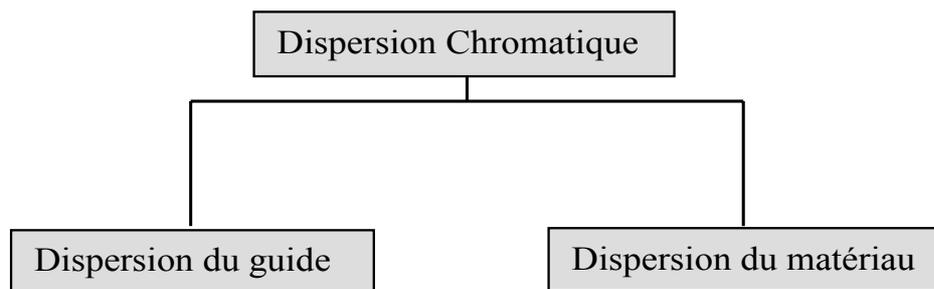


Figure 3.9 : Dispersion chromatique

En d'autres termes, la déformation de l'impulsion qui se propage dans la fibre est due au fait que la source transmet des impulsions qui contiennent une distribution bien déterminée de longueurs d'ondes autour de l'onde centrale. Chaque longueur d'onde se propage avec une vitesse différente causant ainsi l'élargissement de l'impulsion originale.

La dispersion du matériau et celle du guide d'onde se combinent ensemble donnant lieu à une dispersion dite *DISPERSION CHROMATIQUE*.



La dispersion joue un effet critique à l'égard de la propagation des courtes impulsions, puisque les différentes composantes spectrales associées à l'impulsion voyagent à des vitesses différentes, ceci introduit un élargissement du spectre qui peut être néfaste pour les télécommunications optiques.

Les effets de dispersion dans la fibre sont estimés par le développement de la constante de propagation du mode β par la série de Taylor par rapport à la fréquence ω_0 , pour laquelle le spectre est centré.

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (3.30)$$

$$\text{où : } \beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.31)$$

Les paramètres β_1 et β_2 sont reliés à l'indice de réfraction par les relations suivantes [9]:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (3.32)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (3.33)$$

Avec n_g est l'indice du groupe, v_g la vitesse du groupe. Leur graphe de variation est donné par la figure (3.10).

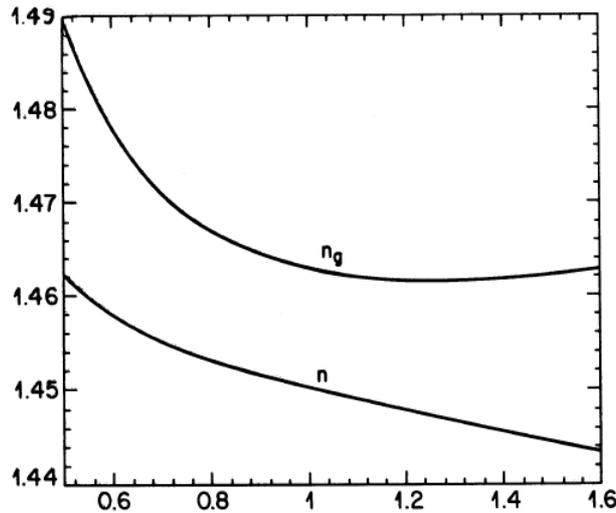


Figure 3.10 : Variation de l'indice de réfraction n et l'indice de groupe n_g en fonction de la longueur d'onde (Réf [9])

Le paramètre β_2 représente la dispersion de la vitesse du groupe, et il est responsable de l'élargissement de l'impulsion. Ce phénomène est connu comme la dispersion en groupe de vitesse (GVD). La plus importante caractéristique est que β_2 soit égal à zéro, pour une valeur de λ égale à $1.27 \mu\text{m}$ (Fig.3.11), est devient négatif au delà de cette valeur ; cette longueur d'onde est connue comme étant la longueur d'onde à zéro dispersion.

On note, que l'équation 3.30 peut contenir un terme cubique, le coefficient d'ordre trois est appelé paramètre de dispersion d'ordre 3. Ce type de paramètre apparaît pour une propagation des impulsions ultracourtes.

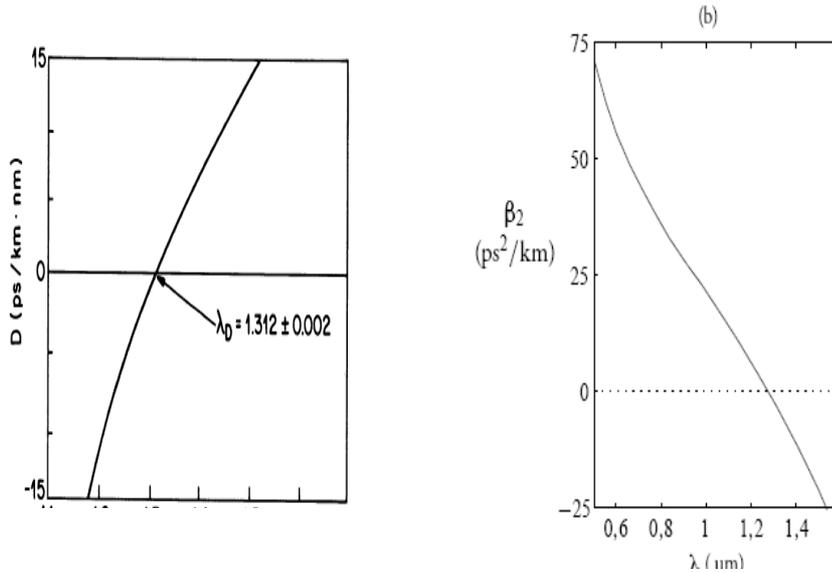


Figure 3.11 : Dispersion totale d'une fibre monomode, et la variation du paramètre de dispersion Réf. [9]

La figure 3.11 illustre la dispersion totale d'une fibre monomode, cette valeur est connue par la notation D , elle est donnée par :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx \frac{\lambda d^2 n}{cd\lambda^2} \quad (3.34)$$

Ce paramètre représente le temps de retard d'étalement par unité de longueur d'onde, il est équivalent à β_2 . On note que la dispersion du matériau peut être prédominante lorsque la source a une grande largeur de raie (diode électroluminescente – DEL par exemple)

Remarques

Il est important de noter qu'il est possible, pour des longueurs d'ondes λ bien déterminées et pour certaines valeurs des paramètres caractéristiques (profil d'indice), que les deux effets se combinent de telle sorte à donner lieu à une Dispersion Totale nulle.

Aussi, pour corriger la dispersion chromatique, on fait appel à un réseau de Bragg à pas variable. Un réseau de Bragg à pas constant se comporte comme un filtre pour une longueur d'onde donnée. Avec un réseau à pas variable, on travaille sur toute une bande spectrale, on ralentit les longueurs d'onde les plus rapides. En optimisant la variation continue du pas du réseau, le signal issu de ce réseau retrouve sa forme d'origine.

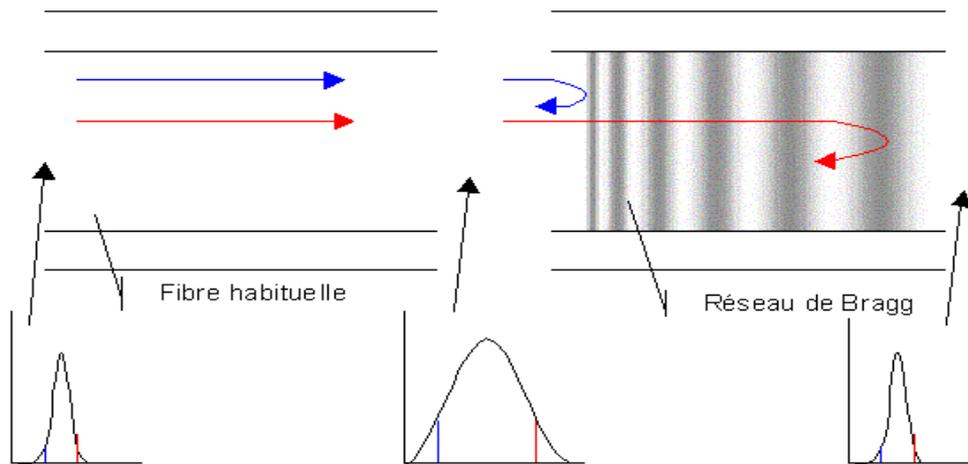


Figure 3.12 : Effet sur un signal d'une fibre à réseau de Bragg à pas variable

En conclusion, Les figures 3.13 et 3.14 illustrent les effets de la dispersion modale et chromatique sur la propagation de l'impulsion optique le long de la fibre, et mettent en évidence comment les comportements des composantes de l'impulsion déterminent la distorsion de l'impulsion en réception

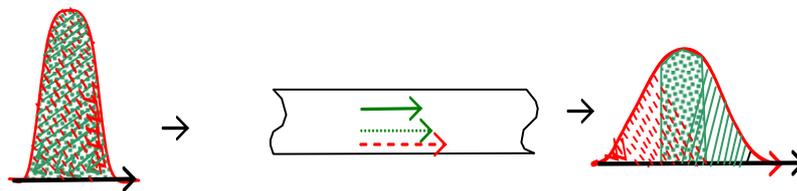


Figure 3.14 : Effet de la dispersion chromatique

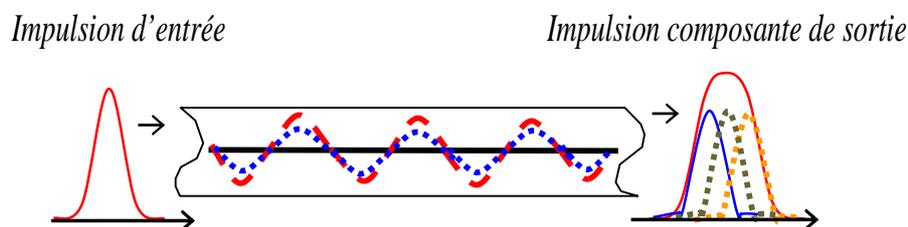


Figure 3.13 : Effet de la dispersion modale

- L'impulsion en réception est la somme des impulsions composantes qui se propagent en temps différents (parcours différents).

- Propagation avec des vitesses différentes, composantes du signal de longueurs d'ondes diverses.

II.5 La dispersion du mode de polarisation

Le phénomène de dispersion est lié au caractère vectoriel de la lumière : il est appelé *Dispersion de Mode de Polarisation ou PMD*.

Les fibres optiques monomodes permettent en fait la propagation de deux modes de propagation dont les polarisations sont orthogonales. Lorsque la fibre présente une symétrie circulaire, ces deux modes de polarisation se propagent avec la même vitesse de groupe. En revanche, lorsque la symétrie circulaire est brisée, ce qui est en pratique toujours le cas, les vitesses de groupe sont différentes : la PMD représente alors la différence entre les temps de groupes associés aux deux modes de polarisation orthogonaux. La PMD partage ainsi avec les phénomènes de dispersion usuels, la propriété de provoquer la déformation temporelle du signal transmis. De façon plus précise, la PMD repose sur deux phénomènes :

- La biréfringence, qui est la différence entre les vitesses de phase associées aux deux modes de polarisation orthogonaux. Elle résulte de l'asymétrie géométrique du profil d'indice et du profil de contrainte résiduelle. C'est elle qui est à l'origine de la différence entre les vitesses de groupe des deux modes de polarisation.
- Le couplage de mode qui est la conséquence de la faiblesse de la biréfringence dans les fibres de télécommunication. En raison de cette faiblesse, les deux modes de polarisation peuvent facilement se coupler et échanger de l'énergie. En fait, tout au long de la propagation dans une fibre réelle, des imperfections telles que des courbures ou des torsions réparties de façons aléatoires le long de la fibre vont entraîner un couplage permanent entre les deux modes de polarisation. Ce couplage peut varier dans le temps et dans l'espace, du fait de la variation de température ou de défauts distribués le long de la fibre, ce qui confère un comportement de type Brownien à la PMD : la PMD croît donc comme la racine carrée de la distance de propagation.

Le couplage de mode tend ainsi à réduire la PMD mais la rend difficilement contrôlable en lui donnant un caractère aléatoire [22].

La puissance de la biréfringence du mode est donnée par [9] :

$$B_m = \frac{\beta_x - \beta_y}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (3.35)$$

où n_x et n_y , sont les indices de réfraction du mode pour deux états de polarisation orthogonales.

Dans les fibres standards, B_m n'est pas constant le long de la fibre, mais change aléatoirement à cause des fluctuations de la forme du cœur et les déformations anisotropiques.

Si une impulsion, qui excite les deux modes de polarisation, est injectée dans la fibre, ces deux composantes voyagent dans la fibre avec différentes vitesses, causant ainsi un élargissement de l'impulsion.

La PMD induit un élargissement relativement petit par rapport à celui de la GVD. Elle affecte les systèmes de transmission qui travaillent avec des distances dont la longueur est proche de la longueur zéro dispersion de la fibre. Des solutions ont été élaborées, en transmettant la lumière avec un changement d'état de polarisation. Ces fibres sont appelées «*fibres à polarisation préservée* ».

III La mise en avantage des effets de dispersion

Les fibres monomodes avec profil à saut d'indice, amplement utilisées aujourd'hui dans les systèmes de transmission, présentent un inconvénient principal, qui réside dans le fait que la largeur de la fenêtre à basse dispersion ($< 3 ps/nm/Km$) est limitée à l'intérieur de $\lambda = 1300nm$ et ne coïncide pas avec la fenêtre à basse atténuation ($< 0.25dB/Km$) de la fibre à silice à $\lambda = 1500nm$.

Dans la perspective d'améliorer cette situation (non correspondance des fenêtres à basses dispersion et atténuation) des fibres monomodes, on utilise un autre type de fibre non limité ni en atténuation et ni en dispersion

Nous avons vu que la distorsion chromatique totale de la fibre monomode est une combinaison de deux composantes :

- la dispersion du matériau
- la dispersion du guide d'onde

La dispersion du matériau est due à la dépendance de la longueur d'onde λ en fonction de l'indice de réfraction n ; cependant la dispersion du guide d'onde dépend du profil d'indice de la fibre. Les deux composantes peuvent être de signes opposés, et peuvent différer en valeur absolue. Ainsi il est possible, en agissant sur les caractéristiques qui déterminent les dispersions du matériau et du guide d'onde, de modifier la dispersion totale selon les exigences et les nécessités spécifiques.

Normalement, il est suffisant de changer la forme du profil d'indice pour obtenir des variations dans la valeur de la dispersion totale. Parmi les fibres qui peuvent être réalisées avec des profils d'indices différents, et présentant des perspectives intéressantes on cite :

III.1 Les fibres à saut d'indice à dispersion décalée DS (dispersion shifted)

La dispersion dans la silice peut être ajustée par un dopage du cœur de la fibre par G_eO_2 . La dispersion du guide d'onde dépend du rayon du cœur, d'une petite variation de l'indice de réfraction de la fibre Δ et de la forme du profil de la fibre g . Un grand nombre des ajustements du profil de la fibre peut être fait afin de régler la longueur d'onde zéro dispersion. Pour un profil à saut d'indice le rayon du cœur a se réduit au moment où le fractionnel d'indice fait changer Δ . Il est exigé de prendre la longueur d'onde de coupure pour le deuxième bas mode, le mode LP_{11} , entre 1 et $1.3\mu m$, afin de garder la distribution d'énergie confinée au centre de la fibre. Ce qui nécessite d'avoir V entre 1.5 et 2.4. L'équation de V indique que la diminution quadratique de a implique une augmentation quadratique dans Δ , ceci permettra de garder V constant (Eq.3.23).

Malheureusement, ces fibres font augmenter les pertes ($0.30dB/Km$ ou plus à $1.5\mu m$), se qui semble dû à la forte concentration du dopage de Germanium dans le cœur. Au moment où plusieurs variétés et modèles de différentes formes de fibres, qui sont proposées avec une seule gaine, aucune d'entre elles n'a présenté une capacité de produire un décalage de dispersion pour une fibre à saut d'indice avec des pertes comparables à celle d'une fibre non décalée.

III.2 Les fibres à gradient d'indice à dispersion décalée

C'est une fibre à gradient d'indice avec plus de paramètres de manipulation. Un de ces paramètres et le profil d'indice de réfraction du cœur g , dont l'équation est donnée par [21]:

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^g} \quad (3.36)$$

L'utilisation d'un profil d'indice triangulaire, décale la longueur d'onde à la zéro dispersion sans problème. Ce profil a l'avantage de garder le diamètre du champ de mode petit. La longueur d'onde de coupure du mode LP_{11} est normalement bien basse ; ce désavantage potentiel fait augmenter la susceptibilité des pertes par microcourbures. La solution à cette valeur basse de la longueur d'onde de coupure est d'utiliser un profil d'indice triangulaire déprimé [21].

III.3 Fibre multimodes à dispersion décalée

Il y a plusieurs profils compliqués qui peuvent donner un large éventail de paramètres au concepteur, afin d'essayer d'optimiser les performances de la fibre optique. Le double revêtement de la fibre est utilisé largement pour la dispersion aplatie, mais aussi travaillé avec des dispersions décalées. Autre désigne qui incorpore un profil triangulaire centré, avec fibre dont on augmente le revêtement extérieur, ce qui produit la fibre à dispersion décalée, avec des pertes moins de $0.17\text{dB} / \text{Km}$ à 1500nm .

III.4 Les fibres à dispersion aplatie DF (dispersion flattened)

Afin de minimiser l'effet de la dispersion avec moins de pertes, entre les longueurs d'onde 1300nm et 1500nm , une nouvelle approche est suggérée par l'utilisation d'un profil de cœur quadratique. Cette technique est appelée la dispersion aplatie (Zéro dispersion peut se produire vers la fin du spectre). La fibre à dispersion aplatie permet l'utilisation de plusieurs longueurs d'ondes avec des pertes raisonnables, et des performances liés à la dispersion. Comme il a été déjà dit, les profils multicouches peuvent être utilisés successivement pour aplatir les caractéristiques de la dispersion des fibres. La forme du profil à saut d'indice peut réaliser une dispersion qui peut être aplatie seulement s'il y a de hautes pertes inadmissibles.

Les fibres à dispersion décalée sont réalisées de telle sorte que la valeur minimale de l'atténuation (pour $\lambda = 1500\text{nm}$) coïncide avec la valeur minimale de la dispersion. Ce type de fibre est réalisé soit :

- avec un profil à saut d'indice, en réduisant les dimensions du diamètre du cœur.
- avec des profils d'indices plus complexes : triangulaire et trapézoïdal

Les fibres à dispersion aplatie présentent par contre des valeurs de dispersions de valeurs basses (faibles) dans un intervalle de longueur d'onde λ ($\lambda = 1290\text{nm}$ à $\lambda = 1600\text{nm}$), et contrôlent en particulier la valeur de n et le profil d'indice.

