

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique
Université de Biskra

FACULTE DES SCIENCES DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



**Mémoire de magister
En Electronique**

Option : *Communications*

Préparée au Laboratoire **LGEB** (Laboratoire de Génie Electrique de Biskra)

Thème

**ETUDE D'UNE STRUCTURE DE LIAISON PAR FIBRE OPTIQUE :
CARACTERISATION DE LA PROPAGATION ET BILAN ENERGETIQUE**

Présenté par :

Riadh SAIDI

Soutenu le : / /2009 devant le Jury composé de :

Salim SBAA	Maître de conférences (Univ. Biskra)	Président
Abdelhamid BENAKCHA	Maître de conférences (Univ. Biskra)	Rapporteur
Lamir SAIDI	Maître de conférences (Univ. Batna)	Examineur
Moussa BENYOUCEF	Maître de conférences (Univ. Batna)	Exami nateur

Sommaire

Sommaire

Liste d'acronymes

Tables des figures

Résumé

Introduction générale

Chapitre I: Généralités sur les fibres optiques

I-1 Généralités sur les fibres optiques 01

I-1-1 Introduction 01

I-1-2 Historique de la fibre optique 04

I-2 La fibre optique 05

I-2-1 Fibres optiques monomode et multimodes 06

I-2-1-1 Fibres optiques monomode 06

I-2-1-2 Fibres optiques multimodes 08

I-2-2 Fibres optiques à saut d'indice et à gradient d'indice 08

I-2-2-1 Fibres à saut d'indice 08

I-2-2-2 Fibre à gradient d'indice 09

I-3 Les applications de la fibre optique 09

I-3-1 Les télécommunications 09

I-3-2 Les réseaux sous-marins 10

I-3-3 L'armée 11

I-3-4 Applications diverses 12

I-4 Les avantages et les inconvénients de la fibre optique 12

I-4-1 Les avantages 12

I-4-2 Les inconvénients 13

I-5 Modèle d'une liaison par fibre optique 14

I-5-1 Emetteur 15

I-5-1-1 Laser à semi-conducteur	15
I-5-1-2 Diodes électroluminescentes LED	18
I-5-2 Le Récepteur	20
Chapitre II: Principes de la propagation	
II-1-Introduction	23
II-2-Propagation de la lumière dans la fibre optique	23
II-2-1 Lumière et propagation	23
II-2-1-1 Lumière	24
II-2-1-1-1. Le spectre électromagnétique	24
II-2-1-1-2.La théorie corpusculaire	25
II-2-1-1-3.La théorie ondulatoire	25
II-2-1-2 Propagation	27
II-2-1-3 Emission	28
II-2-1-4 Polarisation	28
II-2-2 Mode propagation	30
II-2-2-1 Fibre à saut d'indice	30
II-2-2-2 Fibre à gradient d'indice	31
II-2-3 Spécification de la fibre optique	32
II-2-3-1- Ouverture numérique	32
II-2-3-2 couplage	34
II-3 Equations de MAXWELL	36
II-4 Equation d'ondes	40
II-5 Propagation dans la fibre optique	43
II- 6 Conclusion	46

Chapitre III: Atténuations dans les fibres optiques

III-1-Introduction	47
III-2-Les atténuations	47
III-2-1- Atténuations intrinsèques	48
III-2-1-1- Atténuation par absorption	48
III-2-1-2- Atténuation par diffusion	49
III-2-1-3- Atténuation par diffusion de RAYLEIGH	49
III-2-1-4 Spectre des atténuations	50
III-2-2- Les atténuations extrinsèques	52
III-2-2-1- Atténuation due aux courbures	52
III-2-2-2- Atténuation due aux micros courbure	52
III-2-2-3- Atténuation due aux connexions	52
III-3- Dispersion	54
III-3-1- Dispersion modale	54
III-3-1-1- Dispersion modale pour la fibre à saut d'indice	55
III-3-1-2- Dispersion modale pour une fibre à gradient d'indice	57
III-3-2- Dispersion du guide d'onde	59
III-3-3 Dispersion du matériau	61
III-3-4- Dispersion chromatique	63
III-3-5- Bande passante totale de la fibre optique	66
III-4- Effets non linéaires	68
III-4-1- Effet Kerr	70
III-4-1-1- Auto modulation de phase(SPM)	71
III-4-1-2 La modulation de phase croisée (XPM)	73
III-4-1-3- Effet de la dispersion de la vitesse de groupe (GVD)	73
III-4-1-4- Effet combine de la GVD et SPM	74
III-4-2- Effet Brillouin	75
III-4-2-1- Diffusion en régime spontané et stimulé	76
III-4-2-2- Diffusion de Brillouin Stimulée (SBS)	77
III-4-3- Effet Raman (SRS)	81

III-5- Conclusion	81
Chapitre IV: Bilan énergétique d'une liaison par fibre optique	
IV-1- Introduction	82
IV-2- Présentation de la liaison optique	82
IV-3- Principales pertes d'une transmission par fibre optique	83
IV-3-1- Pertes dues au couplage émetteur-fibre optique	83
IV-3-2- Affaiblissement linéique dans une fibre optique	84
IV-3-3 Pertes dues aux épissures	85
IV-3-4- Pertes due aux connecteurs	87
IV-4- Bilan Energétique	88
IV-4-1 Bilan énergétique	88
IV-4-2 Pertes de courbures	92
IV-5- Conclusion	93
Chapitre V: Simulation	
V-1- Introduction	94
V-2- Simulation de la GVD	94
V-3- Evolution de l'impulsion le long de la fibre	98
V-4- Simulation de l'effet Brillouin	106
V-5- Conclusion	108
Conclusion générale	109
Bibliographie	111

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

Table des figures

1.1 : <i>Structure de la fibre</i>	10
1.2 : <i>la fibre monomode</i>	11
1.3 : <i>Fibre multimode à saut d'indice</i>	13
1.4 : <i>Fibre multimode à gradient d'indice</i>	14
1.5 : <i>Représentation d'une liaison par fibre optique avec représentation de pertes et les différentes puissances</i>	20
1.6 : <i>laser a quatre niveaux</i>	23
1.7 : <i>Structure d'une diode laser</i>	24
1.8 : <i>Principe de la diode électroluminescente</i>	26
1.9 : <i>Principe de la photodiode</i>	27
1.10 : <i>caractéristique de la photodiode</i>	28
2.1 : <i>Spectromètre électromagnétique</i>	31
2.2 : <i>Coupe d'une fibre optique</i>	40
2.3 : <i>Couplage diode émettrice-fibre optique</i>	44
2.4 : <i>Variation de \vec{E} par rapport à \vec{H}</i>	53
3.1 : <i>Diffusion de Rayleigh</i>	61
3.2 : <i>Atténuation intrinsèque de la fibre optique</i>	62
3.3 : <i>Raccordement des fibres</i>	64
3.4 : <i>Différentes pertes dans la fibre optique</i>	65
3.5 : <i>Distorsion d'une impulsion provoquée par la dispersion modale</i>	66
3.6 : <i>Dispersion modale de la fibre multimode à saut d'indice</i>	68
3.7 : <i>Dispersion modale due à l'imperfection de la gaine</i>	70
3.8 : <i>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</i>	71
3.9 : <i>Indice de réfraction en fonction de longueur d'onde</i>	73
3.10 : <i>Dispersion chromatique dans une fibre optique</i>	76
3.11 : <i>Variation de $\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2}$ pour une fibre de silice pure</i>	78
3.12 : <i>Distorsion des impulsions à la réception due à la dispersion de la fibre</i>	79
3.13 : <i>Impulsions rapprochées dans le temps les unes des autres engendrant en réception des interférences inter symboles</i>	79
3.14 : <i>Largeur de spectre de la source optique</i>	80
3.15 : <i>Spectre de la lumière diffusée spontanément par un milieu diffusant quelconque</i>	90
3.16 : <i>Diagramme de la génération de l'onde acoustique par électrostriction et de l'onde de Stokes par SBS</i>	92
3.17 : <i>Représentation schématique des champs impliqués et les valeurs de fréquence mis en jeu, caractérisant l'effet Brillouin pour une fibre en silice à $1.55 \mu\text{m}$.</i>	93
3.18 : <i>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</i>	94
4.1 : <i>Modèle de liaison de télécommunication optique</i>	98
4.2 : <i>Affaiblissement dans une fibre optique</i>	100
4.3 : <i>les pertes de courbures</i>	108

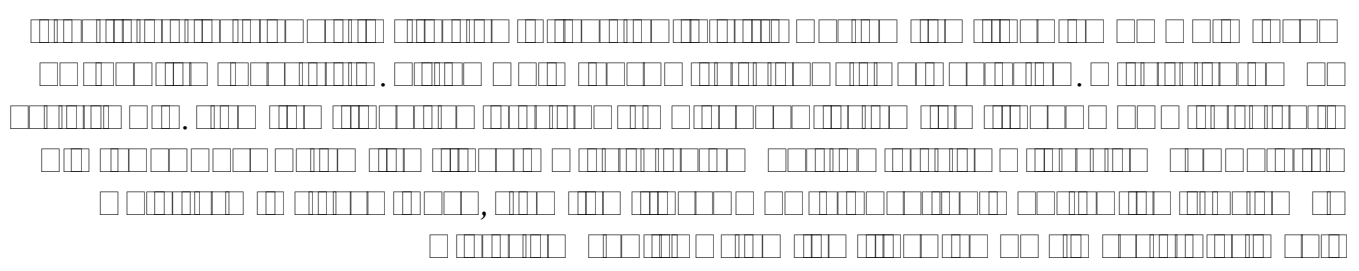
4.4 : Le spectre de l'impulsion gaussienne à l'entrée de la fibre	113
4.5 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=0L_D$ de la fibre	115
4.6 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=2L_D$ de la fibre	116
4.7 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=4L_D$ de la fibre	116
4.8 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=6L_D$ de la fibre	117
4.9 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=8L_D$ de la fibre	117
4.10 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=10L_D$ de la fibre	118
4.11: Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=12L_D$ de la fibre	118
4.12- Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=14L_D$ de la fibre	119
4.13 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=16L_D$ de la fibre	119
4.14 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=18L_D$ de la fibre	120
4.15- : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=20L_D$ de la fibre	120
4.16 :- Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=22L_D$ de la fibre	121
4.17 :- Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=24L_D$ de la fibre	121
4.18 :- Évolution de l'Impulsion optique dans le domaine temporel le long de la fibre	122
4.19 :- Intensité de l'onde Brillouin en sortie, pour SBS en sens inverse, en fonction produit atténuation-longueur L , pour plusieurs valeurs de puissance	125
4.20 : Intensité de l'onde Brillouin en sortie, pour SBS en sens inverse, en fonction produit gain de Brillouin – longueur L , pour plusieurs valeurs de puissance	126

Résumé

Les communications par fibres optiques actuelles sont caractérisées par une demande croissante en termes de capacité de transmission. On voudrait transmettre de plus en plus de données sans atténuation en minimisant les pertes. Sachant que des limitations existent lorsque le signal se propage dans la fibre suite à différents effets caractérisant la fibre optique. Dans ce travail on a voulu donner quelques généralités et caractéristiques concernant les transmissions par fibre optique, donner aussi un aperçu sur quelques atténuations qui interviennent pendant la propagation du signal dans la fibre optique où une attention particulière est donnée pour l'étude du bilan énergétique d'une liaison par fibre optique ainsi que quelques effets linéaires et non linéaires

Abstract

The communications by current optical fibers are characterized by an increasing request in term of capacity of transmission. We would like to pass on more and more data are enfeblement by minimizing the losses. Knowing that limitations exist when the signal propagates in the fiber further to various effects characterizing the fiber optics(optical fiber). In work we wanted given about majorities and characteristics concerning the transmissions by fiber optics(optical fiber), given also an outline onto some enfeblement which intervene during the distribution of the signal in the fiber optics(optical fiber) where a particular attention is given for the study of the energy balance of a connection by fiber optics(optical fiber) as well as some linear and not linear effects.



Introduction

Depuis le début du vingtième siècle, les moyens de télécommunications n'ont cessé de se diversifier et leur importance ne fait qu'augmenter. Une indication de cette expansion est la rapidité avec laquelle les différents outils de télécommunications se répandent dans la population. Cette acquisition des nouvelles méthodes de communication s'accompagne de deux autres bouleversements. Tout d'abord, la nature des informations à transmettre est passée d'un type majoritairement vocal (téléphone) à un type principalement dominé par les données (informatiques ou textes). L'illustration la plus pertinente de ce phénomène est fournie par la transformation apparue avec l'envoi de messages de texte (les SMS) dans le cadre de la téléphonie mobile. De manière générale, au vu des évolutions techniques attendues (téléphones mobiles UMTS, expansion de l'Internet, ...), on peut s'attendre à un renforcement de cette tendance dans les années à venir. Le second impact de la généralisation des moyens de télécommunications est l'augmentation de la quantité d'informations à transmettre.

Pour faire face à la demande d'un canal de transmission plus performant, les équipementiers de télécommunications se sont lancés dans une course effrénée au développement de nouveaux systèmes. Pour traiter le changement de nature des informations véhiculées, la solution consiste à élaborer des équipements capables de gérer la voix et les données de manière totalement transparente.

Les choix technologiques retenus pour augmenter les capacités des réseaux favorisent le déploiement de la fibre optique et l'exploitation beaucoup plus rapide des avancées scientifiques.

Au niveau de la recherche et du développement, l'influence des télécommunications est indéniable, surtout que, pour pouvoir offrir des systèmes avec de plus en plus larges capacités de transmission, de nombreuses difficultés doivent être résolues.

La fibre optique possède une structure physique qui tend à emprisonner dans un guide clos, de façon que l'affaiblissement de la puissance optique en fonction de la distance soit très faible. Ainsi, la puissance captée par un dispositif de réception, placé à l'extrémité de sortie de la fibre, variera très peu en fonction de la longueur de celle-ci.[27].

Dans ce mémoire, nous proposons l'étude d'une structure de liaison par fibre optique en se focalisant sur le phénomène de propagation et le bilan énergétique.

Le premier chapitre évoque, des notions sur la lumière et sur ses lois de base de propagation. On y propose aussi des notions générales concernant la fibre optique, ses différents types, ses applications, ainsi que la présentation d'un modèle de liaison par fibre optique, et de quelques notions sur les éléments de base d'une liaison par fibre optique tel que la diode LED, le laser.

Le deuxième chapitre donne le principe de propagation, les principales modes de propagation dans la fibre, les spécifications de la fibre optique, ainsi que les équations de maxwell et l'équation de la propagation générale.