Dans la figure 3.36 est illustré l'allure de la courbe de la dispersion totale en fonction de la longueur d'onde λ en base du profil d'indice de réfraction pour fibre de type SM (Single Mode), DS et DF.

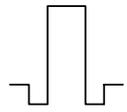
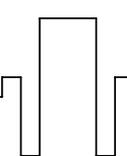
Type de fibre	Profil d'indice	Longueur d'onde à dispersion totale nulle	Atténuation dB/Km	
			$\lambda = 1330 \text{ nm}$	$\lambda = 1550 \text{ nm}$
SM		$\approx 1300 \text{ nm}$	$\leq 0,40$	$\leq 0,25$
DS	 Distance entre deux répéteurs > 80 Km	$\approx 1550 \text{ nm}$	$\leq 0,45$	$\leq 0,23$
DF	 Utilisation du Laser ou des Led à au haut débit	1330 à 1600 nm < [1,5ps/(ns .Km)]	$\leq 0,35$	$\leq 0,23$

Tableau 2: Caractéristiques de dispersion chromatique totale et d'atténuation pour fibre monomodes SM, DS et DF (Réf 17)

IV Bande passante totale de la Fibre Optique

Dans un système de transmission, il est indispensable que le signal atteigne sa destination sans altération, afin de pouvoir le reconnaître en réception. Dans le cas spécifique d'une liaison à fibre optique, les dispersions modales et chromatiques provoquent l'élargissement dans le temps du signal électrique obtenu par conversion optique/électrique.

Si à travers le convertisseur électrique/optique on envoie dans la fibre deux impulsions de durée brèves très proches dans le temps, on obtient en réception deux signaux ayant une forme d'une onde de type Gaussienne à cause de la distorsion subie par les deux signaux (Figure 3.15).

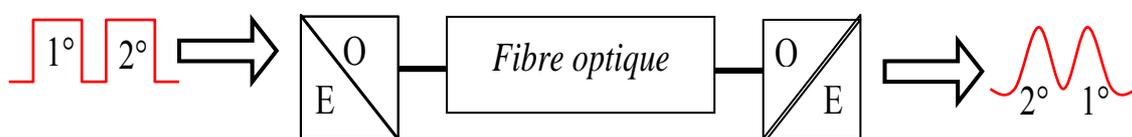


Figure 3.15 : Distorsion des impulsions à la réception provoquée par la dispersion de la fibre

Si on rapproche les deux impulsions, dans le temps, elles provoquent en réception une interférence dite inter-symboles, qui jusqu'à une certaine limite permettra encore leur reconnaissance en réception (Figure 3.16). Pour cette raison, il est indispensable qu'un

intervalle de temps minimum T soit intercalé entre les impulsions transmises, ayant pour conséquence une limitation en fréquence de la bande du système.

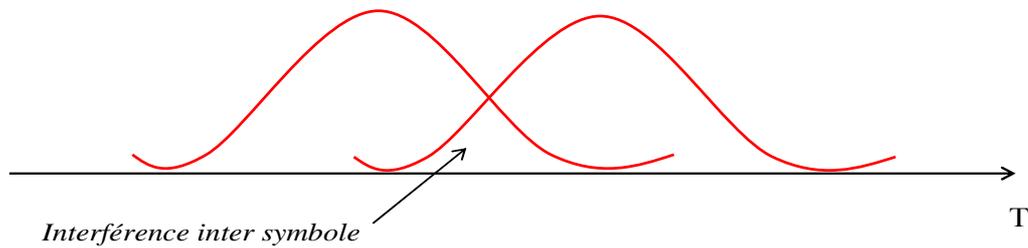


Figure 3.16 : Impulsions rapprochées dans le temps les unes des autres engendrant en réception des interférences inter symboles

La définition de la bande passante totale B_T , qui dépend de l'effet conjonctif des deux phénomènes de dispersion modale et chromatique, permettra de stabiliser la fréquence maximale transmissible en ligne.

La bande totale est définie par l'expression [3]:

$$B_{Total} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{B_m^2} + \frac{1}{B_c^2}}} \quad (3.37)$$

avec B_m : bande résultante de la dispersion modale, B_c : bande issue de la dispersion chromatique.

Remarque : Dans la fibre multimodes, la bande totale dépend uniquement de la bande modale. Par contre dans la fibre monomode, la bande totale est déterminée uniquement par la bande chromatique.

- Fibre multimodes $B_T = B_m$,
- Fibre monomode $B_T = B_c$.

Pour calculer la bande modale complétive B_m d'une liaison en fibre optique on doit appliquer la relation [3]:

$$B_m = \frac{B_{m_0}}{L^\gamma} \quad (3.38)$$

où γ est le facteur de concaténation des modes ; il caractérise le couplage entre les modes de propagation., B_{m_0} : Bande modale par unité de longueur, L : Longueur de la liaison fibre optique.

La dispersion chromatique est d'autant plus importante que la largeur du spectre lumineux de la source est plus large. Pour cela on doit tenir compte dans le calcul de la bande chromatique B_c :

$$B_c = \frac{0,44 \cdot 10^{-6}}{\mu \cdot \Delta\lambda \cdot L} \quad (3.39)$$

où $\Delta\lambda$ et la largeur spectrale de la source à mi amplitude (figure. 3.17), L : longueur de la liaison FO, μ : Coefficient de dispersion chromatique [3].

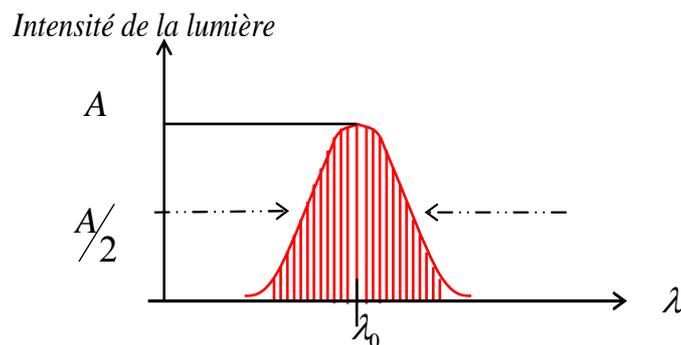


Figure 3.17 : Largeur de spectre de la source optique

Le coefficient de dispersion chromatique est défini par la relation :

$$\mu = \frac{\partial\tau(\lambda)}{\partial\lambda} \quad (3.40)$$

μ : s'exprime en $ps/nm.Km$ et exprime le degré de dispersion du milieu en fonction de la longueur d'onde centrale de travail λ_0 . Les valeurs $\partial\tau$ et $\partial\lambda$ peuvent être déduites de la caractéristique qui exprime le retard temporel τ des rayons en fonction de leur longueur d'onde, référencée à $\lambda_{ref} = 1300nm$.

V Les effets non linéaires

Dans la théorie linéaire de propagation des ondes lumineuses dans les fibres optiques, l'atténuation et la dispersion sont les principaux paramètres à prendre en compte lors de l'étude de l'évolution de ces signaux dans la fibre. Ces paramètres sont considérés comme indépendants de la puissance optique des signaux se propageant dans une même fibre, et aucune interaction n'est prise en compte.

Ceci peut être considéré comme exact tant que la puissance des signaux n'est pas élevée, et que la longueur d'interaction est réduite. Mais, avec l'apparition de transmissions optiques à longue distance, les effets non linéaires dans ces systèmes ont apparus. Ces effets

limitent effectivement la capacité de transmission puisqu'ils donnent lieu à des interférences ou des distorsions et limitent le taux d'information transférée dans les canaux à haut débit [23]. C'est la manifestation des effets non linéaires dans les dispositifs fibrés.

Les effets non linéaires de plus bas ordre proviennent de la susceptibilité $\chi^{(3)}$ d'ordre 3. Elle est responsable des phénomènes comme la génération de troisième harmonique, du mélange à quatre ondes (Four Wave Mixing) et de la réfraction non linéaire. La majorité des effets non linéaires dans la fibre optique proviennent de cette réfraction non linéaire, phénomène qui est dû à la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à l'intensité du champ qui traverse la fibre.

Dans les fibres optiques en silice, il est possible de classer les non linéarités en deux catégories :

- Celles induites par l'indice de réfraction non linéaire (*effet Kerr*)
- Celles dues à la diffusion stimulée (*Brillouin et Raman*).

Dans l'effet Kerr, la phase devient dépendante de l'intensité du champ électrique. Cette dépendance est à l'origine de trois effets :

- L'automodulation de phase (SPM), où les fluctuations de la puissance optique modulent la phase du signal, produisant un élargissement du spectre,
- La modulation de phase croisée (XPM), où les fluctuations de l'intensité d'un canal modulent les phases des autres canaux; et le mélange à quatre ondes (FWM) où le battement entre deux canaux à fréquences différentes génère de nouvelles fréquences.

On peut comprendre les diffusions stimulées Raman et Brillouin comme des couplages photon phonon entre le champ électromagnétique et les vibrations mécaniques du milieu. Ces vibrations peuvent être acoustiques (*Brillouin*) ou optiques (*Raman*). Elles ont pour effet, un transfert de puissance vers des fréquences plus basses, créant ainsi une perte de puissance du signal d'entrée [19], [24]

Cependant, les non linéarités n'apportent pas que des limitations aux systèmes optiques. Il existe de nombreuses applications les mettant à profit [25]. On trouve par exemple les solitons, issus de la compensation de la dispersion chromatique par les effets non linéaires [26], les lasers et les amplificateurs Raman [27].

V.1 Effet de la dispersion de la vitesse de groupe (GVD)

L'étude de l'effet de la dispersion de la vitesse de groupe trouve son origine dans l'effet combinatoire entre la SPM et la GVD. De ça, il est intéressant d'étudier l'effet de la GVD seul. On va supposer que la GVD domine sur les effets non linéaires par l'introduction

de deux longueurs associées à la GVD et la SPM. Nous allons aussi discuter l'effet d'élargissement temporel de l'impulsion qui voyage dans la fibre optique. On va prendre pour la simulation une impulsion gaussienne très intense et de très courte durée. L'effet engendré par ce chirp initial est aussi discuté. Dans la dernière partie de cette étude, nous allons considérer le phénomène de dispersion du troisième degré qui va être illustré par un exemple.

V.1.1 Les régimes de propagation

Nous avons étudié dans un paragraphe antérieur comment l'équation de Schrödinger décrit l'évolution d'une impulsion dans un milieu non linéaire dans une fibre monomode, cette équation est donnée par [9] :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{A} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (3.41)$$

avec A : est la variation de l'amplitude de l'enveloppe de l'impulsion, T : correspond à un état de déplacement référence avec $T = t - \frac{z}{v_g}$.

Les termes de droite de cette équation désignant respectivement les effets de pertes, dispersion et non linéarité qui peuvent se manifester, en entravant la propagation d'une impulsion dans la fibre optique. Nous caractérisons les quantités, T_0 et P_0 respectivement pour la largeur initiale et la puissance pic de l'impulsion incidente, pour lesquelles les effets de dispersion et non linéarité dominent le long de la fibre.

Pour l'étude des phénomènes non linéaires, il est pratique d'introduire deux notions de longueur très importantes, qui sont :

- La longueur de dispersion L_D ,
- La longueur non linéaire L_{NL} .

Nous Introduisons aussi la notion du temps normalisé par rapport à T_0 , avec :

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - \frac{z}{v_g}}{T_0} \quad (3.42)$$

L'amplitude normalisée U est donnée comme étant [9] :

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, \tau) \quad (3.43)$$

avec P_0 : la puissance pic de l'impulsion incidente, et le terme en exponentiel définie les pertes dans la fibre.

En utilisant les équations :

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (3.44)$$

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) \quad (3.45)$$

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, T) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega \quad (3.46)$$

$U(z, \tau)$ est étudiée pour satisfaire [9] :

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{Sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (3.47)$$

où $\text{Sgn} = \pm 1$ dépend du signe du paramètre de la GVD (β_2), et :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (3.48)$$

avec T_0 : la durée initiale de l'impulsion, P_0 : est la puissance pic, γ : Paramètre en relation avec le coefficient non linéaire n_2 . Les longueurs L_D et L_{NL} sont des longueurs au-delà des quelles les effets de dispersion ou les non linéarités deviennent importants et pénalisent la progression de l'impulsion dans la fibre optique. On peut faire une classification de la propagation suivant quatre catégories selon l'influence des longueurs déjà citées :

- Quand la longueur de la fibre est telle que $L \leq L_{NL}$ et $L \leq L_D$: aucun des effets de dispersion ou non linéarité ne joue un rôle significatif durant la propagation de l'impulsion. Dans ce cas les deux termes de droite de l'équation (3.47) seront négligés. Pour ce cas, l'impulsion garde sa forme sans déformation durant sa propagation. La fibre assure donc un meilleur transport d'information mais avec des pertes qu'il faut noter. Ces derniers vont réduire l'énergie de l'impulsion.
- Quand la longueur de la fibre est telle que $L \leq L_{NL}$ mais $L \approx L_D$: le dernier terme de l'équation (3.47) est négligé comparé aux deux autres. L'évolution de l'impulsion est gouvernée par la GVD (figure 4.3). Le régime de dispersion dominant est appliqué chaque fois que les paramètres de la fibre sont comme suit :

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad \text{avec : } \beta_2 = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \quad (3.49)$$

- Quand la longueur de la fibre est telle que $L \leq L_D$ mais $L \sim L_{NL}$: le terme de dispersion est négligé comparé au terme non linéaire. Dans ce cas, l'évolution de l'impulsion dans la fibre est gouvernée par la SPM qui va conduire à un

élargissement spectrale de l'impulsion (Fig. 4.15). Le régime dont la non linéarité est dominante est appliqué chaque fois que :

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad (3.50)$$

Notons que la SPM peut mener à une déformation de l'impulsion dans la présence d'un faible effet de la GVD.

- Quand la longueur de la fibre est comparable à L_D et L_{NL} , la dispersion et l'effet non linéarité co-existent et agissent lorsqu'une impulsion se propage dans la fibre. L'interaction de l'effet de la GVD et SPM peut mener à un comportement qualitativement différent comparé avec celui de la GVD ou la SPM seule

Dans le régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), la fibre peut supporter la propagation d'une impulsion d'un autre type, appelée « Soliton. », que nous allons aborder par la suite.

Dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$), les effets GVD et SPM peuvent être utilisés pour la compression de l'impulsion.

V.1.2 Effet Kerr

Lorsque des impulsions très brèves et très intenses traversent le coeur monomode d'une fibre optique, le vecteur de polarisation n'est plus proportionnel au champ électrique et l'indice de réfraction devient alors dépendant de l'intensité de l'onde optique. Le signal verra donc différents indices de réfraction selon que l'intensité soit faible, forte ou bien qu'il existe d'autres ondes dans le milieu. C'est l'effet Kerr optique. La dépendance de l'indice de réfraction de l'intensité optique s'exprime sous la forme suivante

$$n(\omega, E) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (3.51)$$

où : E : est le champ électrique, n_0 : est la contribution linéaire, n_2 : est le coefficient de Kerr qui dépend du matériau.

Malgré la faible valeur de n_2 , les fortes intensités crêtes ainsi que la faible section du coeur dans les fibres monomode rendent l'effet Kerr significatif dans le cas de la propagation d'impulsions ultracourtes, qui est de l'ordre de la picoseconde. Puisque la constante de propagation β est proportionnelle à l'indice de réfraction, la propagation dans la fibre dépend de l'intensité du signal.

Cependant, la propagation de la lumière dans un milieu non linéaire fait intervenir de nouvelles équations qui régissent cette évolution dans une fibre optique, c'est les équations différentielles non linéaires.

Grâce à la théorie des perturbations, les chercheurs ont pu concrétiser ces équations, à fin de mieux comprendre ces nouveaux phénomènes, et de trouver des solutions afin de les diminuer dans certains cas [28], [29]. Parmi ces équations on peut citer, l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE), qui a fait l'objet de plusieurs méthodes de résolution [30]. L'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) générale est donnée par:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2}\alpha A - \frac{1}{2}i\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + i\gamma|A|^2 A \quad (3.52)$$

où : $T = t - z/v_g$, $A \equiv A(z, t)$: est l'enveloppe lentement variable du signal, $\alpha \equiv \alpha(z)$: est l'atténuation par unité de longueur, β_2 et β_3 : les termes de dispersion d'ordre deux et trois, β_2 représente la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) responsable de l'élargissement de l'impulsion, β_3 est le coefficient de dispersion de troisième ordre, γ est le coefficient non linéaire, il rend compte de l'effet Kerr responsable des effets non linéaires, il est défini par :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad (3.53)$$

avec : ω : la pulsation du signal, c : la vitesse de la lumière dans le vide, A_{eff} : la surface effective de la fibre.

Le paramètre γ donne une mesure de la sensibilité de la fibre aux effets non linéaires qui peuvent avoir lieu lors de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Sa valeur dans les fibres monomode standard est de $2W^{-1}Km^{-1}$ à $1500nm$, mais elle varie, de même que n_2 , avec le type de dopage et la surface effective.

A. L'effet de l'automodulation de phase (SPM)

L'automodulation de phase est un phénomène qui se manifeste par la dépendance de l'indice de réfraction de la puissance dans un milieu non linéaire. Cet effet a été observé pour la première fois en 1970 [1], lors de l'étude de la propagation d'une impulsion en picosecondes dans les solides et les verres. Ainsi l'observation de la SPM dans la fibre optique a été faite avec une fibre ayant un coeur rempli avec le CS_2 . Ce qui mène à une étude systématique de la SPM dans les fibres à coeur en silice.

Nous allons dans cette partie, étudier l'effet de la SPM sur une impulsion qui se propage dans une fibre optique. La description de la SPM nécessite la résolution numérique de l'Eq.3.52. Pour les impulsions ultracourtes, l'équation peut être réduite comme suit :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (3.54)$$

Le principe de la SPM est le suivant : Une onde optique se propageant dans une fibre subit un changement de phase $\phi = \phi_L + \phi_{NL}$ tel que :

$$\phi = n(\omega, U) \cdot k_0 \cdot L_{eff} = (n_0(\omega) + n_2 |U|^2) \cdot k_0 \cdot L_{eff} \quad (3.55)$$

avec $k_0 = 2\pi/\lambda$ et L_{eff} la longueur effective de la fibre. La partie non linéaire de cette variation de phase ϕ_{NL} dépend de la puissance optique.

En utilisant l'équation d'amplitude normalisée $U(z, t)$, définie par l'Eq. 3.52, l'équation de la propagation, pour un effet GVD négligeable, est donnée comme :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (3.56)$$

Afin d'obtenir la solution générale, on procède à l'intégration de l'équation de phase, d'où on aura :

$$U(L, T) = U(0, t) \exp(-i\phi_{NL}(L, T)) \quad (3.57)$$

avec $U(0, t)$: est l'amplitude du champ à $z = 0$ et :

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, t)|^2 (L_{eff} / L_{NL}) \quad (3.58)$$

L_{eff} : est la longueur effective donnée par :

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (3.59)$$

La SPM introduit un élargissement spectral, qui est une conséquence de la dépendance de la phase non linéaire ϕ_{NL} par rapport au temps. Une variation temporelle de la phase, à travers l'impulsion, implique que la fréquence optique instantanée diffère de sa valeur centrale ω_0 . La différence $\delta\omega$ est donnée par :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial \phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right) \frac{\partial}{\partial t} |U(0, T)|^2 \quad (3.60)$$

La figure 4.9 du chapitre 4, illustre la variation du décalage de fréquence induit $\delta\omega$ (chirp), à travers une impulsion gaussienne ($m=1$) et une impulsion super gaussienne ($m=3$).

B Effet combiné de la GVD et la SPM

L'étude de la SPM nous a donné une idée sur le comportement d'une impulsion, relativement large, lors de sa propagation dans une fibre optique. Dans ce cas, on considère que la longueur de dispersion L_D est assez large comparée à la longueur de la fibre L et la

longueur non linéaire L_{NL} . Lorsque l'impulsion optique devient courte et la longueur de dispersion devienne comparable à celle de la fibre, il est nécessaire de considérer l'effet combiné de la GVD et la SPM sur cette impulsion.

Dans le régime de la dispersion anormale, l'effet combiné de la GVD et la SPM peut coopérer de sorte à faire propager une impulsion compressée appelée « solitons optique ». Ce type d'impulsion a fait l'objet de plusieurs recherches [30], qui ont abouti à des résultats considérables.

L'équation de Schrödinger non linéaire normalisée, pour ce régime, sera décrite par :

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{Sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} - N^2 e^{-\alpha} |U|^2 U \quad (3.61)$$

avec

$$\xi = z/L_D, \quad z = T/T_0,$$

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (3.62)$$

ξ et z représentent la distance normalisée et la variable du temps respectivement, N paramètre qui gouverne l'importance relative de l'effet SPM et GVD sur l'évolution de l'impulsion le long de la fibre :

- $N \ll 1$ la dispersion domine,
- $N \gg 1$ la SPM domine,
- $N \approx 1$ les deux phénomènes coexistent.

V.3 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes (FWM) est un effet non linéaire de troisième ordre généré, comme l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée, par la dépendance de l'indice de réfraction des fibres avec l'intensité. Dans le FWM, le battement entre deux longueurs d'onde module la phase de l'un des canaux générant ainsi des nouvelles fréquences. Quand trois ondes aux fréquences ω_i , ω_j et ω_k ($k \neq i, j$) interagissent à travers la susceptibilité de troisième ordre $\chi^{(3)}$, un signal est généré à la fréquence [1] :

$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k \quad (3.63)$$

Ainsi trois ondes co-propagatives génèrent, par FWM, neuf nouvelles ondes optiques. Les effets pénalisants sont immédiats dans un système à multiplexage en longueur d'onde (WDM) : même s'il n'y a que 10 canaux, il y aura des centaines de nouvelles fréquences puisque toutes les combinaisons de 3 ondes donneront lieu à des produits de FWM. Si les

canaux sont régulièrement espacés, les fréquences générées se superposent aux fréquences déjà existantes. Dans le cas dégénéré $\omega_i = \omega_j$, deux nouvelles fréquences seront créées à $\omega_i - \Omega$ et $\omega_k + \Omega$, avec $\Omega = \omega_k - \omega_i$.

Le mélange à quatre ondes généré dans les amplificateur à fibre dopée erbium (EDFAs) conventionnels a été considéré comme négligeable par rapport à celui généré dans les fibres de transmission du fait que la conception des amplificateurs ne nécessite en général qu'une courte longueur de fibre pour que les effets soient significatifs. Par contre, ces dernières années les longueurs des fibres dans les EDFAs ont été augmentées pouvant dépasser la centaine de mètres et donc les effets du FWM ont dû être pris en compte lors de la conception des systèmes. Dans quelques applications le mélange à quatre ondes a pu être utilisé pour mesurer le coefficient de Kerr optique [31].

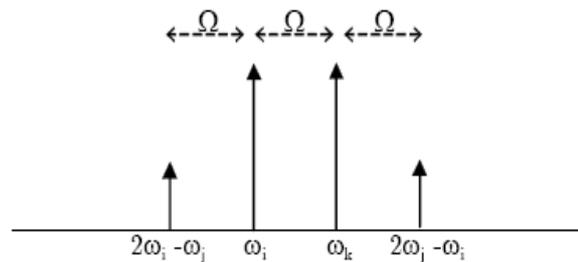


Figure 3.18 : Schéma du processus du mélange à quatre ondes

V.4 L'effet Brillouin

La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques a été observée pour la première fois en 1964 [5]. Elle correspond à l'interaction entre les modes électromagnétiques et sonores de la fibre, c'est-à-dire, entre les photons et les phonons acoustiques.

En effet, des perturbations thermiques, mécaniques ou une impulsion lumineuse peuvent engendrer la propagation d'ondes acoustiques dans une fibre optique. Le mécanisme non linéaire moteur de ce phénomène est appelé électrostriction. La diffusion Brillouin correspond à l'interaction entre une onde lumineuse et une onde acoustique générée par électrostriction. Elle n'agit efficacement que sur des faisceaux assez fins spectralement [1].

A cause du coefficient de gain Brillouin élevé et des longues distances d'interaction, le SBS est l'un des effets non linéaires prédominants dans les systèmes optiques à fibre.

V.4.1 Diffusion Brillouin stimulée

Considérons un milieu dans lequel il y a un bruit acoustique engendré par le mouvement désordonné de ses molécules. Une fraction de l'onde lumineuse (appelée ici onde de pompe) traversant ce milieu sera réfléchiée par ce bruit acoustique : c'est la diffusion Brillouin spontanée. Cette onde lumineuse diffusée, appelée onde de Stokes, se propage en sens inverse et interfère avec l'onde de pompe. Lorsque deux ondes de fréquences différentes se propagent dans le même milieu en sens inverse, leur superposition produit des franges d'interférence, avec des zones où le champ électrique est intense et d'autres où il est plus faible (figure 3.21). Par électrostriction, des zones de compression périodique se créent dans le milieu et défilent, elles sont dues à la différence de fréquence des deux ondes lumineuses.

Si la vitesse de défilement des franges d'interférence est égale à celle du son dans le milieu, une onde acoustique est générée. Cette onde acoustique stimule à son tour la diffusion Brillouin et renforce par là même l'onde acoustique. C'est ce processus en boucle qui est appelé diffusion Brillouin stimulée [1].

La diffusion Brillouin stimulée peut être considérée comme un transfert d'énergie du signal de pompe vers des fréquences inférieures (Fig. 4.21), ce qui constitue une limitation importante des systèmes de transmission, mais qui peut aussi être utilisé dans de nombreuses applications telles que les lasers et amplificateurs à effet Brillouin.

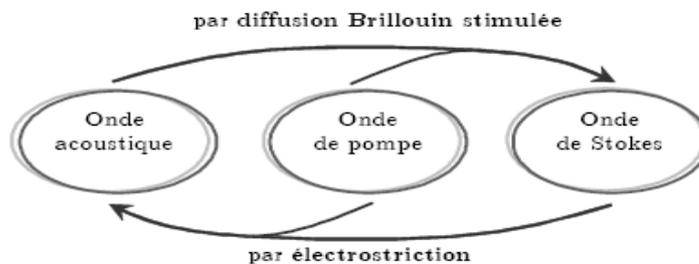


Figure 3.19 : Diagramme de la génération de l'onde acoustique par électrostriction et de l'onde de Stokes par SBS.

Les fréquences et les vecteurs d'ondes sont reliés par :

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \quad ; \quad k_A = k_p - k_s \quad (3.64)$$

La fréquence Ω_B et le vecteur d'onde k_A satisfont la relation de dispersion standard [9] :

$$\Omega_B = V_A |k_A| \approx 2V_A |k_p| \sin(\theta/2) \quad (3.65)$$

L'équation (3.65) montre que le décalage de l'onde Stokes dépend de l'angle de dispersion. Ce décalage est max dans la direction inverse ($\theta = \pi$), et disparaît dans le sens direct de la propagation. Ce qui implique que la SBS se manifeste seulement dans la direction

opposée de la propagation de l'onde pompe. Et puisque le réseau d'indice associé à l'onde acoustique se déplace à la vitesse de l'onde acoustique V_A , l'onde rétro - diffusée subit un décalage Doppler V_B donné par :

$$V_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2\pi V_A}{\lambda_p} \quad (3.66)$$

Dans une fibre de silice à $\lambda = 1.55 \mu m$ le décalage entre l'onde de pompe et l'onde de Stokes est de l'ordre de 11GHz [1].

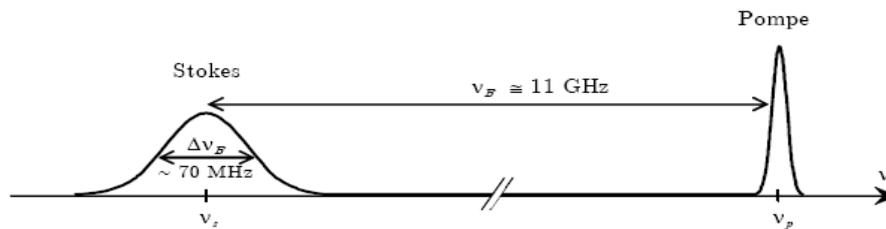


Figure 3.20: Représentation schématique des champs impliqués et les valeurs de fréquence mis en jeu, caractérisant l'effet Brillouin pour une fibre en silice à $1.55 \mu m$.

On note seulement, que même si l'équation (3.65) prédit que la SBS doit se manifester dans la direction opposée dans une fibre monomode, la diffusion de Brillouin spontanée peut se produire dans le sens direct.

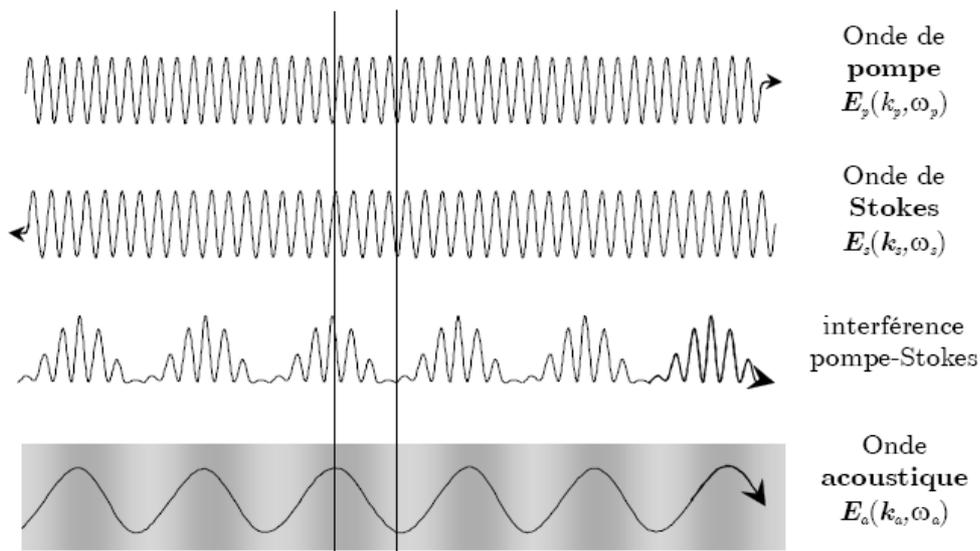


Figure 3.21- Interaction de l'onde de pompe avec l'onde Stokes donnant lieu à un battement à la fréquence de l'onde acoustique. Une onde de matière à la fréquence du battement est générée grâce à l'électrostriction. (Réf [1])

L'étude du SBS nécessite de la prise en compte de l'interaction entre l'onde pompe et l'onde de Stokes. En régime continu, cette interaction est gouvernée par les équations couplées suivantes [9] :

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_s \quad (3.67)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_p \quad (3.68)$$

avec g_B le coefficient de gain Brillouin, I_p et I_s les intensités de pompe et de Stokes respectivement, α le coefficient d'atténuation de la fibre

V.4.2 Le gain de Brillouin

L'augmentation de l'onde stokes est caractérisée par le spectre de gain de Brillouin $g_B(\Omega)$. La largeur du spectre est reliée au temps de vie du phonon que l'onde acoustique en dépend. Si les ondes acoustiques sont supposées déclinées comme un $\exp(-\Gamma_B t)$, où Γ_B est un paramètre qui dépend du temps de vie du phonon, le gain de Brillouin est donnée par :

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (3.69)$$

La valeur pic du coefficient du gain de Brillouin qui se produit à $\Omega = \Omega_B$ est donnée par :

$$g_p = g_B(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 P_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 V_A \Gamma_B} \quad (3.70)$$

où P_{12} est un coefficient électro-optique longitudinal, ρ_0 est la densité du matériel

La valeur du maximum de gain, $g_B \cong g_B(\nu_B)$ dépend du coefficient élasto-optique et de la densité du matériau [5]. Pour les fibre monomode en silice g_B est égale à $5.10^{-11} m/W$.

La puissance de seuil à partir de laquelle l'onde de Stokes devient comparable à l'onde de pompe peut être déduite à partir des équations (3.67)-(3.68). Sa valeur est donnée par la relation suivante [9] :

$$g_B P_{cr} L_{eff} / A_{eff} \approx 21 \quad (3.71)$$

où g_B est la valeur pic du gain de Brillouin. Le facteur 21 dépend de la valeur exacte de la largeur de raie du gain Brillouin [1]. Le SBS peut avoir lieu en régime continu ou impulsionnel (*cf. chapitre 4*).

V.5 Diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée (SRS) est un phénomène qui découle de l'interaction entre une onde optique et les vibrations des molécules du matériau dans lequel l'onde optique se propage. Elle est similaire à la diffusion Brillouin stimulée dans le sens où elle se manifeste à travers la génération d'une onde de Stokes décalée vers des fréquences plus basses. Par contre, les deux diffusions diffèrent considérablement sur d'autres aspects tels que la fréquence de décalage, la puissance de seuil, la valeur du gain et la largeur de raie principalement.

L'interaction entre le signal de pompe I_p et de Stokes I_s s'exprime de façon analogue au cas de la diffusion Brillouin stimulée [9] :

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s + \alpha I_p \quad (3.72)$$

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = g_R I_p I_s - \alpha I_s \quad (3.73)$$

avec g_R le coefficient de gain Raman et ω_p et ω_s les pulsations de la pompe et du Stokes respectivement.

La puissance de seuil Raman est définie comme la puissance d'entrée de la pompe pour laquelle l'onde de Stokes devient aussi puissante que la puissance de pompe en sortie. Sa valeur peut être déduite des équations (3.72)-(3.73), et elle prend la forme [9] :

$$g_R P_{seuil} L_{eff} / A_{eff} \approx 16 \quad (3.74)$$

Ainsi, pour une fibre en silice de 10m de longueur, $50\mu m$ de surface effective et un gain de 20dB, la puissance seuil à $1550nm$ est environ 60W avec une valeur standard de $g_R = 6.5 \cdot 10^{-14} m/W$.

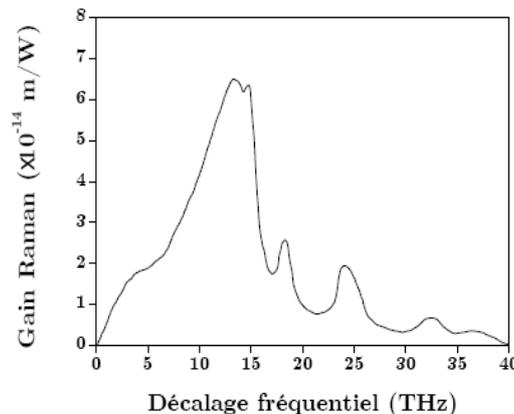


Figure 3.22 : Spectre de gain Raman dans une fibre en silice pure pour une longueur d'onde de pompe de 1450 nm Réf [1]

Le spectre de Raman illustré dans la figure ci-dessus, pour une fibre monomode, est représenté en fonction du décalage fréquentiel par rapport à la puissance pompe. On observe que le pic principal du spectre s'étale de 5 à 15 THz, dont le maximum se trouve à 13THz, avec un gain Raman de $g_R = 6.5 \cdot 10^{-14} m/W$.

On peut constater que, la différence entre les spectres du gain Raman et Brillouin sont comme suit :

- Le maximum du gain Raman est quelques centaines de fois plus faible que le gain de Brillouin ($g_B \cong 5 \cdot 10^{-11} m/W$, $g_R \cong 6.5 \cdot 10^{-14} m/W$, à 1550nm), ce qui engendre une puissance de seuil de Raman beaucoup plus élevée que celle de Brillouin.
- La largeur de bande dans le cas Brillouin s'étale sur quelques dizaines de MHz, tandis que dans Raman elle le fait sur quelques THz.

Conclusion

Nous savons maintenant, que la lumière lorsqu'elle entre d'un bout d'une fibre optique, elle ne sort pas de la même forme. Ceci est dû à des phénomènes divers et complexe que la lumière rencontre durant sa propagation, ce qui peut présenter soit des avantages, soit des inconvénients pour les systèmes optiques.

La lumière se propage sous forme d'onde, qui selon le milieu, peut subir de l'absorption, réflexion, réfraction, diffraction, dispersion, non linéarité...etc. Donc, l'étude de la propagation de la lumière dans la fibre optique a une grande importance dans la conception, l'analyse et l'optimisation des performances des systèmes optiques.

Simulation des effets linéaires et non linéaires

4

NOTRE travail est axé sur la modélisation de l'effet de dispersion, la dispersion de la vitesse de groupe (GVD), ainsi que les effets non linéaires, en l'occurrence l'effet Kerr et l'effet de Brillouin stimulé. L'étude sera caractérisée par une mise en équation de ces phénomènes, suivie d'une simulation avec Matlab afin de mieux comprendre l'influence de ces phénomènes sur les systèmes optiques.