Dans le troisième chapitre, sont présentées les différentes atténuations, les dispersions, ainsi que les effets non linéaire en l'occurrence l'effet Kerr et Brillouin et l'effet Raman.

En ce qui concerne le quatrième chapitre, il contient deux partie la première est consacré aux différentes pertes ainsi que le bilan énergétique, la deuxième à la simulation des effets de dispersion et non linéaires qui peuvent se manifester dans une fibre optique, effet de la **GVD** et l'effet Brillouin stimulés sur Matlab.

I-1 Généralités sur les fibres optiques

I-1-1 Introduction

De nos jours, les autoroutes de l'information offrent la possibilité de transmettre des données, de la voix, des images ...etc. d'un bout à l'autre de la planète. Aujourd'hui, 80 % du trafic mondial longue distance se fait par fibres optiques. Ces dernières ont en effet de multiples avantages par rapport aux câbles électriques classiques : elles sont plus robustes et sont très peu sensibles aux interférences électromagnétiques. Mais surtout, les technologies de télécommunications par fibres optiques, en constante amélioration depuis une trentaine d'années, permettent de transmettre des informations sur de très longues distances et à de très hauts débits. En France on a pu récemment élaborer une transmission de 3000 Gbits/s sur une distance de plus de 7000 kilomètres à travers une seule fibre optique, débit équivalent à plusieurs centaines de milliers de connexions Internet haut débit. Ces performances n'auraient pas pu être atteintes sans la mise au point de techniques de fabrication permettant d'obtenir le milieu guidant extrêmement transparent qu'est la fibre optique.

En plus de s'être imposée dans les télécommunications, la fibre optique s'est révélée être un outil de choix dans le domaine des capteurs. Etant quelquefois un simple véhicule de l'information, elle peut dans certains cas être l'élément sensible du capteur (on parle de capteur à fibres optiques intrinsèque). Les avantages d'utilisation d'une fibre optique sont nombreux : faible encombrement, grande souplesse, utilisation en milieu hostile (haute tension, haute température, rayonnement nucléaire...), ...etc. Les mesures possibles concernent un très grand nombre de paramètres et de domaines d'application. Citons à titre d'exemple les mesures de niveau, de position, de vitesse, de rotation, de pression, de température, de champ électrique, de champ magnétique, de courant électrique et de concentration chimique.

L'optique a une place de choix dans ce contexte. Elle est aujourd'hui le support idéal à la couche de transmission dans les réseaux fixes, en offrant la capacité nécessaire à moindre coût entre les nœuds. L'optique commence aussi à apporter une flexibilité élémentaire, à travers commutateurs et sous-systèmes accordables. Néanmoins, un réseau complet nécessite un ensemble large de technologies, non seulement optiques, mais également électroniques, logicielles et architecturales. Ces technologies ne doivent pas être à proprement parler en compétition, mais doivent trouver chacune leur espace de façon harmonieuse. Il en est de

même pour le traitement de l'information, comme dans les applications de l'optique dans l'ordinateur, le stockage de masse, ...etc. Ainsi, une approche verticale, avec l'intégration complémentaire des différentes technologies, doit être entreprise avec pour objectif de proposer des solutions systèmes complètes. L'on comprend ainsi dès à présent que la réelle collaboration entre les différentes expertises sera nécessaire, à travers un couplage fort entre recherche académique et applications industrielles.

I-1-2 Historique de la fibre optique

La possibilité de transporter de la lumière le long de fines fibres de verre fut exploitée au cours de la première moitié du XXe siècle. En 1927, Baird et Hansell tentèrent de mettre au point un dispositif d'images de télévision à l'aide de fibres. Hansell a pu faire breveter son invention, mais elle ne fut jamais vraiment utilisée. Quelques années plus tard, soit en 1930, Heinrich Lamm réussit à transmettre l'image d'un filament de lampe grâce à un assemblage rudimentaire de fibres de quartz. Cependant, il était encore difficile à cette époque de concevoir que ces fibres de verre puissent trouver une application.

La première application fructueuse de la fibre optique eut lieu au début des années 1950, lorsque le fibroscope flexible fut inventé par van Heel et Hopkins. Cet appareil permettait la transmission d'une image le long de fibres en verre. Il fut particulièrement utilisé en endoscopie, pour observer l'intérieur du corps humain, et pour inspecter des soudures dans des réacteurs d'avion. Malheureusement, la transmission ne pouvait pas être faite sur une grande distance étant donnée la piètre qualité des fibres utilisées.

En 1957, le fibroscope (endoscope flexible médical) est inventé par Basil Hirschowitz aux États-Unis.

Les télécommunications par fibre optique ne furent pas possibles avant l'invention du laser en 1960. Le laser offrit en effet l'occasion de transmettre un signal avec assez de puissance sur une grande distance. Dans sa publication de 1964, Charles Kao (Standard Télécommunications Laboratoires) décrivit un système de communication à longue distance et à faible perte en mettant à profit l'utilisation conjointe du laser et de la fibre optique. Peu après, soit en 1966, il démontra expérimentalement, avec la collaboration de Georges Hockman, qu'il était possible de transporter de l'information sur une grande distance sous forme de lumière grâce à la fibre optique. Cette expérience est souvent considérée comme la première transmission de données par fibre optique.

Cependant, les pertes dans une fibre optique étaient telles que le signal disparaissait au bout de quelques centimètres, non par perte de lumière, mais parce que les différents chemins de réflexion du signal contre les parois finissaient par en faire perdre la phase. Cela la rendait peu avantageuse par rapport au fil de cuivre traditionnel. Les pertes de phase, entraînées par l'usage d'une fibre de verre homogène, constituaient le principal obstacle à l'utilisation courante de la fibre optique.

En 1970, trois scientifiques de la compagnie Corning Glass Works de New York, Robert Maurer, Peter Schultz et Donald Keck, produisirent la première fibre optique avec des pertes de phase suffisamment faibles pour être utilisée dans les réseaux de télécommunications (20 décibels par kilomètre ; aujourd'hui la fibre conventionnelle affiche des pertes de moins de 0,25 décibel par kilomètre pour la longueur d'onde 1550 nm utilisée dans les télécommunications). Leur fibre optique était en mesure de transporter 65 000 fois plus d'informations qu'un simple câble de cuivre, ce qui correspondait au rapport des longueurs d'onde utilisées.

En 1977 le premier système de communication téléphonique optique fut installé. On estime qu'aujourd'hui plus de 80 % des communications à longue distance sont transportées le long de plus de 25 millions de kilomètres de câbles à fibres optiques partout dans le monde.

La fibre optique s'est dans une première phase (1984 à 2000) limitée à l'interconnexion des centraux téléphoniques, seuls justifiables de son énorme débit. Avec la baisse des coûts entraînée par sa fabrication en masse et les besoins croissants des particuliers en très haut débit, on envisage depuis 2005 son arrivée même chez les particuliers : FTTH (Fiber To The Home), FTTB (Fiber To The Building), FTTC (Fiber To The Curb), ...etc.

I-2 La fibre optique

Une fibre optique est un fil en verre ou en plastique très fin qui a la propriété de conduire la lumière et sert dans les transmissions terrestres et océaniques de données. Elle a un débit d'informations nettement supérieur à celui des câbles coaxiaux et supporte un réseau « large bande » par lequel peuvent transiter aussi bien la télévision, le téléphone, la visioconférence ou les données informatiques.

Entourée d'une gaine protectrice, la fibre optique peut être utilisée pour conduire de la lumière entre deux lieux distants de plusieurs centaines, voire milliers, de kilomètres. Le signal lumineux codé par une variation d'intensité est capable de transmettre une grande quantité d'informations. En permettant les communications à très longue distance et à des débits jusqu'alors impossibles, les fibres optiques ont constitué l'un des éléments clef de la révolution des télécommunications optiques. Ses propriétés sont également exploitées dans le domaine des capteurs (température, pression, ... etc.) et dans l'imagerie.

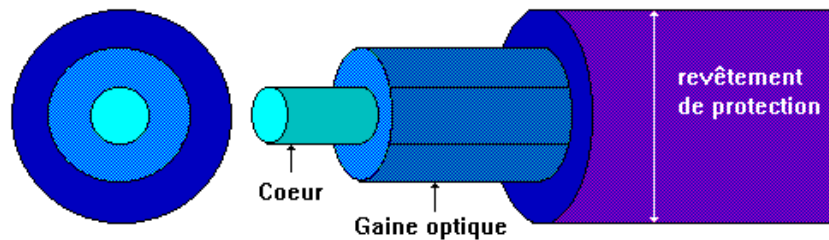


Fig. 1-1 : Structure de la fibre

D'autre part une fibre optique est un guide d'onde optique à symétrie circulaire tel que schématisé sur la figure 1-1. Ce guide est constitué de deux ou plusieurs couches de matériaux diélectriques transparents (verre ou plastique) d'indices de réfraction différents assurant le confinement de la lumière au voisinage du centre.

En outre, comme le montre la figure 1-1, la deuxième couche est elle-même entourée d'une enveloppe, généralement en plastique, qui a le double rôle de protéger la fibre mécaniquement et de piéger la lumière qui se propage dans la gaine optique, en général indésirable.

I-2-1 Fibres optiques monomode et multimodes

Dans la spécialité des télécommunications, il y a deux types de fibres optiques utilisées :

- les fibres monomodes.
- les fibres multimodes.

La différence entre ces deux types de fibres optiques est la dimension du cœur, où il est de $10\mu\text{m}$ pour les fibres monomodes et de $50\mu\text{m}$ pour les fibres multimodes.

I-2-1-1 Fibres optiques monomode

Les fibres monomodes ont un diamètre de cœur (10 microns), faible par rapport au diamètre de la gaine (125 microns) et proche de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière injectée.

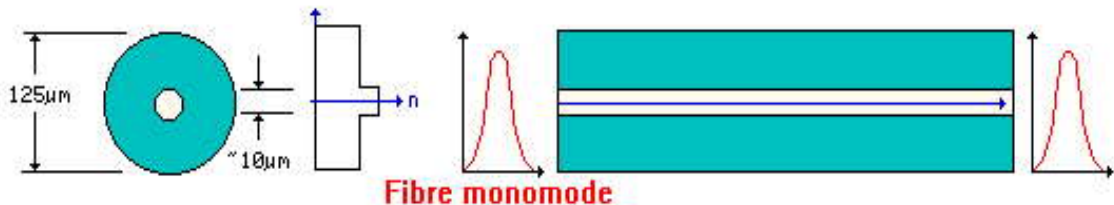


Fig. 1-2 : la fibre monomode

L'onde se propage alors sans réflexion et il n'y a pas de dispersion modale. Le petit diamètre du cœur des fibres monomodes nécessite une grande puissance d'émission qui est délivrée par des diodes laser.

Les caractéristiques essentielles d'une fibre optique monomode pour la transmission d'un signal sont :

- l'affaiblissement (dB) par unité de longueur (Km), qui est fonction de la longueur d'onde, soit 0,36 dB/Km à 1300 nm et 0,2 dB/Km à 1550 nm,
- La dispersion chromatique, qui conduit à un élargissement d'une impulsion lumineuse du fait de la variation des vitesses de propagation, ce qui est pénalisant dans le cas d'une modulation directe (1 ou 0) du signal optique,
- la dispersion des modes de polarisation (PMD), qui se caractérise par un étalement spectral en ligne,
- la longueur d'onde de coupure.

Dans les fibres monomode il existe deux groupes :

- les fibres monomode avec profil à gradient d'indice, qui ne sont pas beaucoup utilisées en télécommunications.
- les fibres avec profil à saut d'indice, avec un diamètre du cœur allant de 9 à 10 μm et un diamètre de gaine 125 μm, qui sont plus utilisées dans les télécommunications.

Contrairement à la fibre multimodes la propagation dans la fibre monomode s'effectue avec un seul mode dit mode fondamental.

I-2-1-2 Fibres optiques multimodes

Les fibres multimodes ont un diamètre de cœur important (de 50 à 85 microns). Un rayon lumineux pénétrant dans le cœur de la fibre, à l'une de ses extrémités, se propage longitudinalement jusqu'à l'autre extrémité grâce aux réflexions totales qu'il subit à l'interface entre le verre de cœur et le verre de gaine.

Plusieurs modes (chemins optiques) se propagent dans ce type de fibre optique. Selon les différents chemins empruntés par les rayons, ils arrivent avec des temps différents. Ce qui provoque une forte dispersion du signal lumineux, due à la multiplication des modes de propagations (dispersion modale).

Parmi les fibres multimodes, on distingue les fibres à saut d'indice (débit limité à 50 Mb/s) et les fibres à gradient d'indice (débit limité à 1 Gb/s).

I-2-2 Fibres optiques à saut d'indice et à gradient d'indice

I-2-2-1 Fibres à saut d'indice

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

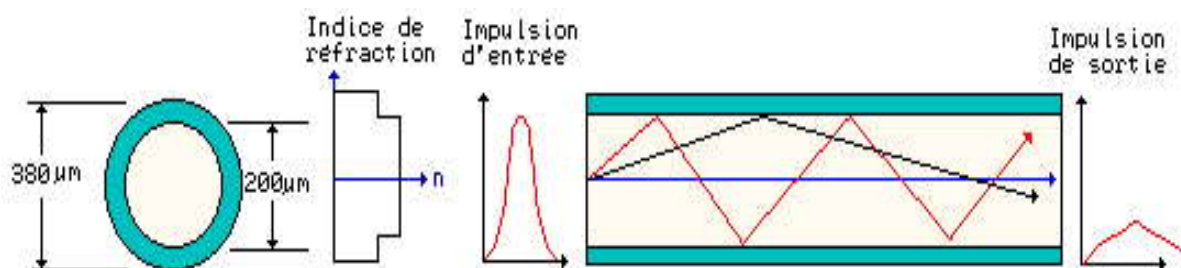


Fig. 1-3 : Fibre multimodes à saut d'indice

Avantages :

- Faible prix
- Facilité de mise en œuvre

Inconvénients :

- Perte et distorsion importante du signal

I-2-2-2 Fibre à gradient d'indice

Dans ce type de fibre, l'indice de réfraction n'est pas constant dans le cœur ; bien au contraire il décroît graduellement du centre du cœur jusqu'à la limite de la surface qui sépare le cœur et la gaine.