Notre travail a été appréhendé par la modélisation de l'effet de la GVD, qui est un effet linéaire. Une bonne mise en équation du phénomène a été abordé dans le chapitre antérieur. La deuxième partie a été consacrée aux effets non linéaires, l'automodulation de la phase et la diffusion de Brillouin, qui ont fait l'objet d'une étude théorique complète.

I Modélisation de la dispersion de la vitesse de groupe

L'analyse faite dans le chapitre 3 nous a montré l'importance de la dispersion sur l'élargissement d'une impulsion qui se propage dans un milieu dispersif linéaire. Dans cette section, nous dériverons une équation intégrale qui permet de propager une impulsion quelconque dans un milieu dispersif. On sait qu'une onde plane uniforme qui se propage dans un milieu dispersif est caractérisée par un vecteur d'onde $\beta(\omega)$ qui s'écrit :

$$U(z, \omega) = U(\omega, 0) \exp(-\beta z) \quad (4.1)$$

où U est l'amplitude normalisée de la variation de l'enveloppe d'une onde lumineuse (composante transverse à la fréquence ω). Pour un milieu diélectrique chromatique, on sait que

$$\beta(\omega) = k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega), \quad (4.2)$$

où n varie avec la fréquence. Pour un milieu guidé, on note généralement que le vecteur d'onde β et sa dépendance en fréquence sont obtenus après le calcul des modes.

Afin d'évaluer la propagation d'une impulsion qui contient tout un spectre de fréquences, il faut appliquer la loi de propagation à chaque fréquence, et par la suite reconstruire l'impulsion à partir du spectre des fréquences. L'outil nécessaire pour la conversion temps versus fréquence est naturellement la transformée de Fourier.

La figure ci dessous illustre schématiquement le processus suivi.

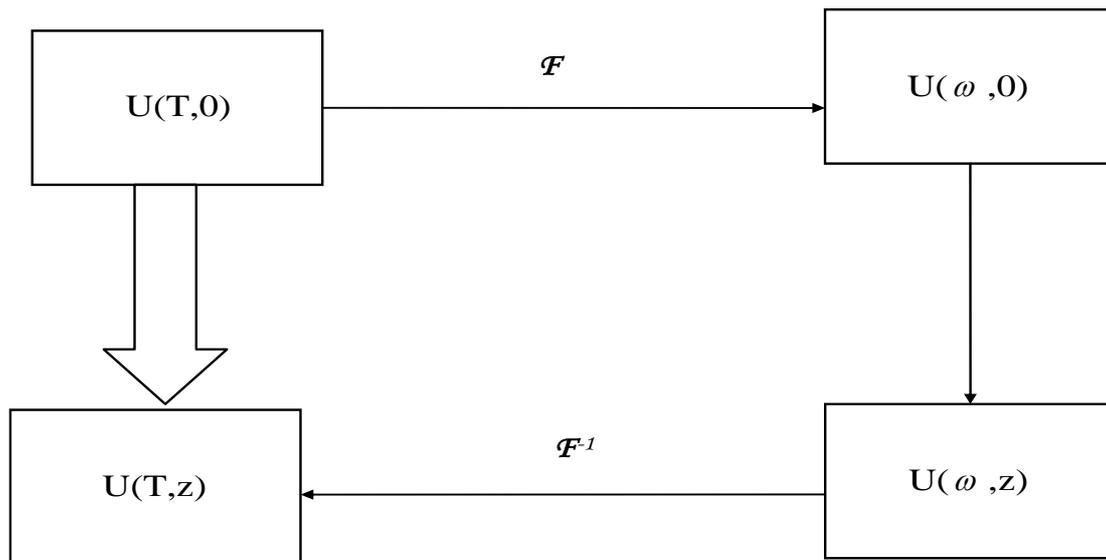


Schéma du principe suivi pour la simulation de la dispersion

La mise en évidence de l'effet de dispersion par cette simulation a été fait par le choix d'une impulsion gaussienne d'une durée de $1ps$, qui se propage dans un milieu dispersif linéaire, elle est caractérisée par un ensemble de paramètres décrit dans le tableau 1.

On supposant que le paramètre $\gamma = 0$ dans l'équation (3.41), nous introduisant dans ce qui suit une étude théorique, dans laquelle en abordera l'évolution d'une impulsion dans la fibre optique.

Si on définit l'amplitude normalisée $U(z,T)$ selon l'équation (3.43), $U(z,T)$ satisfait l'équation suivante [9]:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (4.3)$$

On appliquant une transformée de Fourier sur $U(z,T)$, qui satisfait une équation différentielle ordinaire, sa solution sera donnée par :

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) \quad (4.4)$$

On constate dans cette équation, que la GVD change la phase de chaque composante spectrale de l'impulsion, par une quantité qui dépend de la fréquence, et de la distance de propagation. Donc, les changements de phase n'affectent pas le spectre de l'impulsion, mais modifient sa forme. La solution générale de l'équation 4.1 est donnée par :

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega \quad (4.5)$$

Avec : $\tilde{U}(0, \omega)$ est la transformée de Fourier du champ incident à $z = 0$, on aura :

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT \quad (4.6)$$

Lors de notre étude, nous avons exploité une forme particulière de l'impulsion qui se propage dans la fibre optique, c'est l'impulsion gaussienne. L'équation du champ représentant l'évolution de l'impulsion gaussienne est de la forme :

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (4.7)$$

avec T_0 : La largeur de l'impulsion à mi-hauteur. En utilisant les équations (4.5) et (4.7), nous aurons, pour une distance z le long de la fibre, l'équation suivante [9] :

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (4.8)$$

Les valeurs des paramètres utilisés lors de la modélisation de la GVD sont présentées sur le tableau 2. Dans le tableau 1 on a présenté les paramètres de la fibre choisie.

Paramètres de la fibre	
Longueur de la fibre	$20L_D$
Paramètre de dispersion 2 ^{ème} degré β_2	$20 ps^2 / Km$
Paramètre de dispersion 3 ^{ème} degré β_3	$0 ps^3 / Km$
Coefficient atténuation α	$0.2 dB/Km$

Tableau 1- Caractéristiques de la fibre utilisée pour la simulation de la GVD

<i>Paramètres de l'impulsion choisie</i>	
<i>Longueur d'onde</i>	<i>1550nm</i>
<i>Puissance crête $A_0 ^2$</i>	<i>1W</i>
<i>Largueur de l'impulsion initiale T_0</i>	<i>15ps</i>
<i>Largueur à mi hauteur FWHM</i>	<i>30ps</i>
<i>Forme de l'impulsion</i>	$A_0 = \exp(-(1 + i1)/2 * (t - T_0) / FWHM)^2$

Tableau 2-Ccaractéristiques de l'impulsion utilisée pour la simulation de la GVD

a) Spectre temporel décrivant l'évolution de l'impulsion

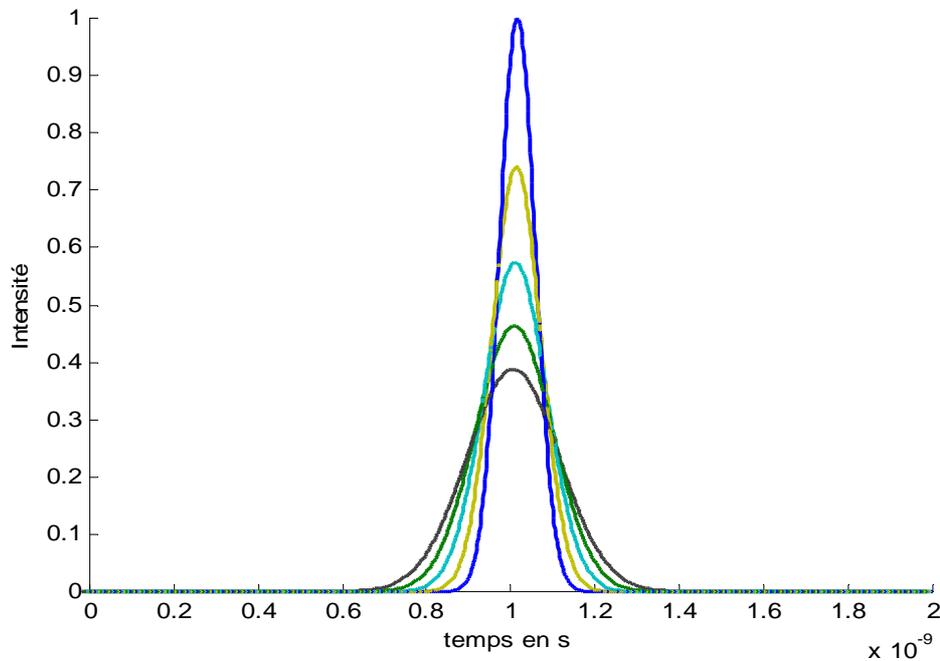


Figure 4.1 : L'élargissement de l'impulsion en fonction du temps.

On constate de cette simulation, que l'impulsion garde sa forme sans déformation en se propageant dans la fibre optique, mais sa largeur T augmente avec z . Cette évolution est gouvernée théoriquement par l'équation :

$$T(z) = T_0 \left[1 + (z/L_D)^2 \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

On note que, l'élargissement de l'impulsion gaussienne est dépendant de la longueur de dispersion L_D . On a constaté, que pour une distance $z = L_D$, l'impulsion qui se propage dans la fibre optique va être élargie par facteur de $\sqrt{2}$ par rapport à la largeur initiale.

b) Spectre fréquentiel décrivant l'évolution de l'impulsion

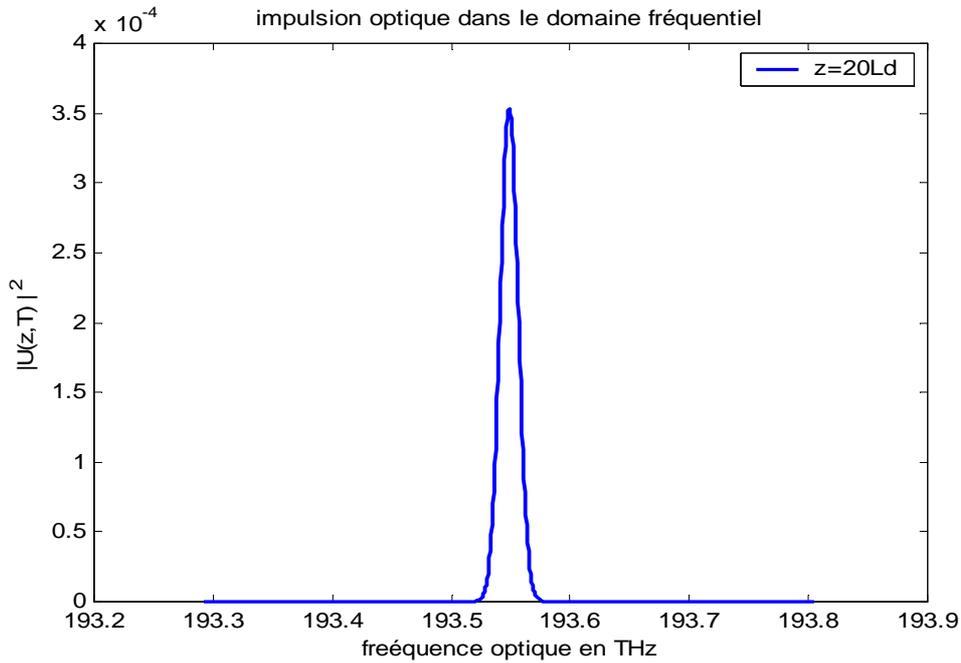


Figure 4.2- Spectre fréquentiel de l'impulsion gaussienne lors de sa propagation dans la fibre

Concernant le spectre de l'impulsion présenté dans la Figure 4.2, celui-ci garde sa forme inchangée, tandis que la GVD introduit un élargissement sur l'enveloppe temporelle de l'impulsion. (Changement de phase « Chirp »).

L'effet de chirp est gouverné théoriquement par les équations ci-dessous. Si on écrit l'amplitude normalisée du champ qui se propage dans une fibre par [9] :

$$U(z,T) = |U(z,T)| \exp[i\phi(z,T)] \quad (4.10)$$

où :

$$\phi(z,T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1+(z/L_D)^2} \frac{T^2}{T_0^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right) \quad (4.11)$$

La dérivée de la phase $\phi(z,T)$, nous donne le glissement de fréquence par rapport à la fréquence centrale ω_0 :

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi}{\partial T} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)(2z/L_D)}{1+(z/L_D)^2} \frac{T}{T_0^2} \quad (4.12)$$

On peut tirer cette équation que le glissement de fréquence est fonction de la distance parcourue par l'impulsion dans la fibre optique. Constatation prouvée par la simulation (fig.(4.3)).

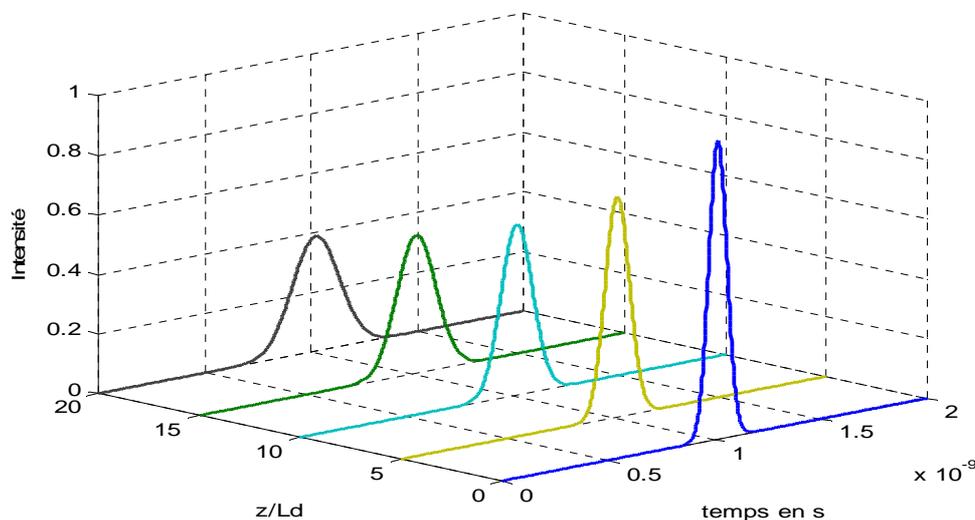


Figure 4.3- Evolution d'une impulsion gaussienne sans chirp dans le domaine temporel

Cette simulation a mis en évidence l'élargissement de l'impulsion (Fig. 4.3), sous l'effet de la dispersion, qui est dû aux différences de vitesses des composantes fréquentielles d'une impulsion qui voyagent le long de la fibre. Cet élargissement est dû au fait que certaines composantes voyagent plus rapidement que d'autres, donc il y a une différence de vitesse dans le régime de la dispersion normale. Le cas opposé se produit dans le régime de dispersion anormale. On constate que l'impulsion peut garder sa forme initiale seulement lorsque toutes les composantes arrivent ensemble.

En conclusion, on rappelle qu'une impulsion gaussienne s'élargit en se propageant dans un milieu dispersif (normal ou anormal). Seul le signe du glissement (« chirp ») subit par l'onde peut nous indiquer que le milieu est à dispersion normale ou anormale. Donc, l'amplitude de l'impulsion s'élargit toujours quelque soit le signe de β_2 , tout en demeurant gaussienne. On peut donc calculer le taux d'élargissement pour une largeur totale à mi-hauteur égale à 30ps . Ce taux est égal à 3 ($T \approx 3T_0$), pour une distance $z = 20L_D$. On a constaté aussi que l'élargissement de l'impulsion est accompagné d'une diminution de l'amplitude centrale. Cependant, il y a conservation de la puissance.

I.1 Introduction d'une condition initiale (glissement de fréquence « chirp »)

Lorsqu'une impulsion gaussienne, initialement sans chirp, est injectée dans la fibre, la dispersion lui fait subir un élargissement temporel, qui est indépendant du signe de β_2 , résultat prouvé par la simulation précédente.

Ainsi, la GVD introduit un chirp qui est dépendant des conditions de propagation dans la fibre. Une des solutions proposées pour palier ce phénomène est d'introduire un chirp initial, qui va s'opposer au chirp induit. Donc, pour une impulsion gaussienne linéairement chirpée, le champ incident peut être écrit comme :

$$U(0,t) = \exp\left(-\frac{(1+iC) T^2}{2 T_0^2}\right) \quad (4.13)$$

où : C est le paramètre de chirp, dont le signe peut être estimé en fonction de la largeur spectrale de l'impulsion gaussienne.