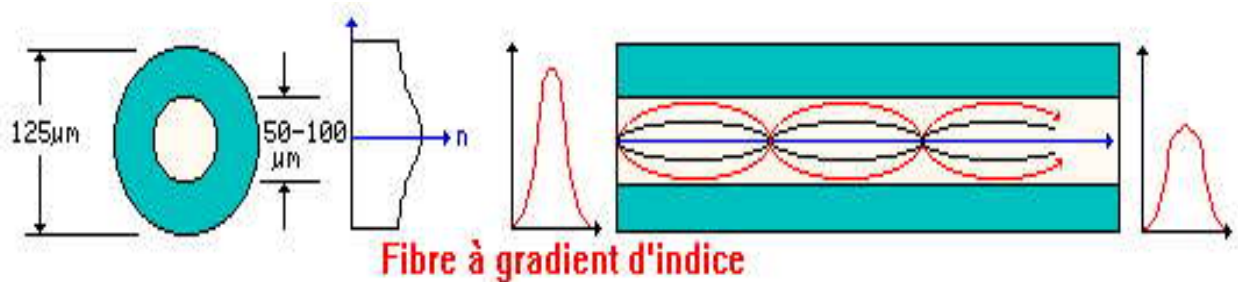


Fig. 1-4 : Fibre multimodes à gradient d'indice

Avantage :

- Bande passante raisonnable
- Bonne qualité de transmission

Inconvénients :

- Difficile à mettre en œuvre

I-3 Les applications de la fibre optique**I-3-1 Les télécommunications**

De nos jours il faut que les informations se propagent très vite. Pour cela ces dernières sont envoyées par les réseaux qui permettent de mettre en relation un grand nombre de personnes. La communication et l'échange important d'informations sont possibles grâce aux réseaux.

De plus en plus, ces réseaux utilisent comme moyen de transmission la fibre optique ; son utilisation permet la réception et l'émission de données de manière très rapide et avec une plus grande sûreté de transmission.

En téléphonie, les câbles coaxiaux sont remplacés peu à peu par des fibres optiques. En effet, la fibre optique est plus économique sur longues distances et le nombre de composants est moins important.

La fibre optique a également été retenue dans ce domaine, car sur de longues distances, son affaiblissement faible évite des répéteurs supplémentaires, à la différence du coaxial et des liaisons hertziennes.

Le premier réseau urbain en fibre optique date de 1980 à Paris, entre deux centrales téléphoniques. Les premières commandes ont été passées en 1982 et le début des réalisations massives remonte à 1983.

L'utilisation des fibres monomodes débute en 1987. Actuellement trois quarts des fibres sont installés en région parisienne entre des centres téléphoniques. Elles fonctionnent sans répéteurs à 34 Mbits/s. Fin 1988, 150000 km de fibres optiques étaient en service et 300000 km étaient commandés.

I-3-2 Les réseaux sous-marins

Pour répondre à l'explosion de la demande de réseaux de télécommunication à forte capacité, des milliers de kilomètres de câbles sous-marins à fibres optiques sont posés au fond des mers partout dans le monde.

La demande de réseaux large bande (transmission de données à grande vitesse) atteint aujourd'hui, à l'échelle mondiale, une ampleur sans précédent sous l'effet de deux facteurs : d'une part, la croissance inexorable de l'Internet et, d'autre part, la poursuite de la déréglementation des marchés des télécoms.

Le boom de la demande liée au Web a été particulièrement remarquable. En 1998, pour la première fois, le trafic de données à travers l'Atlantique et le Pacifique a été plus important que le trafic téléphonique.

La libéralisation des marchés des télécommunications a suscité l'émergence de plus de 4000 nouveaux opérateurs dans le monde qui ont chacun pour objectif d'offrir à leurs clients une capacité de transmission peu coûteuse et de qualité.

Les réseaux sous-marins offrent les capacités et les débits requis pour transporter le volume de données générées par l'Internet. Certains groupes sont capables d'offrir des solutions intégrées qui associent les réseaux sous-marins aux systèmes terrestres, radio et satellitaires.

I-3-3 L'armée

Son utilisation est également intéressante pour les militaires car elle propose de nombreux avantages comme son faible poids, sa faible taille, et son insensibilité au brouillage et à la détection.

Une nouvelle application vient d'être inventée à savoir le missile à fibre optique : Le Polyphème. C'est un missile qui file à plus de 500 km/h, dévidant derrière lui une bobine de fibre optique qui le relie au poste de tir, et qui permet de le guider jusqu'à sa cible via un opérateur agissant grâce à une caméra embarquée.

La fibre optique, d'un diamètre de quelques microns, flotte au gré du vent sur plusieurs dizaines de kilomètres. Comme l'explique son "inventeur", Alain Rageot, chef de projet pour la bobine de fibre, "dans les situations de guerres modernes, les dispositifs de brouillage et certaines radiations électromagnétiques empêchent les guidages par télécommunications hertziennes, de plus, celles-ci sont limitées par le relief environnant. D'où l'idée de mettre un fil à la patte du missile pour contrôler son vol jusqu'à l'impact".

Sur le marché très pointu des missiles (estimé à 10000 unités), outre les capacités technologiques, le prix est un facteur décisif. Lorsqu'un hélicoptère attaque un objectif au canon ou à la roquette il est vulnérable aux défenses anti-aériennes de l'adversaire. Plutôt que de risquer la vie de l'équipage et l'appareil, il est préférable de tirer un missile depuis un véhicule lanceur qui peut rester à plusieurs dizaines de kilomètres de la menace.

Toute la difficulté réside dans la maîtrise du dévidage à grande vitesse avec transmission optique en continu. Il a fallu quelques 400 tests, la plupart en simulation de vol, pour parvenir à une solution satisfaisante.

I-3-4 Applications diverses

La fibre optique est utilisée dans le domaine de la médecine pour filmer des endroits sensibles ou inaccessibles du corps humain, du fait de la réalisation de caméra et de câbles de très petite taille.

Avec de la fibre optique on peut calculer la distance d'un objet par rapport à un autre, des vitesses de rotation, des vibrations. Mais tous ces petits systèmes sont plus précis que les autres systèmes de même utilité mais utilisant d'autre technologie de détection.

Pour finir, on peut citer une utilisation qui n'offre aucune utilité à part celle de l'esthétique et de la décoration, ce sont les « fleurs » en fibres optiques dont leurs extrémités brillent de toutes les couleurs.

I-4 Les avantages et les inconvénients de la fibre optique

I-4-1 Les avantages

Les fibres optiques présentent donc plusieurs avantages sur leur homologue le cuivre. Nous pouvons débiter la longue liste en nommant évidemment la vitesse ; comme nous l'avons amplement expliqué, la lumière qui voyage dans la fibre se propage à près de 300000 km/s, ce qui crée une vitesse de transmission relativement instantanée. La seule restriction sur la vitesse se trouvant être la dispersion. La rapidité des fibres reste incontestablement plus grande que celle des fils de cuivre.

Le deuxième grand avantage des fibres est la légèreté des matériaux utilisés pour leur conception. Un câble optique pèse beaucoup moins qu'un câble de cuivre. Ceci, en conjonction avec le type des matériaux utilisés, rend l'utilisation et la manipulation des fibres optiques énormément plus faciles et avantageuses.

De plus, cette légèreté ne signifie pas nécessairement la fragilité. La gaine protectrice du câble accomplit très bien sa tâche en rendant ce moyen de communication très rigide et très peu corrosif. Par exemple un câble optique de 62.5 micromètres peut soutenir une charge de près de 150 livres.

Il a aussi été observé plusieurs fois que la fibre optique est plus rentable à long terme que le fil de cuivre. La manutention est beaucoup moins nécessaire ce qui donne la possibilité d'établir un réseau plus fiable, plus rentable, et surtout, plus efficace.

Un troisième avantage majeur est que le signal qui voyage dans la fibre est insensible aux champs magnétiques ou divers bruits pouvant créer une distorsion sur les signaux voyageant dans des fils de cuivres.

Nous venons de citer les avantages de la fibre optique par rapport aux moyens de transmission usuels, examinons maintenant les inconvénients que la fibre comporte.

I-4-2 Les inconvénients

Par contre, il reste deux problèmes majeurs que les fibres optiques ne règlent pas, bien qu'elles aident à les diminuer grandement. Premièrement, il y a ce qu'on appelle l'atténuation, ou la perte de force du signal lumineux. Les ondes voyageant sous forme de flux dans une fibre ne sont pas toutes alignées et parallèles ; elles ont toutes une même direction générale, mais n'ont pas toutes le même parcours.

Ceci fait que chaque onde ne se reflète pas au même moment et qu'il peut donc arriver que, à la suite de plis ou de virages dans le câble, une certaine quantité d'ondes lumineuses, ayant dépassé l'angle critique, soit perdue. La force du signal final est moindre que celle du signal initial dû à la perte de certaines ondes lumineuses.

Pour une fibre optique commerciale, l'atténuation est calculée en décibels par kilomètre (dB/km), soit la quantité de décibels perdus au cours d'un kilomètre, et peut varier de 0,5 dB/km jusqu'à 1000 dB/km pour un câble à noyau large.

Le deuxième problème majeur découlant aussi du non parallélisme des ondes est la dispersion. Si une onde voyage en zigzag, rebondissant d'un côté à l'autre du noyau, elle parcourt beaucoup plus de distance qu'une onde voyageant en ligne droite. En faisant un plus long parcours pour la même vitesse de propagation, elle prend du retard sur celle qui voyage en ligne droite.

Ceci crée le phénomène d'allongement du signal, ou de dispersion dans le temps. Dans le cas où un deuxième signal serait émis trop rapidement derrière le premier, il pourrait se créer une superposition où le récepteur ne saurait plus différencier les deux signaux. On appelle largeur de spectre la fréquence maximale à laquelle on peut émettre des signaux successifs sans avoir de superposition.

Par contre, il est possible de réduire ce problème en réduisant le diamètre du noyau. Plus celui est petit, moins les ondes voyageant en zigzag prennent de retard sur les autres, et plus la largeur de spectre peut être grande.

I-5 Modèle d'une liaison par fibre optique

Généralement une liaison par fibre optique est constituée de :

- Un *Emetteur* est une source lumineuse. Il peut être une diode laser ou une diode électroluminescente qui va convertir le signal électrique en un signal lumineux qui va se propager dans la fibre avec une certaine dispersion et une certaine atténuation.
- Un *support de transmission* qui est la fibre optique qui sera choisie selon le type de l'application voulue.
- Un *Récepteur* qui est constitué d'un photodétecteur qui va convertir le signal lumineux à la sortie de la fibre en a signal électrique.

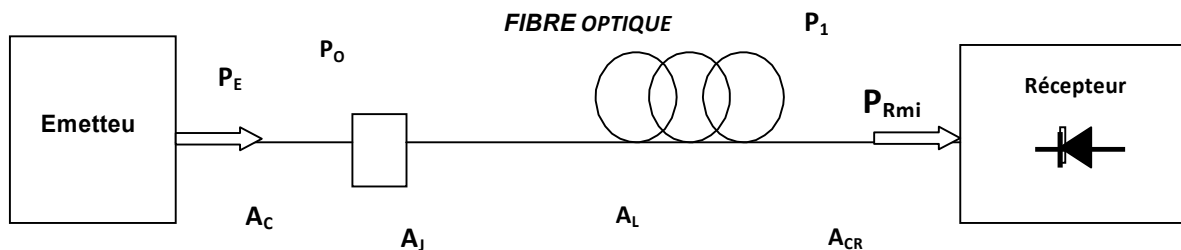


Fig. 1.5 : Représentation d'une liaison par fibre optique avec représentation de pertes et les différentes puissances

où :

- ✓ P_E : puissance rayonnée par l'émetteur
- ✓ P_O : puissance injectée dans la fibre
- ✓ P_1 : puissance à la sortie de la fibre
- ✓ P_{Rmin} : puissance minimum captée à la réception
- ✓ A_C : affaiblissement de couplage entre la source et la fibre
- ✓ A_j : affaiblissement des différentes jonctions
- ✓ A_L : affaiblissement linéique de la fibre
- ✓ A_{CR} : affaiblissement de couplage entre la fibre et le détecteur

I-5-1 Emetteur

Les facteurs essentiels qui conditionnent le choix d'un émetteur pour télécommunication par fibre optique sont, le spectre d'émission, qui doit correspondre aux fenêtres de transparence et de faible dispersion des fibres, la possibilité de modulation du rayonnement émis, et la réalisation d'un couplage efficace émetteur - fibre.

Les fibres optiques de silice sont caractérisées par des fenêtres centrées à 1.3 à 1.55 μ que nous verrons dans le deuxième chapitre, et des diamètres qui varient entre plusieurs centaines de microns et quelques microns.

Les sources doivent par conséquent émettre un rayonnement modulable, centré sur l'une de ces longueurs d'onde, et avoir une surface active de faible dimension.

En conséquence les diodes électroluminescentes et les diodes lasers sont particulièrement bien adaptées. Comparativement aux diodes lasers, les diodes électroluminescentes sont plus facilement modulables, ont une meilleure durée de vie meilleure et sont beaucoup moins chères.

Par contre, les diodes lasers ont une surface émettrice plus faible, ce qui permet d'utiliser des fibres de plus petite section et par la suite de diminuer la dispersion inter mode. D'autre part, le rayonnement émis par une diode laser est pratiquement monochromatique, plus puissant et moins divergeant, ce qui augmente le rendement du couplage émetteur - fibre.

I-5-1-1 Laser à semi-conducteur

Nous reprenons dans ce paragraphe les différentes étapes qui ont été nécessaires dans le progrès de la physique pour aboutir à l'avènement du laser à S-C. Le premier ingrédient nécessaire est bien entendu était la découverte du photon par Planck et Einstein. Est venu ensuite le concept d'émission stimulée décrit pour la première fois par Einstein. La notion de gain optique n'est apparue que en 1950 avec les travaux de Kastler sur le pompage optique (technique d'inversion de population d'un système d'atomes). En 1954 Townes réalisa le premier MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) sur base de l'excitation des niveaux de vibration de molécules d'ammoniac se trouvant dans une cavité. En 1958 Townes suggère la possibilité de réaliser un Maser optique (le Laser) basé sur le même principe mais utilisant des transitions atomiques. En 1960, le premier laser fut construit utilisant des transitions atomiques de l'ion de Chrome dans une matrice d'alumine

(rubis). En 1961 Bernard et Duraffourg (France) proposent, sur la base du concept de quasi-niveau de Fermi, l'utilisation d'une jonction p-n semi-conductrice pour la réalisation de l'inversion de population. Il n'a fallu attendre qu'un an après cette proposition pour voir fonctionner le premier laser à S-C en 1962 dans plusieurs laboratoires de recherche industriels. Il s'agissait d'une diode (jonction p-n) en GaAs fonctionnant à très basse température (77°K). Il a fallu attendre 5 ans pour voir fonctionner la première diode laser à température ambiante. Celle-ci était basée sur le concept essentiel de double hétérojonction.