Théoriquement, l'équation du champ transmis est donnée par [9]:

$$U(z,T) = \frac{T_0}{\left[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)\right]^{1/2}} \exp\left(-\frac{(1+iC)T^2}{2\left[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)\right]}\right) \quad (4.14)$$

Sous ces conditions, l'impulsion gaussienne garde sa forme lorsque elle se propage dans la fibre. La largeur T_1 après une propagation d'une distance z est en relation avec la largeur initiale T_0 , ce rapport est donné par :

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.15)$$

En injectant dans la fibre un signal initialement chirpé, on peut constater :

- L'élargissement est relatif au signe du paramètre de la GVD et du signe du paramètre du chirp C, à l'inverse du cas où l'impulsion est initialement non chirpée.
- Lorsque l'impulsion gaussienne est initialement chirpée, avec la condition $\beta_2 C < 0$ satisfaite, un chirp est induit dans le sens opposé du chirp initial. Le net chirp est réduit, ce qui mène à un rétrécissement de l'impulsion. Dans notre cas, pour des caractéristiques de l'impulsion qui sont les mêmes données dans le tableau 2, avec une valeur de C=1 et β_2 négatif, nous aurons un taux de rétrécissement de $T \approx T_0 0.6$.
- L'effet de rétrécissement dans notre travail a été observé pour des impulsions relativement larges ($> 80 ps$)

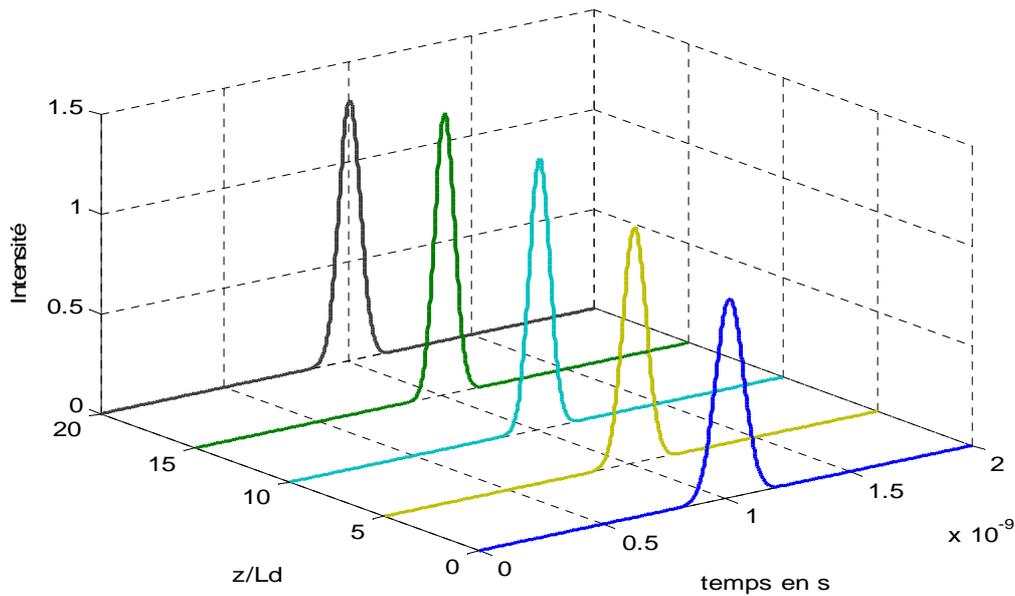


Figure 4.4- Evolution d'une impulsion gaussienne chirpée dans le domaine temporel avec un paramètre $\beta_2 C < 0$

I.2 Dispersion du troisième ordre (Third Order Dispersion 'TOD')

L'effet de dispersion déjà discuté dans la partie précédente est causé par le paramètre de dispersion du deuxième ordre. Ce cas est principalement dominant dans le cas pratique. Néanmoins, il est nécessaire d'inclure le terme de dispersion du troisième ordre proportionnel à β_3 (Coefficient de dispersion du troisième ordre), lorsqu'on travaille avec des longueurs d'onde près de la longueur d'onde zéros dispersion, ou lorsque on est contraint de travailler avec des impulsions très courtes. L'équation de propagation, utilisée pour la simulation, est donnée comme :

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial T^3} \quad (4.16)$$

Il est nécessaire aussi d'introduire l'expression de la longueur de dispersion associée à la dispersion du troisième ordre. Elle est donnée par [9]:

$$L_D' = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} \quad (4.17)$$

La méthode numérique présentée dans le paragraphe précédent a été utilisée pour modéliser l'évolution d'une impulsion à l'intérieur de la fibre à l'aide du logiciel Matlab. On a obtenu les graphes d'évolution 4.5, 4.6 et 4.7 décrivant l'influence du paramètre de dispersion du troisième ordre sur la forme de l'impulsion qui se propage dans une fibre optique, en imposant les paramètres suivants :

Paramètre de la fibre	
Longueur de la fibre	$20L_D$
Paramètre de dispersion 2 ^{ème} degré β_2	$0 \text{ ps}^2 / \text{Km}$
Paramètre de dispersion 3 ^{ème} degré β_3	$0.1 \text{ ps}^3 / \text{Km}$
Coefficient atténuation α	0.2 dB/Km

Tableau 3- Caractéristiques de l'impulsion utilisée pour la simulation du TOD

Pour des impulsions supérieures à 40ps l'effet dispersif est négligeable, vu que la contribution du paramètre β_3 est généralement négligeable comparée avec celui de β_2 . Ce cas est illustré dans la figure 4.5, où l'impulsion est choisie avec une largeur FWHM égale à 40ps.

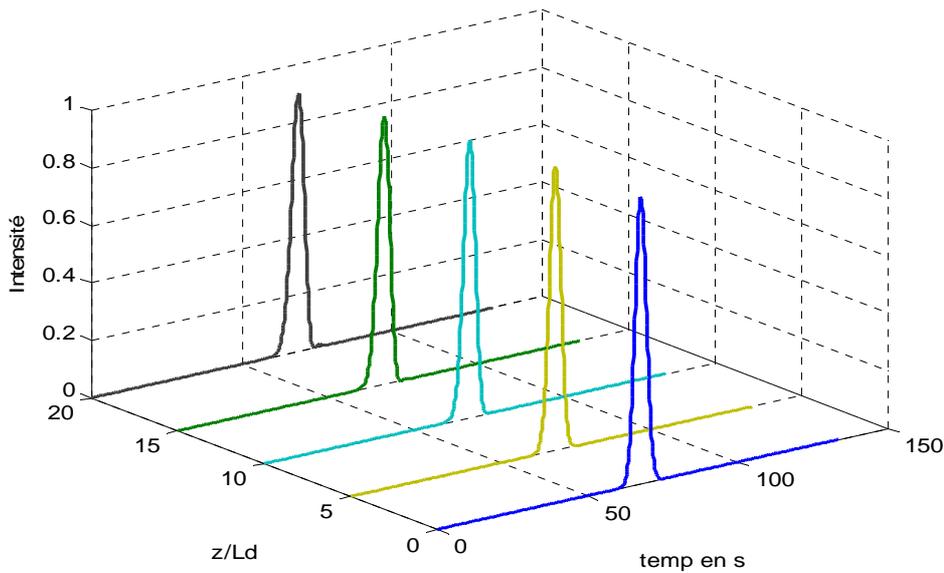


Figure 4.5- Evolution d'une impulsion gaussienne avec $m=1$ le long d'une fibre pour le cas où $\beta_2 = 0$, $\beta_3 < 0$ et $\text{FWHM}=100\text{ps}$

La situation change complètement pour des impulsions ultracourtes, avec une FWHM inférieure à 35ps, l'impulsion change de forme et le TOD distorde l'impulsion de telle façon quelle devient asymétrique avec une structure oscillatoire près de l'un des fronts.

On a observé aussi que la structure oscillatoire apparaît sur un des fronts suivant le signe du paramètre TOD. Si β_3 est positif la structure oscillatoire apparaît sur le front descendant (Fig. 4.6), tandis qu'elle est sur le front montant si ce paramètre est négatif (Fig.

4.7). L'effet du TOD devient davantage significatif chaque fois quand on diminue la durée de l'impulsion, jusqu'à un point où elle devient inexploitable.

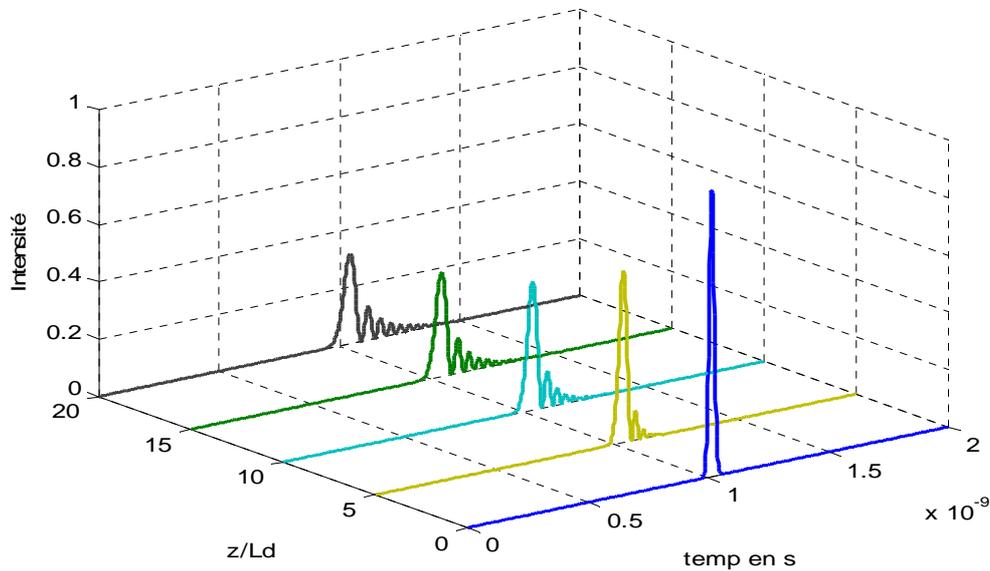


Figure 4.6- Evolution d'une impulsion gaussienne avec $m=1$ le long d'une fibre pour le cas où $\beta_2 = 0$, $\beta_3 > 0$ et $FHWM=15ps$

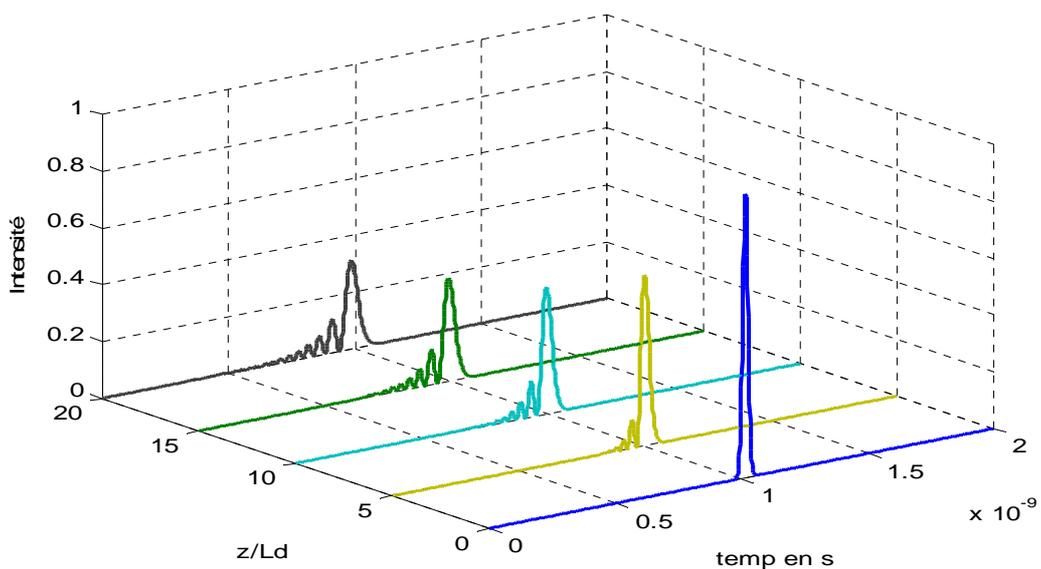


Figure 4.7- Evolution d'une impulsion gaussienne avec $m=1$ le long d'une fibre pour le cas où $\beta_2 = 0$, $\beta_3 < 0$ et $FHWM=15ps$

II Modélisation des effets non linéaires

Cette partie est dédiée à une étude de quelques effets non linéaires qui peuvent se manifester dans les fibres optiques. Ces effets seront décrits par un modèle mathématique, puis simulés dans le but de cerner les phénomènes qui peuvent altérer la propagation de l'impulsion dans la fibre optique.

Dans une première partie, on va pouvoir isoler différentes manifestations physiques de l'effet Kerr. Nous aborderons l'automodulation de phase (SPM). Une mise en équation du phénomène a été suivie d'un travail de simulation dans le but d'étudier de l'influence de certains paramètres de la fibre sur la forme des impulsions en sortie. Une deuxième partie a été consacrée à l'étude d'un effet inélastique. Notre choix a été fixé sur l'étude la diffusion de Brillouin stimulée, puisque cet effet est l'un des effets non linéaires prédominants dans les systèmes optiques à fibre, à cause de son coefficient de gain Brillouin élevé.

II.1 Modélisation de l'automodulation de phase (SPM)

Nous allons dans cette partie introduire l'effet de changement de phase, dont l'équation a été donnée par (3.52), afin de soulever le comportement de la propagation d'une impulsion optique à l'intérieur d'une fibre. Les différents résultats sont obtenus en utilisant une méthode numérique appropriée.

a) Caractéristique du décalage de phase non linéaire

En utilisant l'équation d'amplitude normalisée $U(z,T)$, définie par l'Eq. (4.3), l'équation de la propagation, pour un effet GVD négligeable, est donnée par :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (4.13)$$

La forme du champ induit est donnée par :

$$U(0,T) = \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right] \quad (4.14)$$

Afin d'obtenir la solution générale, on procède à l'intégration de l'équation de phase, d'où on aura les courbes ci-dessous (Fig.(4.8), Fig. (4.9)):

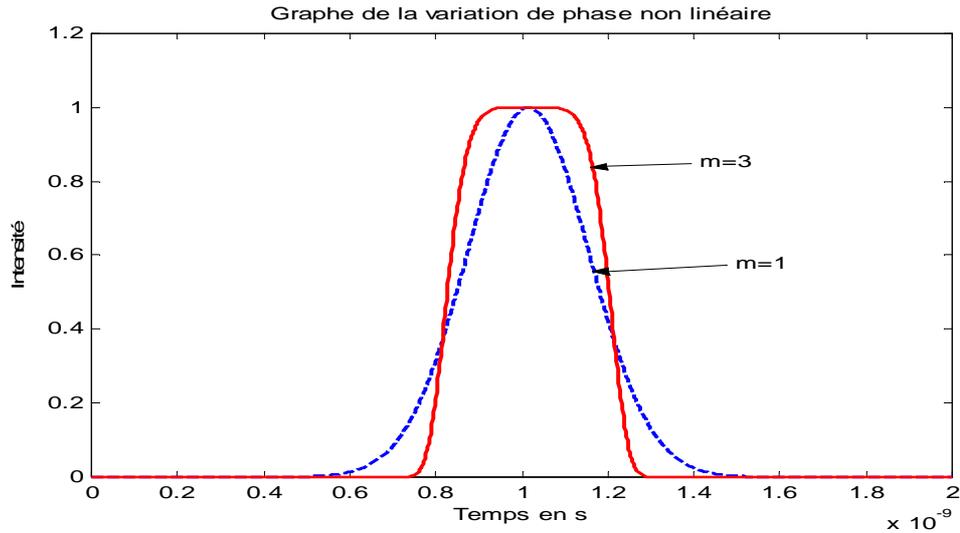


Figure 4.8 : Variation temporelle de la SPM, engendrant un décalage de phase ϕ_{NL} .

On peut constater que ϕ_{NL} , donnée par l'équation (3.56), est directement proportionnel à l'intensité $|U(0,T)|^2$, donc elle est liée à la forme de l'impulsion, et proportionnel à sa variation temporelle. On note aussi que le décalage de phase non linéaire augmente avec la longueur de la fibre, puisque il dépend de la longueur effective donnée par l'équation (3.57).

b) Caractéristique du glissement de fréquence « Chirp »

La variation temporelle de la phase implique que la fréquence optique instantanée correspondante à l'évolution de l'impulsion se diffère de sa fréquence centrale ω_0 , ce qui induit un élargissement spectral. La différence $\delta\omega$ est donnée par l'équation (3.58).

La dépendance du temps du paramètre $\partial\omega$ est notée comme étant un glissement de fréquence, qui augmente en amplitude en fonction de la distance de propagation. Ce phénomène peut être expliqué par l'action de génération continue de nouvelles composantes fréquentielles durant la propagation d'une impulsion dans une fibre optique.

La figure (4.9) illustre la variation du glissement de fréquence induit $\delta\omega$ (chirp), à travers une impulsion gaussienne ($m=1$) et une impulsion super gaussienne ($m=3$) suivant l'équation (4.14). Ces courbes sont obtenues en utilisation d'une procédure d'intégration numérique.

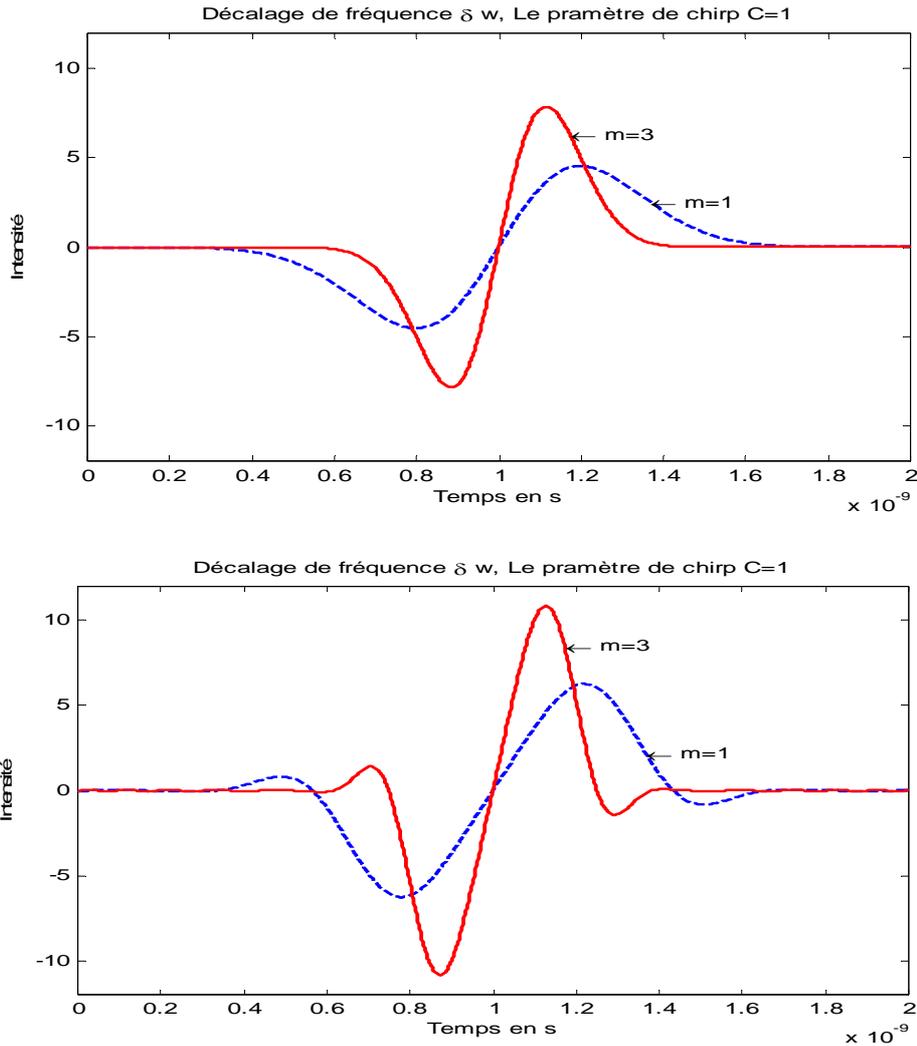


Figure 4.9 : Le décalage de fréquence induit par la variation temporelle de la SPM.