- 1900 : Rayonnement du corps noir, photon (Planck)
- 1917 : Emission stimulée (Einstein)
- 1950 : Pompage optique, gain optique (Kastler)
- 1954 : Maser à ammoniac, microonde $\lambda = 1.25$ cm (Townes)
- 1958 : Idée du Maser optique, cavité + gain optique (Townes)
- 1960 : 1er Laser, rubis ($\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Chrome}$) $\lambda = 0.69$ μm
- 1961 : Idée du gain optique dans les S-C, quasi-niveau de Fermi $\Delta E_F > E_g$ (Bernard et Duraffourg)
- 1962 : 1^{er} Laser à S-C, GaAs $\lambda = 0.85$ μm , 77 K (IBM, MIT, GE)
- 1967 : Le laser à hétérojonction, λ variable, 300 K (Kroemer)

Le grand avantage des S-C par rapport aux autres matériaux à gain optique est qu'ils présentent une densité de dipôles électriques (ou porteurs excités) extrêmement élevée (les autres matériaux à gain sont essentiellement des gaz ou des verres ou des cristaux dopés dans lesquels la densité de dipôles électriques est très faible devant les 10^{18} cm^{-3} des S-C. Cela conduit naturellement à des gains optiques élevés sur des longueurs réduites. De plus le pompage optique dans les S-C peut se faire par simple polarisation d'une jonction p-n ce qui est particulièrement facile et efficace par rapport aux techniques de pompage optiques classiques.

Le principe du laser est simple. La figure suivante montre le principe de fonctionnement du laser à quatre niveaux.

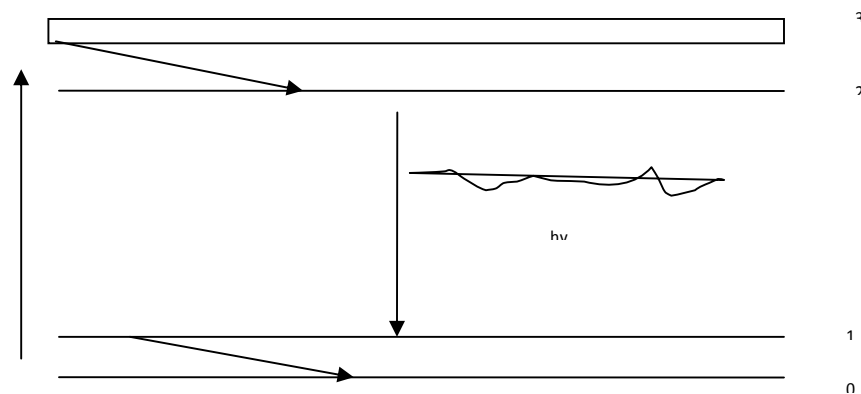


Fig. 1-6: Laser a quatre niveaux

Le système est pompé de l'état fondamental (0) dans l'état (3) par une excitation extérieure. Le niveau (3) se vide alors dans le niveau (2) et le niveau (1) se vide dans le niveau (0). Si la durée de vie dans l'état (2) est très supérieure aux durées de vie associées aux transitions (3)-(2) et (1)-(0), la population de l'état (2) augmente et celle de l'état (1) diminue. Quand l'inversion de population est réalisée, c'est-à-dire quand l'état (2) est plus peuplé que l'état (1), tout rayonnement d'énergie induit dans le matériau davantage de transitions de haut en bas que de bas en haut, le milieu amplifie le rayonnement d'énergie, la condition d'effet laser est réalisée.

Dans le cas des semi-conducteurs, le problème est sensiblement différent. Alors que dans les lasers classiques les états électroniques sont localisés et de spectre discret. Dans les semi-conducteur, les niveaux d'énergie sont groupés dans des bandes permises ou leur répartition est quasi-continue. Cette spécificité du semi-conducteur entraîne deux conséquences au niveau du laser. La première est que la condition classique d'inversion de population entre deux niveaux discrets doit s'exprimer ici dans un formalisme adapté à la structure de bandes d'énergie.

L'effet laser se produit ici entre les états du bas de la bande de conduction, ou se thermalisent les électrons injectés dans cette bande, et les états du sommet de la bande de valence ou se thermalisent les trous créés dans cette bande.

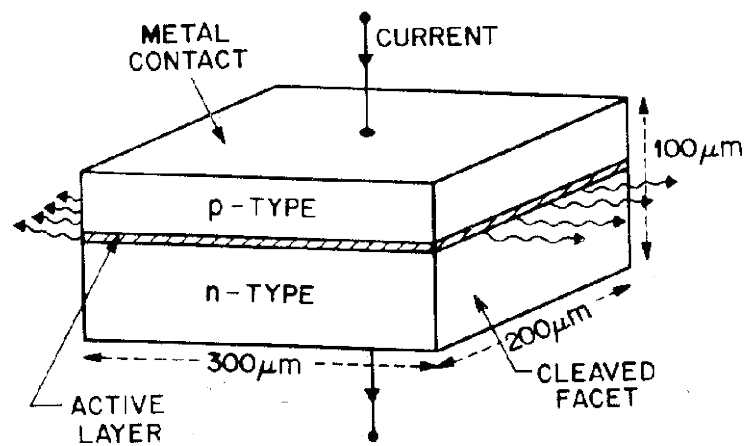


Fig. 1-7 : Structure d'une diode laser

La condition d'inversion de population entre ces deux ensembles d'états s'écrit $E_{F_c} - E_{F_v} \geq E_g$. C'est-à-dire que les pseudo-niveaux de Fermi des électrons et de trous dans le matériau excité, sont respectivement dans les bandes de conduction et de valence.

La deuxième conséquence résultant de la nature pseudo-continue des états dans les bandes permises, est que le rayonnement amplifié est en partie réabsorbé par des transitions intra bandes.

Pour réaliser l'inversion de population, il faut donc créer beaucoup de paires électron-trou dans le matériau. Divers processus tels que le bombardement électronique ou l'excitation optique, peuvent être utilisés. Dans le cas des lasers à semi-conducteur, on injecte beaucoup d'électrons dans une région de type p, au moyen d'une jonction p-n. La structure du laser est celle d'une diode électroluminescente, mais dont les régions de types n et p sont dégénérées. La région de type p est très dopée pour qu'à l'équilibre, le niveau de Fermi soit dans l'émetteur de rayonnement à semi-conducteur.