On se référant à la figure (4.9), on a remarqué que le décalage de fréquence $\delta\omega$ est négatif près du front montant (Red shift), et devient positif près du front descendant (bleu shift) de l'impulsion. On note aussi que le chirp est variable suivant les variations de la phase non linéaire.

L'équation de Schrödinger est une équation différentielle à dérivées partielles qui doit être solutionnée. Pour cela on doit utiliser une des méthodes numériques existantes [32], [33].

A fin d'analyser numériquement les EDP, plusieurs méthodes sont utilisées. Parmi ces méthodes on cite les méthodes pseudo spectrales [9]. Une des méthodes qui appartient à cette classe est la méthode Split Step Fourier, caractérisée par sa vitesse et sa précision. Elle a été choisie pour résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire [9], [34]. Dans cette méthode, la longueur L de la fibre a été divisée en un très grand nombre de segments de longueurs dz ,

chacun d'entre eux est à son tour divisé en deux parties. A partir de l'équation (3.50) on va définir l'opérateur linéaire:

$$L = \frac{1}{2}\alpha - \frac{1}{2}i\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{1}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} \quad (4.15)$$

$$NL = i\gamma|A|^2 \quad (4.16)$$

L'opérateur $\frac{\partial}{\partial t}$ peut être remplacé par $i\omega$ à cause de la dépendance harmonique du champ A avec le temps. L'Eq 4.15 devient :

$$L = \frac{1}{2}\alpha + \frac{1}{2}i\beta_2\omega^2 - \frac{1}{6}\omega^3 \quad (4.17)$$

Dans ce calcul, nous avons procédé à un raisonnement qui fait appliquer un opérateur linéaire dans le domaine fréquentiel sur la première partie dz :

$$u_1 = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \mathfrak{F}\{u_0\} e^{L \frac{dz}{2}} \right\} \quad (4.18)$$

Avec \mathfrak{F} l'opérateur transformée de Fourier.

La prochaine étape est l'application dans le domaine temporel de l'opérateur non linéaire d'une façon localisée dans le centre du segment mais en considèrent tout le pas d'intégration dz :

$$u_2 = u_1 e^{NLdz} \quad (4.19)$$

La dernière étape est de revenir sur la première étape afin de l'appliquer sur la deuxième partie du segment :

$$u = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \mathfrak{F}\{u_2\} e^{L \frac{dz}{2}} \right\} \quad (4.20)$$

Cette méthode nous permet une précision du troisième ordre du pas dz $O(dz)^3$.

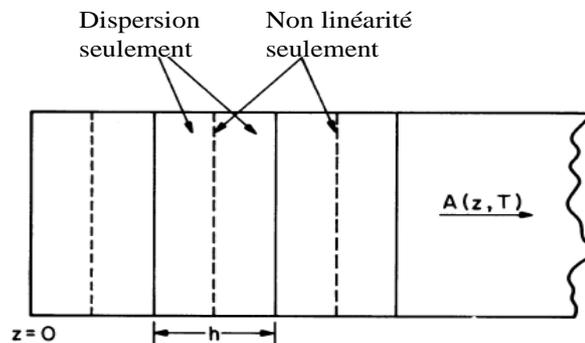


Figure 4.10 : Représentation de la méthode Split Step Fourier

Notre étude a été axée sur la modélisation de l'évolution des impulsions à l'intérieur d'une fibre optique passive, en utilisant la méthode numérique déjà décrite ci-dessus, à l'aide du logiciel Matlab.

Les valeurs des coefficients sont données dans le tableau 3. Les paramètres β_1 et β_2 sont liés aux paramètres connus de dispersion D et de pente de dispersion D_λ suivant les fonctions ci-dessous [5]:

$$\beta_2 = \frac{-\lambda^2}{2\pi c} \cdot D \quad (4.21)$$

$$\beta_3 = \frac{\lambda^4}{(4\pi c)^2} \cdot \left(\frac{2}{\lambda} D + D_\lambda \right) \quad (4.22)$$

Paramètres de la fibre	
Longueur de la fibre	6.2m
Paramètre de dispersion D	17 ps(nm – Km)
Paramètre de la pente de dispersion D_λ	0.08 ps(nm ² – Km)
Coefficient atténuation α	0.2dB/Km
Coefficient non linéaire γ	3W ⁻¹ Km ⁻¹
Forme de l'impulsion gaussienne	$A_0 = \sqrt{P_0} * \exp(-(1 + li * C) / 2 * (t/T_0)^{2*m})$
Forme de l'impulsion Sécant hyperbolique	$A_0 = \sqrt{P_0} * \exp * \operatorname{sech}(t/t_1), t \leq 0$ $A_0 = \sqrt{P_0} * \exp * \operatorname{sech}(t/t_2), t \geq 0$ $t_1 = t * 2.2$ $t_2 = t * 0.8$
Puissance crête	1mW, 1W, 1KW
Longueur d'onde	1550 μ m

Tableau 3- Valeurs des paramètres utilisées lors de la simulation du SPM

Afin de mieux tirer profit de la simulation de l'effet de la SPM, suivant les paramètres décrits dans le tableau 3, nous avons choisi différentes formes d'impulsions avec lesquelles la fibre choisie va être attaquée. On a choisi deux types d'impulsions :

- L'impulsion gaussienne
- L'impulsion sécant hyperbolique

II.1.1 Impulsion Sécant hyperbolique

La première impulsion choisie dans cette simulation est une impulsion sécant hyperbolique (Fig. 4.11). Elle a une largeur temporelle à mi hauteur d'environ 50ps, est sa puissance lors de son injection dans la fibre égale à 1KW (le choix d'une forte puissance est nécessaire pour induire l'effet SPM).

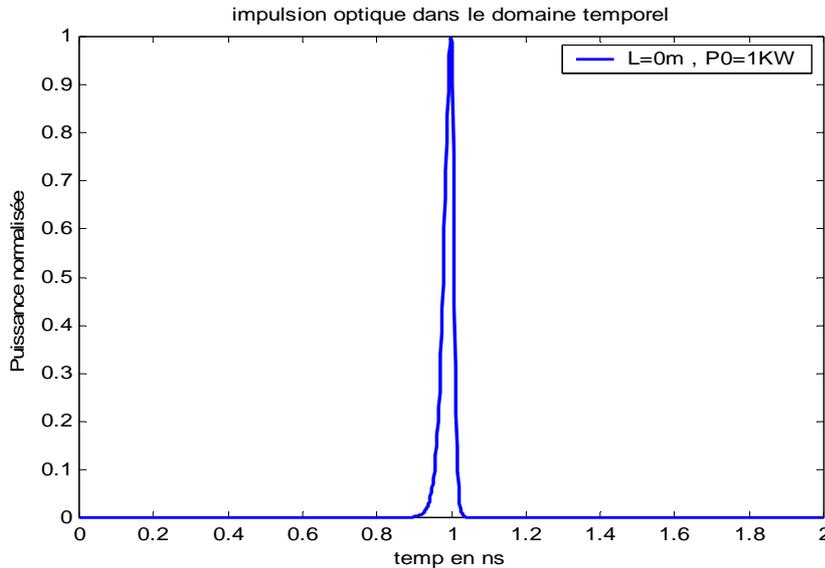


Figure 4.11 : Forme de l'impulsion initiale -Sécant hyperbolique

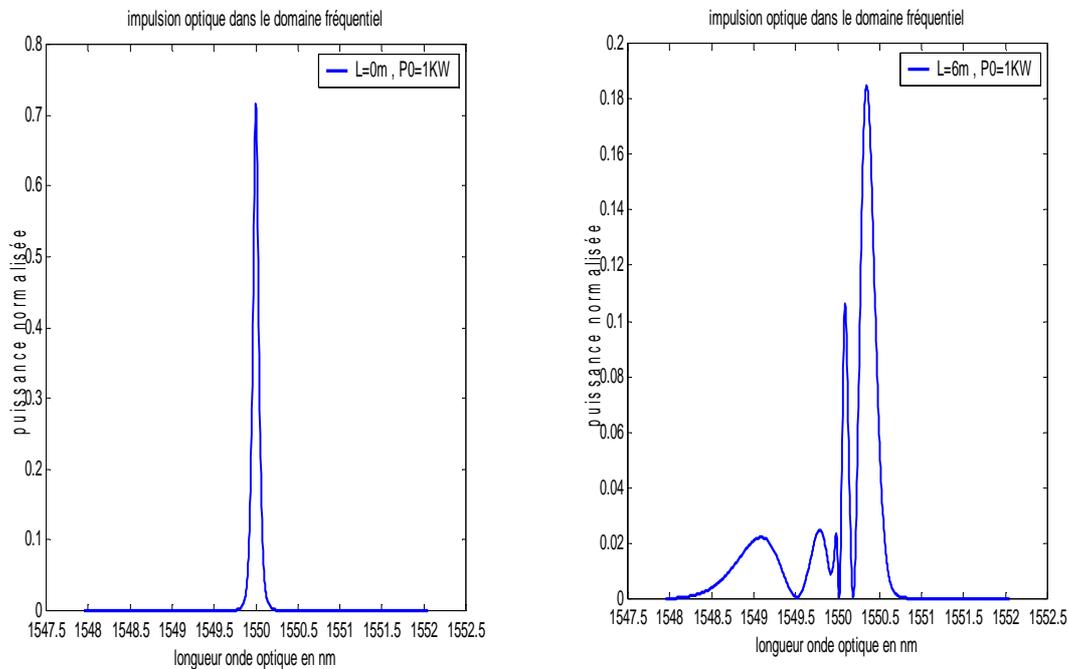


Figure 4.12 : Spectre fréquentiel élargi par la SPM pour une impulsion sécant hyperbolique
Puissance initiale $P_0=1Kw$

Nous allons maintenant étudier son évolution dans une fibre, dont les caractéristiques sont les mêmes présentées dans le tableau 1. On donne en premier lieu la forme de l'impulsion à l'origine, puis on présente sa déformation spectrale en fonction d'une distance donnée. La représentation temporelle, comme on le verra par la suite, demeure inchangée.

II.1.2 Impulsion Gaussienne sans chirp initial

Nous allons maintenant étudier l'évolution d'une impulsion gaussienne durant sa propagation dans une fibre optique :

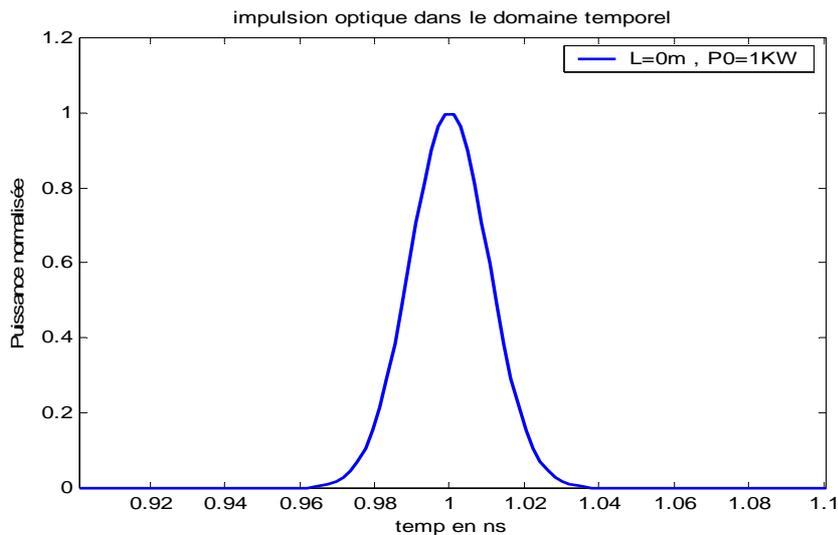


Figure 4.13 : La forme de l'impulsion initial : Impulsion Gaussienne

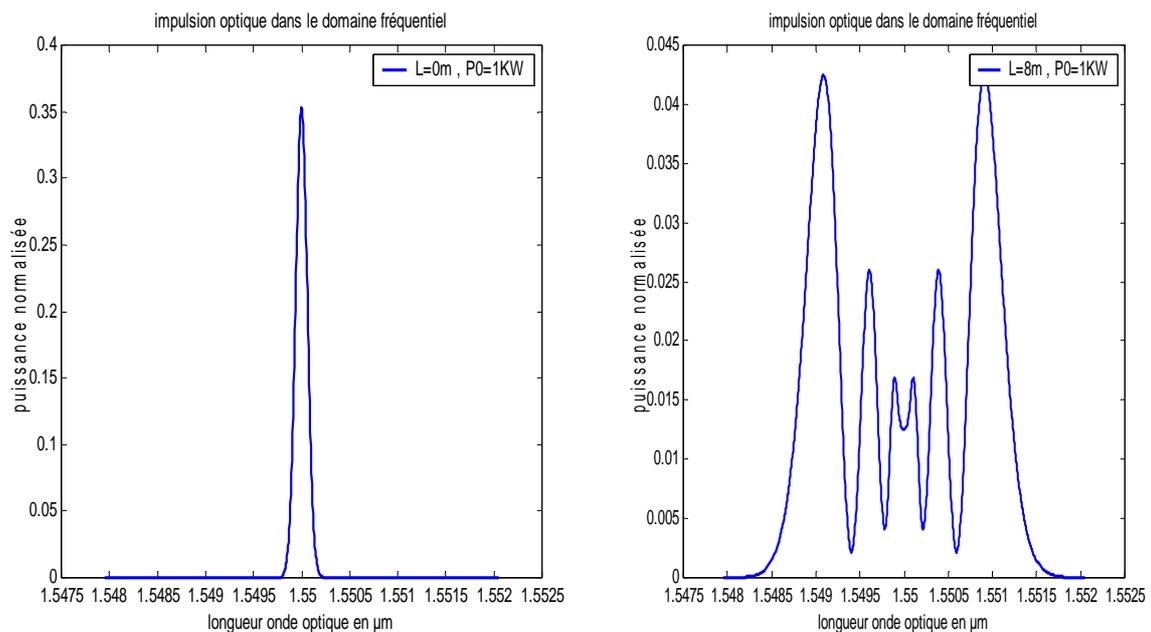


Figure 4.14 : Spectre fréquentiel élargi par la SPM pour une impulsion Gaussienne
Puissance injectée $P_0=1KW$ (à gauche $L=0m$, à droite $L=4m$)

On peut noter, que le spectre ne dépend pas seulement de la forme de l'impulsion mais aussi du chirp initial imposé sur l'impulsion, comme on le verra par la suite. Les figures 4.12 et 4.14 montrent les spectres des impulsions : sécant hyperbolique et gaussienne pour une longueur de fibre de 4m et pour une puissance injectée de 1KW.

La caractéristique essentielle observée dans les figures ci-dessus, et que la SPM a introduit un élargissement spectral accompagne d'une structure oscillatoire couvrant toute la bande de fréquence. On a constaté aussi, que le spectre est constitué de plusieurs pics, dont les extrêmes sont les plus intenses.

On remarque aussi que :

1. La SPM n'induit pas un changement dans la forme temporelle de l'impulsion.
2. Le décalage de phase non linéaire ϕ_{NL} augmente avec la longueur de la fibre L. (caractérisé par les pics). On note, une différence dans le spectre des deux impulsions.
3. Le chirp induit par la SPM augmente en amplitude en fonction de la distance de propagation.
4. De nouvelles composantes fréquentielles sont générées continuellement quand l'impulsion propage dans la fibre. Ces composantes fréquentielles générées par la SPM font élargir le spectre au-delà de sa longueur initiale. Dans notre cas, l'impulsion gaussienne choisie a une largeur initiale de 0.25nm, son parcours dans une fibre d'une longueur de 4m va induire un élargissement d'environ 2nm.

Nous soulignons que, l'origine de la structure oscillatoire peut être comprise en se référant à la figure 4.9, où la dépendance de la SPM par rapport au temps induit un décalage de fréquence.

Puisque le même chirp se manifeste pour deux valeurs de temps, donc la fréquence a la même valeur instantanée pour deux points différents. Ces points représentent deux ondes qui ont la même fréquence mais avec des phases différentes, ce qui produira des interférences entre eux en fonction de leurs différences de phase relative. Le résultat de cet effet est la structure multipics (Fig. 4.15).

II.1.3 Influence de la longueur de la fibre sur le spectre de l'impulsion

L'influence de la longueur de la fibre sur la distorsion du signal à cause du SPM a été étudiée utilisant la méthode split-step Fourier. La figure 4.15 présente les résultats de cette étude. Les paramètres du signal sont ceux précisés dans le tableau1. Le gain qui a été ajusté de

façon à obtenir 1 kW de puissance crête de sortie, et cela pour les trois longueurs de fibre présentées.

Nous constatons une importante dégradation du spectre de l'impulsion lorsque la longueur de la fibre augmente. Par conséquent, nous préconisons l'utilisation de fibres courtes dans les systèmes optiques à amplification de puissance.

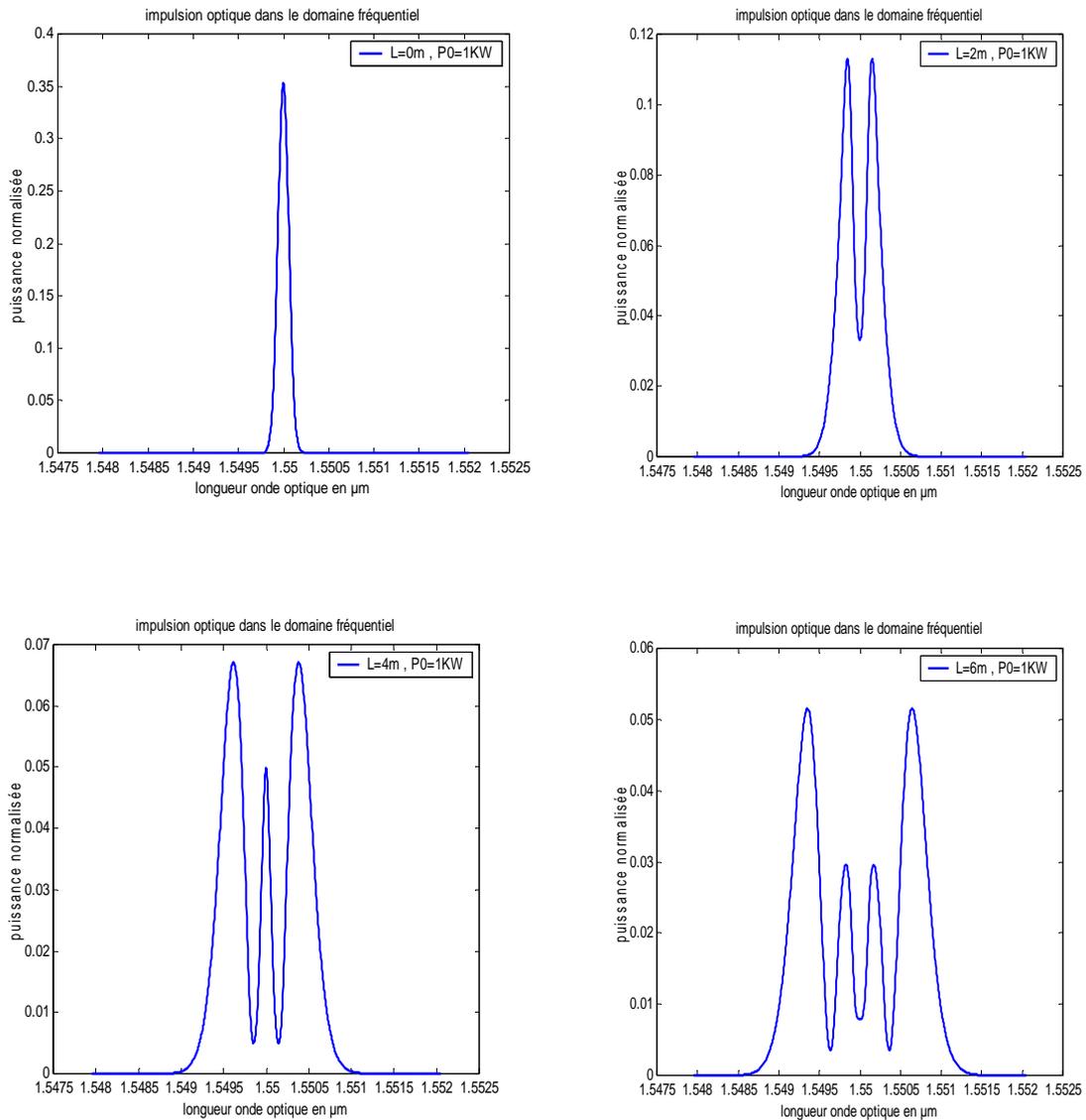


Figure 4.15 : Spectre fréquentiel élargi par la SPM pour une impulsion Gaussienne
Puissance injectée $P_0=1KW$

II.1.4 L'influence de la forme de l'impulsion et le chirp initial

Comme il a été déjà mentionné, la forme du spectre de l'impulsion dépend essentiellement de la forme initiale de cette impulsion (Fig. 4.12, 4 14), ainsi que du chirp.

Nous allons dans ce qui suit comparer l'influence de deux impulsions différentes sur le spectre de sortie, et introduisant par la suite l'effet du chirp initial.

a) Effet de la forme de l'impulsion

La figure 4.17 compare entre deux impulsions, une gaussienne ($m=1$) et une autre super gaussienne ($m=3$). Le spectre des deux impulsions est différent. La gamme spectrale pour l'impulsion gaussienne est trois fois plus grande que celle de la super gaussienne.

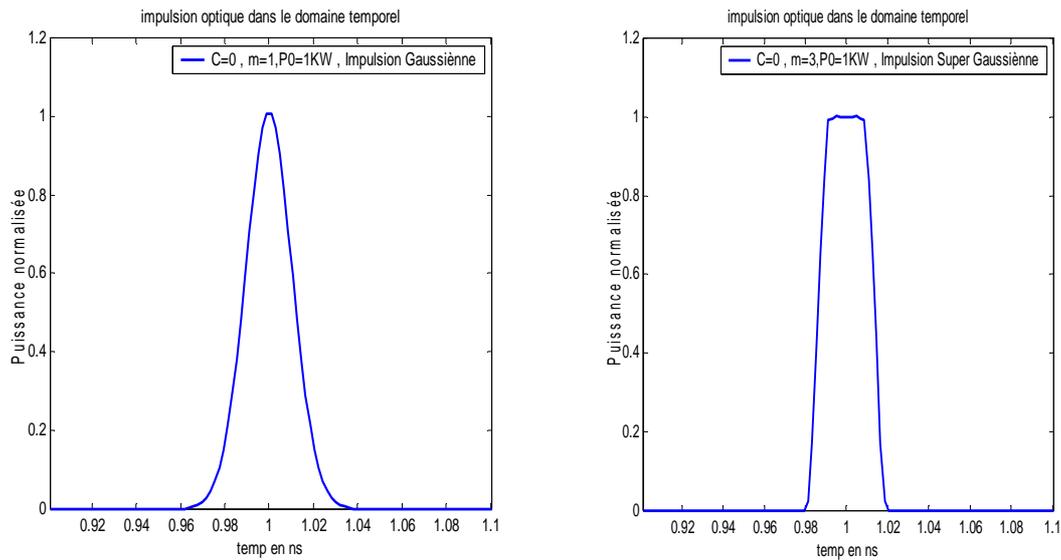


Figure 4.16- La forme initiale des impulsions introduites dans la fibre

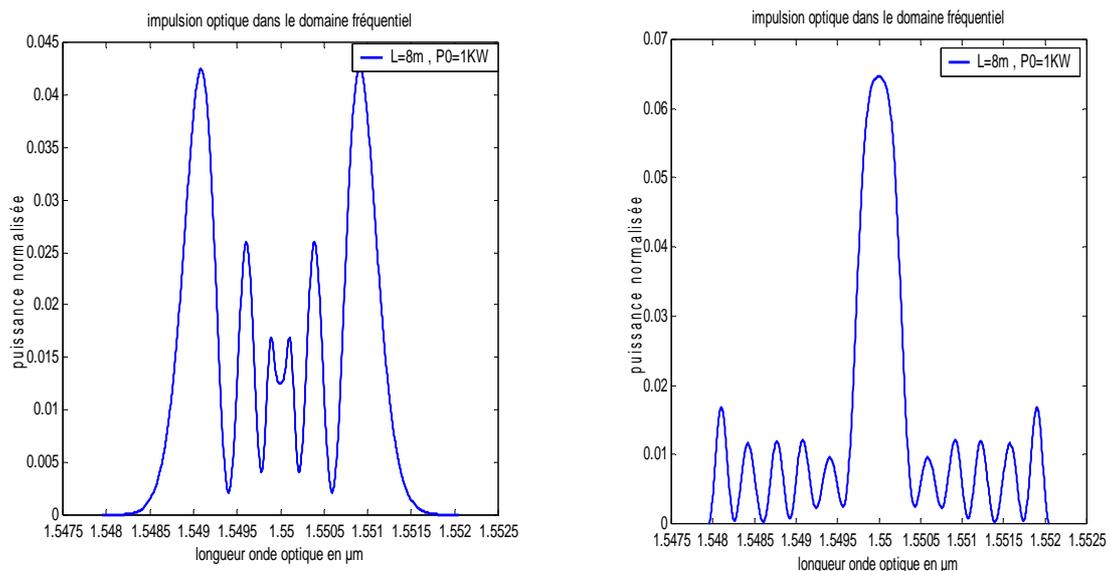


Figure 4.17 : Comparaison entre les spectres élargie par la SPM pour deux impulsions : une impulsion Gaussienne ($m=1$), et une autre super gaussienne ($m=3$) Puissance initiale $P_0=1KW$ et $FWHM=30ps$

On observe une nette différence entre les deux spectres. Donc la forme de l'impulsion est un facteur très important dans le processus de transmission, puisqu'il agit d'une façon directe sur le spectre de l'impulsion injectée dans la fibre optique. Ce facteur est susceptible d'être modifié suivant la puissance et la longueur de la fibre qui peut être utilisée.

b) Effet du chirp initial

Un glissement de fréquence initial peut aussi conduire à un grand changement dans le spectre de l'impulsion élargie par la SPM. Ce fait est illustré par la figure 4.18, pour deux impulsions, une impulsion gaussienne chirpée positivement et une autre qui est chirpée négativement. Ces résultats sont obtenus pour une impulsion gaussienne de $1KW$, qui est véhiculée dans une fibre de $8m$.

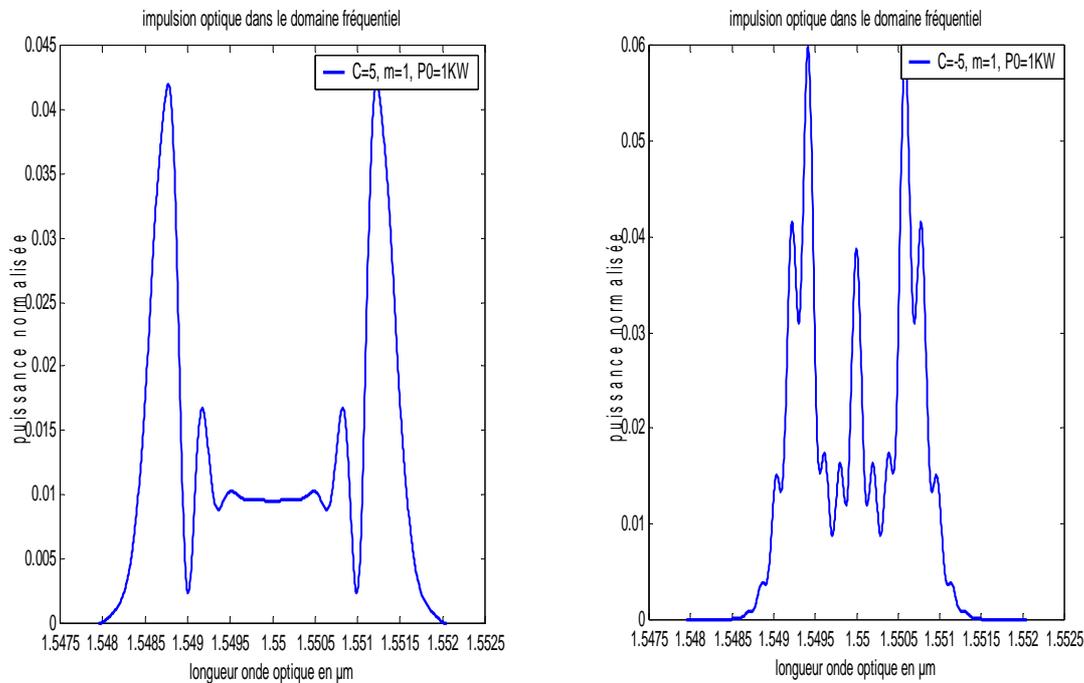


Figure 4.18 : Effet du chirp de fréquence initial sur le spectre élargie par la SPM pour une impulsion Gaussienne ($m=1$). A droite le chirp est négatif ($C=-5$), à gauche le chirp est positif ($C=5$), Puissance initiale $P_0=1KW$ et $FWHM=100ps$

La comparaison entre ces deux spectres montre que le chirp mène à un changement qualitatif dans l'élargissement du spectre induit par la SPM. On constate, que les conséquences de l'introduction d'un chirp initial négatif fait augmenter le nombre des pics spectraux. Le cas contraire se passe pour un chirp positif. Ceci peut être expliqué par le fait que la SPM induit un chirp linéaire (la fréquence augmente en fonction du temps) positif sur

la portion centrale de l'impulsion, qui va être additionné avec le chirp initial volontairement introduit. Ainsi, dans le cas où $C < 0$, une structure oscillatoire rehaussée est générée. Dans le cas où est $C > 0$, la contribution des deux chirps est de signe opposé pour toute la largeur du spectre à l'exception des fronts. Dans le cas du chirp positif, la figure 4.18 illustre se phénomène clairement.

II.2 Simulation de l'effet Brillouin

L'effet Brillouin stimulé a une très grande influence sur les systèmes optiques. Cette modélisation nous a permis de mieux comprendre ses différents aspects. Ce phénomène peut avoir lieu en régime continu ou impulsionnel. Nous allons présenter ses deux aspects ci-dessous.

Dans notre étude nous avons attaqué la fibre optique, dont les caractéristiques sont les mêmes que celle déjà utilisée pour la simulation de l'effet SPM, avec un signal CW (continus wave). En utilisant les équations (3.63) et (3.64), et en mettant :

$$I_p(z) = I_p(0) \exp(-\alpha z) \quad (4.25)$$

l'intégration de ces équations sur une longueur L , nous a donné une onde stokes qui évolue exponentiellement dans le sens inverse, son équation théorique est donnée par :

$$I_s(0) = I_s(L) \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L\right) \quad (4.26)$$

où $P_0 = I_p(0)A_{eff}$, est la puissance injectée à l'entrée de la fibre. A_{eff} est la surface effective.

La longueur d'interaction est donnée par :

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L) / \alpha] \quad (4.27)$$

En résolvant les équations (3.63) et (3.64) sur une longueur L , par la méthode numérique d'intégration de Rung-kutta d'ordre 4, on a constaté que la puissance pompe diminue exponentiellement jusqu'à atteindre un niveau bas (Fig.4.19), tandis que la puissance de l'onde stokes augmente exponentiellement en fonction de la puissance injectée, puis elle se stabilise à une certaine valeur, en fonction du produit gain - longueur. La longueur de la fibre est l'atténuation sont 20Km et 0.2dB/Km respectivement (Fig.19 et 20). La variation de l'intensité Stokes en fonction de la puissance injectée est illustrée aussi sur la figure 21.

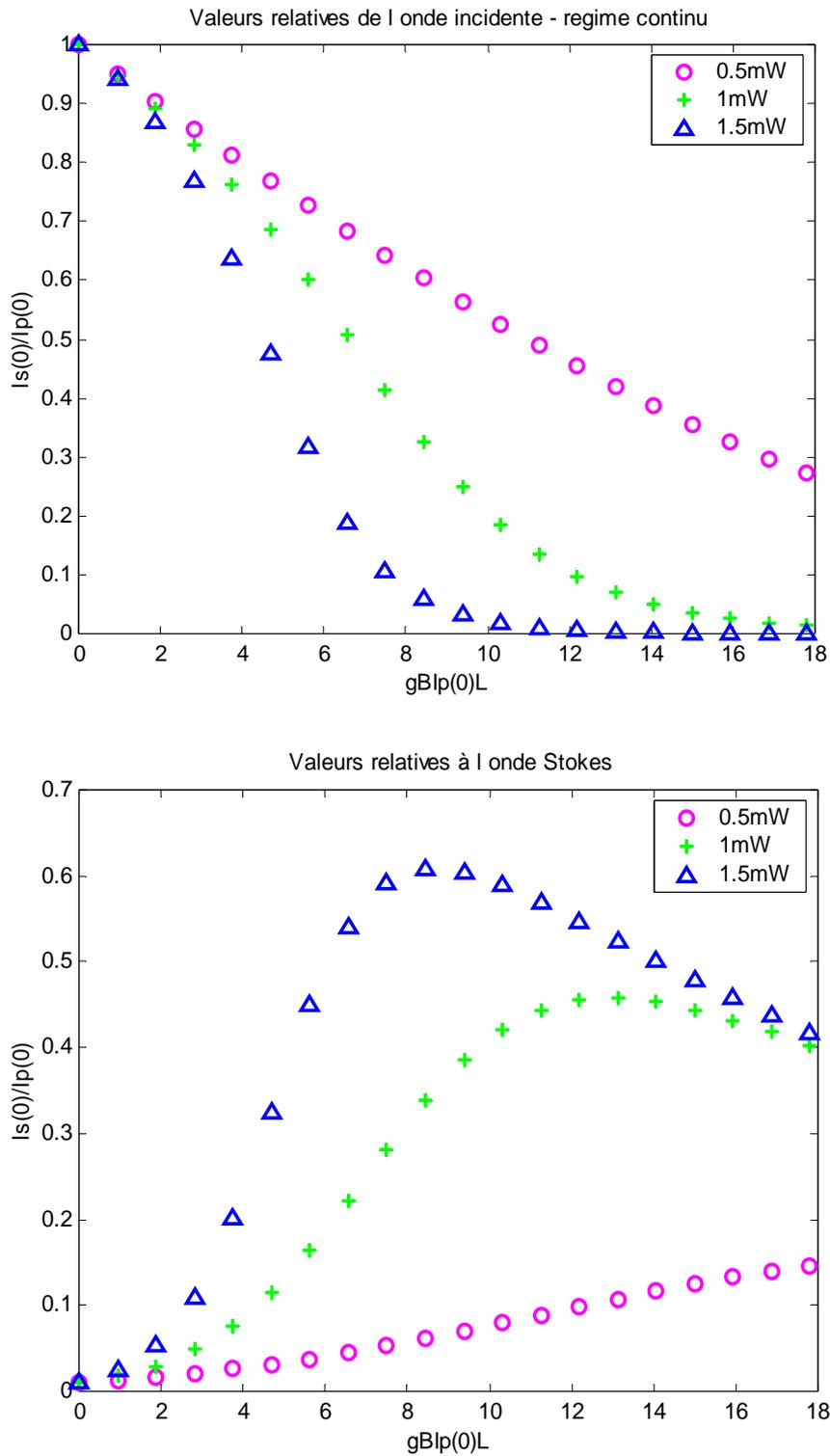


Figure 4.20: Intensité de l'onde Brillouin en sortie, pour SBS en sens inverse, en fonction produit gain de Brillouin – longueur, pour plusieurs valeurs de puissance

On note que la puissance pic de l'onde stokes peut excéder la puissance pic de l'onde incidente. Donc, la SBS peut endommager la fibre à cause de l'augmentation de l'onde stokes. Le seuil SBS peut être modifié suivant les valeurs des pertes.

Le seuil Brillouin est atteint à 1mW. Ceci est visible par l'augmentation de la puissance réfléchie à travers la SBS. Au même temps la puissance transmise diminue à cause de la déplétion de l'onde.

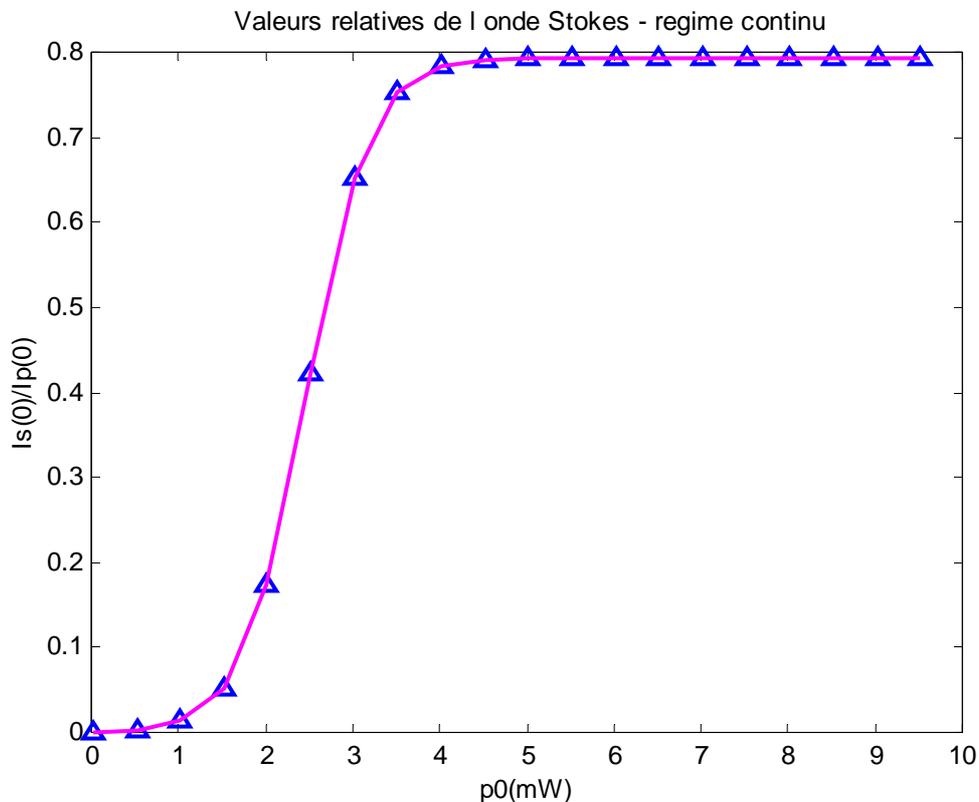


Figure 4.21: Evolution de l'onde Stokes en fonction de la puissance. $L=5\text{Km}$, $\alpha=0.2\text{dB/Km}$.

Conclusion

Le but du processus de transmission est d'acheminer une information bien précise d'un endroit à un autre sans subir de déformation. Les effets de dispersion et non linéaires sont des causes responsables de la dégradation du signal transmis.

En simulant une impulsion générées par une source de lumière, qui possède un spectre d'émission de longueur déterminée, on constate que l'indice de réfraction du cœur de la fibre dépend de la longueur d'onde de la lumière qui la traverse, se qui implique que les divers composants d'un groupe de signaux vont se propager à des vitesses différentes dans la fibre, créant ainsi un étalement temporel et un chevauchement de l'information.

D'un autre côté, la réponse d'un milieu diélectrique à la lumière devient non linéaire pour des champs électromagnétiques intenses. Cette réponse non linéaire est due aux mouvements non harmoniques des électrons du matériau de transmission. Les effets NL sont

observables pour des puissances de l'onde dans la fibre dont la longueur est relativement faible, et elle se traduit par deux conséquences, une atténuation du signal en fonction de l'augmentation de la puissance transmise, et un élargissement du spectre de fréquence qui influant sur la bande du système en le pénalisant par la suite.

Conclusion

MALGRE la maîtrise actuelle des techniques de développement des systèmes de communication, cela n'a pas suffi à combler la demande continue des dispositifs pouvant générer de fortes puissances. Lorsque cet objectif est atteint, ces puissances trop élevées ont engendré à leurs tours de nouveaux phénomènes qui peuvent modifier quelques paramètres de transmission.

On sait que l'injection d'une puissance dans le guide optique va nous livrer de très grandes puissances, puisque la puissance injectée à l'entrée est confinée dans une très faible surface, du fait de la petite dimension de leur zone guidante. Les champs électromagnétiques intenses qui ont résultent sont susceptible de modifier les propriétés de la silice (matière dont les guides optiques sont constitués en général), qui représente le support de la propagation. Ainsi, l'interaction entre un diélectrique, fibre monomode, et un signal de forte intensité va automatiquement produire des phénomènes non linéaires. Ces non linéarités vont déformer le signal, et ils vont forcer l'indice de réfraction à adapter une variation. C'est le phénomène connu sous le nom effet de Kerr optique. Le milieu qui représente ces caractéristiques est dit alors un milieu non linéaire.

La propagation d'un signal dans un milieu non linéaire induit deux phénomènes, en l'occurrence l'automodulation de phase (SPM), et la modulation de phase croisée (XPM), dont le premier a fait l'objet d'une simulation. D'autres phénomènes peuvent aussi se manifester sous certaines conditions, comme la diffusion de Brillouin stimulée (SBS) et la diffusion de Raman stimulée (SRS).

L'autre aspect qui a présenté un intérêt pour notre étude, C'est l'effet de dispersion chromatique. Comme les sources laser utilisées dans les communications à grand débit n'ont pas un spectre strictement monochromatique, d'où ces sources ont un spectre d'une largeur donnée, et sous l'influence de la puissance injectée, l'indice de réfraction du cœur de la fibre dépend de la longueur d'onde de la lumière qui la traverse, se qui implique que les divers composants d'un groupe de signaux vont se propager à des vitesses différentes dans la fibre, créant ainsi un étalement temporel et un chevauchement de l'information, rendant le décodage de cette dernière compliqué. Ce qui limite fortement la distance maximale à la quelle le signal peut être envoyé dans la fibre sans qu'il y distorsion.

Notre étude, prenant comme objet la fibre optique passive, a commencée par une approche théorique, qui se résume dans la mise en équation des phénomènes à étudier. Les résultats obtenus par la simulation, en utilisant une méthode numérique simple et précise qui est la méthode Split Step Fourier, confondes très bien avec l'étude théorique.

Nous avons constaté lors des simulation un effet combiné entre deux effets, la GVD d'une part, et la SPM de l'autre part. L'effet mutuel entre ces deux effets peut contribuer constructivement ou distinctivement dans le processus de guidage sur support optique.

Dans le cas de l'effet Kerr optique, nous avons travaillé sur des impulsions très courtes (largueur de l'impulsion et de quelques picosecondes). Les simulations ont montrées une déformation de l'impulsion en fonction du rapport -longueur de la fibre / longueur de dispersion, pour une dispersion chromatique, ainsi que le rapport -puissance transmise / longueur non linéaire, dans le cas de l'effet SPM. Nous avons constaté aussi, que la forme de l'impulsion injectée et le chirp introduit initialement ont une influence directe sur le spectre de l'impulsion.

Pour le cas de effet inélastique, la modélisation ainsi que la simulation de l'effet SBS a démontré l'existence d'un effet d'interaction mutuel qui engendre un transfert d'énergie de l'onde incidente vers l'onde Stokes qui a été induite par électrostriction (phénomène qui a engendré la création de l'onde Stokes).

Enfin, et par le biais de cette thèse, nous avons développé un outil de modélisation et de simulation des effets non linéaires. Cet outil a permis de comprendre l'effet de certains paramètres, tel que la puissance, sur la propagation de la lumière dans les fibres optiques, ceci dans le but de contribuer dans l'avenir à définir et concevoir de nouvelles fibres adaptées aux besoins actuels.

Bibliographie

- [1] Elena Olmedo Herrero « Étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée Er^{3+}/Yb^{3+} » Thèse doctorale soutenue en 2003
- [2] Ali Guermache « Étude et réalisation de lasers de pompe à 1480nm pour l'amplification Raman » Thèse Présentée pour obtenir le titre de docteur de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications Spécialité : Électronique et Communications – Mars 2005
- [3] Ecole nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.
- [4] Ming-Jun Li, Shenping Li, Daniel A.Nolan « Non linear Fibers for Signal Processing Using Optical Kerr Effects » Journal of light Technology, Vol23, No. 11 November 2005.
- [5] Naïma Khelfaoui - Auto focalisation infrarouge dans le Phosphore d'Indium dopé fer - Laboratoire Matériaux Optiques, - Université de Metz, Thèse pour l'obtention du grade de Docteur - Juin 2006.
- [6] H.Apithy, Y.Bouslimani et H.Hamam « Communication à fibre optiques : limitation causés la dispersion et les effets non linéaires » Opt. Communication IEEE canadian review– Summer/Été 2004.
- [7] Raman Kashyap « Fiber Bragg Gratings » BT Laboratories, Martlesham Heath Ipswich, United Kingdom ACADEMIC PRESS 1999.
- [8] Chao Xiang Shi « Nonlinear Interaction of Light Propagation in a Birefringent Optical Fiber with External Perturbations » IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, No 6, June 1994.
- [9] Govind P Agrawal « Nonlinear Fiber Optics » Third Edition-Academic press 2001
- [10] Irène et Michel Joindot et douze co-auteurs « Les télécommunications par fibre optique »-DUNOD et CENT-ENST, Paris, 1996
- [11] Govind P Agrawal « Application of Fiber Optics » Academic press 2001.
- [12] Ivan P. Kminow, Tingye Li « Optical Fiber Telecommunications IV A- Components » Academic press, San Diego 2002.
- [13] Revue de école nationale des postes et télécommunication « La fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission - Eucalyptus Alger.2004.
- [14] Serge Huard « Polarisation de la lumière » Masson, Paris 1993.
- [15] Revue de école nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.

- [16] Revue de école nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.
- [17] Robert E. Collin « Foundation for microwave engineering » IEEE Microwave Theory and Techniques Society, Sponsor – IEEE The institute Of Electrical and Electronics Engineers, Inc New York - Second Edition 2001.
- [18] Pierre-André Bélanger « Les Fibres Optiques–Supplément d'électromagnétisme appliqué » Université Laval- Canada
- [19] Amnon Yariv « Quantum electronics » Third Edition, John Wiley and Sons, 1989.
- [20] File//A-Opt\A-FO\Sommaire% Télécoms_Fichiers « Télécommunication Optique- Les Fibre Optique »
- [21] John.P.Powers «Introduction to fiber optic system » McGRAW-HILL International edition-second edition
- [22] Grégory Bouquet « Compréhension de la biréfringence et du couplage de mode de polarisation dans les fibres optiques de télécommunication » Thèse doctorale soutenue en 2005
- [23] Ivan B. Djorjevic, Bane Vasic, Milos Ivkovic and Ildar Gabitov « Achievable Information Rates for High-Speed Long-Haul Optical Transmission » Journal of Lightwave Technology, Vol. 23, No 11, November 2005.
- [24] D. L. Mills « Nonlinear Optics: Basic concept » Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999 pp 73-91.
- [25] Oren Levinson and Moshe Horowitz « Generation of Complex Microwave and Millimetre-Wave Pulses Using Dispersion and Kerr Effect in Optical Fiber Systems » Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No 5, May 2003.
- [26] Ming-Jun Li, Shenping Li and Daniel A Notan “Nonlinear Fibers for Signal Processing - Using Optical Kerr Effects” Journal of Lightwave Technology, Vol.23, No:11, November 2005
- [27] Ting Zhang, Xiupu Zhang and Guodong Zhang « Distributed Fiber Raman Amplifiers With Incoherent Pumping » IEEE photonics technology letters, Vol. 17, N° 6, June 2005.
- [28] S. LaRochelle, C. Paré, A. Villeneuve « Modélisation de la compensation de la dispersion et de l'effet Kerr basée sur une non linéarité négative » rapport 98 <http://www.gel.ulaval.ca/~larochel/COLOC/references.html>.
- [29] N. Bélanger, C. Paré, A. Villeneuve « Non linéarités dans les guides d'onde de semi-conducteur et application à la compensation des effets non linéaires dans les liens de fibres optiques » rapport 98.
- [30] Lokenath Debnath « Nonlinear Partial differential Equation for Scientists and Engineers » (Birkhäuser Boston 1997).

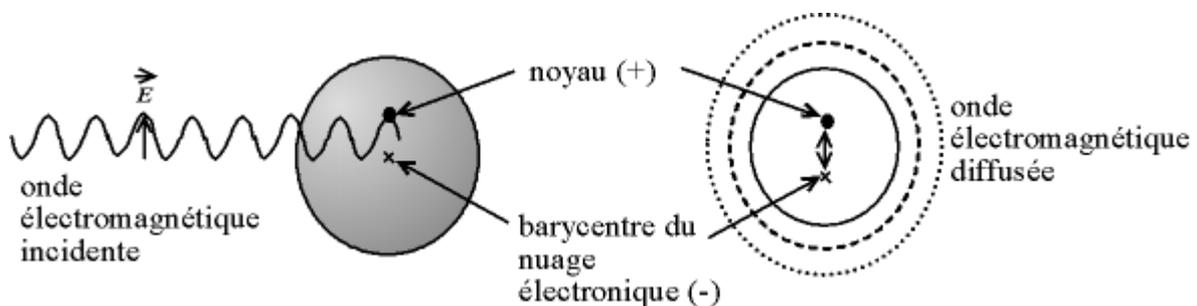
- [31] L. Prigent and J.-P. Hamaide « Measurement of Fiber Nonlinear Kerr Coefficient by Four-Wave Mixing » IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, No. 9, September 1993.
- [32] Berkane Deya « Etude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence des microdéformation périodiques » Mémoire de fin étude projet magistère 2005
- [33] MathWorks, Inc « Matlab-High performance Numeric Computation Software » Pro-Matlab-User's Guide March 1, 1991.
- [34] Eric Goncalvés « Résolution numérique, Discrétisation des EDP et EDO » Institut National Polytechnique de Grenoble – Septembre 2005.
- [35] Jean-Marc Huré, Didier Pelat « Méthodes Numériques- Elements d'un premier parcours » Ecole doctorale de l'Île de France- Université Paris 7 et 11- Observatoire de Paris DEA 2002/2003.
- [36] Jacwang Yu, Bum Kwon, and Kyunghwan Oh « analysis of Brillouin frequency Shift and Longitudinal Acoustic Wave in a silica Optical Fibre with a triple-Layered Structure » Journal of lightwave technology, Vol. 21, N°8, August 2003.
- [37] Oleg V. Sinkin, Ronald Holzlöhner, John Zweck, and Curtis Renyuk « Optimization of the Split-step Fourier Method in Modeling Optical Fiber Communications Systems » August 7, 2002 Department of Computer Science and Electrical Engineering, University of Maryland Baltimore County USA.
- [38] Casimer DeCUSATIS « Handbook of fiber optic communication » Second Edition– Academic Press-2002.
- [39] Achyut K. Dutta, Niloy K. Dutta, Masahiro Fujiwara « WDM Technologies: Active optical components » Academic press, San Diego 2002.
- [40] Ivan P. Kminow, Thomas L. Koch « Optical fiber Telecommunications IIIB » Academic press, San Diego 1997.
- [41] John Crisp « Introduction to Fiber Optics » Newnes, 2nd Edition, ISBN 07506 50303, 2001.
- [42] Kiochi Takiguchi, Kazuo Hotate « Method to Reduce the Optical Kerr-Effect-Induced Bias in an Optical Passive Ring-Resonator Gyro » IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, No. 2, February 1992.
- [43] Vittorio M. N. Passaro and Francesco De Leanardis « Modeling and Design of an All-Optical Switch Based on Raman effect in Optimized Silicon-on-Insulator Waveguides » Dipartimento di Elettrotecnica ed Electronica, via Edoardo Orabona n.4, 70125 Bari, Italy.
- [44] Bruno Crosigani, Amnon Yariv « Kerr Effect and chromatic Dispersion in fiber-Optic Gyroscopes » Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-3, No 4, August 2005.
- [45] Christopher Allen, Sivaprasad Gogineni « A Fiber-Optic-Based 1550-nm Laser Radar Altimeter with RF Pulse Compression » the University of Kansas, 0-7803-5207-6/1999 IEEE.

ANNEXES

Annexe A :

Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un mode de diffusion des ondes électromagnétiques, et notamment la lumière, par les atomes. On parle de diffusion élastique, car cela se fait sans variation d'énergie des photons (l'onde conserve la même longueur d'onde). Lorsque les photons dispersés ont une énergie différente du photon incident on parle de dispersion de Raman. L'onde électromagnétique peut être décrite comme un champ électrique oscillant couplé à un champ magnétique oscillant à la même fréquence. Ce champ électrique va déformer le nuage électronique des atomes, le barycentre des charges négatives oscille ainsi par rapport au noyau (charge positive). Le dipôle ainsi créé rayonne, c'est ce rayonnement induit qui constitue la diffusion Rayleigh.



Diffusion Rayleigh : l'atome, excité par l'onde électromagnétique, réémet une onde

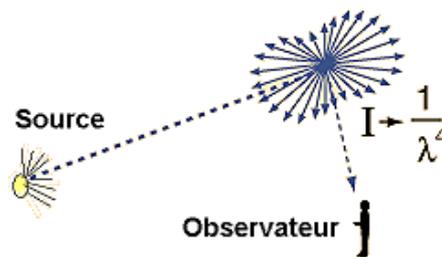
Ce modèle physique est cohérent avec le principe de Huygens dans le cas de la propagation dans un milieu matériel : les atomes réémettent réellement les ondes qu'ils reçoivent.

Dans le modèle de l'électron élastiquement lié, on considère que la force reliant le barycentre du nuage électronique au noyau est proportionnelle à la distance les séparant. On peut ainsi calculer la puissance rayonnée dans une direction donnée en fonction de la longueur

d'onde (le rayonnement se fait dans toutes les directions, mais l'intensité varie en fonction de l'angle par rapport à l'onde incidente).

Sir John William Strutt Rayleigh a calculé l'intensité dispersée par des diffuseurs formés de molécules dipolaires beaucoup plus petits que la longueur d'onde comme:

$$I = I_0 \cdot 8\pi^4 \cdot N\alpha^2 \cdot \frac{1 + \cos^2(\Theta)}{\lambda^4 \cdot R^2}$$



où

- N est le nombre de particules
- λ est la longueur d'onde de la lumière incidente
- α est la polarisabilité
- Θ est l'angle entre l'onde incidente et l'observateur

On voit que l'intensité est fortement dépendante de la longueur d'onde et de l'angle de vue dans la formule ci-dessus. Ceci, plus les particularités de la vision photopique, permet d'expliquer pourquoi le ciel est bleu en plein jour et pourquoi le Soleil est rouge à son lever et à son coucher. L'image ci-dessous démontre que le ciel est de plus en plus bleu à mesure qu'on s'éloigne de la direction du soleil ce qui résulte de la sélection par la loi de Rayleigh des ondes du spectre visible.

La dispersion de Rayleigh n'est valide que pour la dispersion de la lumière par les molécules jusqu'à environ un dixième de la longueur d'onde de la lumière incidente. Au-delà de ce rapport, nous avons affaire à la théorie de Mie.

Lorsque le rayonnement n'est pas électromagnétique mais particulaire (neutron, particule alpha), on observe également une diffusion élastique. Celle-ci résulte de l'inégalité de Heisenberg : comme la particule est bien localisée (elle interagit avec l'électron), l'incertitude sur son impulsion, donc notamment sa direction, est grande, il y a donc une diffusion isotrope.