I-5-1-2 Diodes électroluminescentes LED

Lorsqu'une jonction PN est polarisée dans le sens direct, les électrons, qui sont majoritaires dans la région de type n, sont injectés dans la région de type p où ils se recombinent avec les trous. Inversement pour les trous, la structure de base d'une diode électroluminescente, LED (Light Emitting Diode) est une jonction PN réalisée à partir de semi-conducteurs dans lesquels les recombinaisons des porteurs excédentaires sont

essentiellement radiatives. La structure type d'une diode électroluminescente et son principe de fonctionnement sont représentés sur la figure 1-8

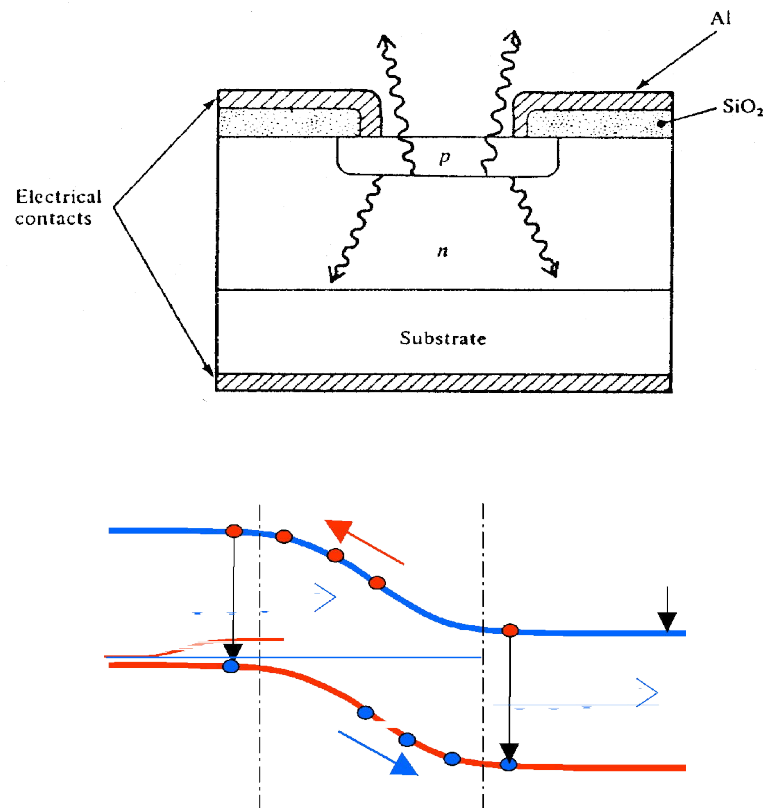


Fig. 1-8: Principe de la diode électroluminescente

Une tension de polarisation directe fixe la séparation des niveaux de Fermi. Les recombinaisons des porteurs excédentaires se manifestent dans trois régions différentes qui sont d'une part la zone de charge d'espace, et d'autre part les régions neutres n et p. Dans chacune de ces dernières, la zone émettrice est limitée à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires. La zone de charge d'espace joue un rôle mineur dans la mesure où elle est très étroite en raison du fait que la jonction est fortement polarisée dans le sens direct.

La mobilité des électrons étant beaucoup plus grande que celle des trous, le taux d'injection d'électrons dans la région de type p est plus important que le taux d'injection de trous dans la région de type p. C'est la raison pour laquelle cette région constitue la face émettrice dans la structure. Il faut ajouter que pour des raisons d'intensité d'émission, les régions n et p de la diode sont très dopées. Ces dopages importants se traduisent par une diminution du gap que l'on peut montrer qu'elle est plus importante dans la région p que dans

la région n. Cette différence de gap favorise encore l'injection d'électrons par rapport à celle de trous.

Le spectre (type de longueur d'onde), c'est-à-dire la couleur du rayonnement émis par une diode électroluminescente, est évidemment conditionné par le gap du matériau de type p, dans lequel se produit l'essentiel des recombinaisons radiatives. Dans la mesure où certaines transitions mettent en jeu des niveaux d'impuretés, le spectre d'émission est aussi conditionné par le type de dopant.

Les différents matériaux utilisés à l'heure actuelle permettent de couvrir pratiquement tout le spectre visible.

I-5-2 Le Récepteur

Le récepteur utilisé dans les systèmes de transmission à base de fibre optique est la photodiode. Le courant inverse d'une jonction PN est fonction d'une part des densités de porteurs minoritaires dans les régions neutres de la diode, et d'autre part de la génération des paires électron - trou dans la zone de charge d'espace.

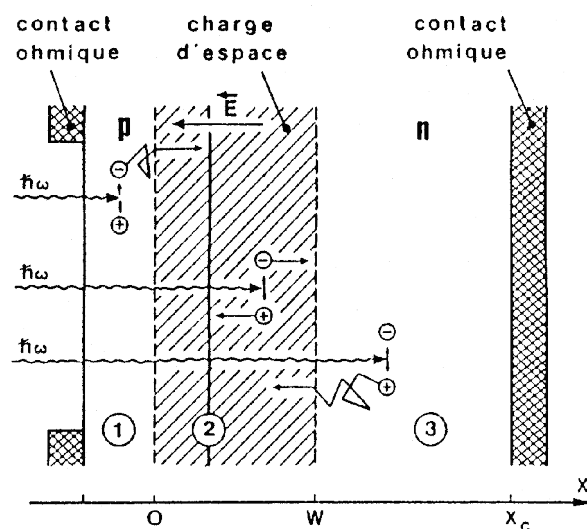


Fig. 1-9 : Principe de la photodiode

Le principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque est illustré sur la figure ci-dessous. Les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions 1, 2 et 3. Le comportement de ces porteurs libres diffère suivant le lieu de leur création dans les zones électriquement neutres p et n. Les porteurs minoritaires diffusent. Ceux qui atteignent la

région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces porteurs contribuent donc au courant par leur diffusion. Ils créent un photocourant de diffusion. Dans la zone de charge d'espace, les paires électrons - trous créées par les photons sont dissociées par le champ électrique ; l'électron est propulsé vers la région de type n et le trou vers la région de type p. Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un photocourant résultant qui contribue au courant inverse de la diode.

La caractéristique de la photodiode est représentée sur la figure suivante. Le photocourant est pratiquement indépendant de la tension de polarisation.

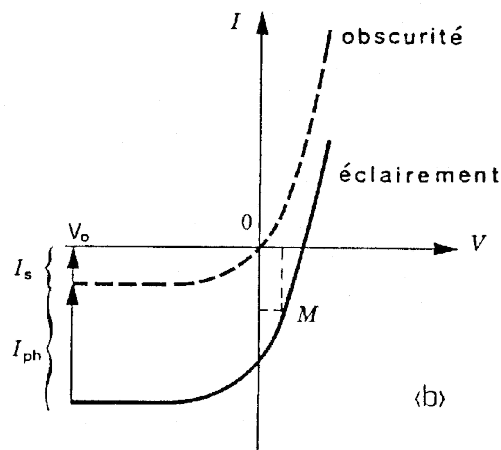


Fig. 1-10 : Caractéristique de la photodiode

II-1-Introduction

Dans ce chapitre on donne quelque généralités sur la propagation de la lumière dans la fibre optique sachant que la lumière est un champ spatio-temporel ; d'où il est vectoriel car 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 d'où on peut ne pas recourir au caractère vectoriel [1].

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 décrites dans une première partie, et donner aussi une petite introduction sur la nature de la lumière et sa polarisation dans une deuxième partie.

II-2-Propagation de la lumière dans la fibre optique

II-2-1 Lumière et propagation

La lumière est de nature cristalline, l'application d'un champ électrique E modifie 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 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 d'anisotropie optique. Dans ce contexte, les milieux optiques peuvent être classés en deux grandes catégories.

- *Les milieux isotropes* : L'indice de réfraction n vu par l'onde optique qui se propage ne dépend pas de la direction de propagation k .
- *Les milieux anisotropes* : 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 E et l'induction électrique est la même, ce qui n'est le cas pour les milieux anisotropes ; ces dernières sont caractérisés par le vecteur D puisque le vecteur E n'est pas dans le plan de l'onde.

II-2-1-1 Lumière

Les sources de lumière sont très variées. Elles peuvent être à incandescence comme le soleil ou la plupart des ampoules que l'on utilise. En fait tous les corps portés à une certaine température émettent de la lumière. Lorsque la lumière est produite par tout autre moyen que le chauffage, on parle de luminescence : par exemple, les tubes néon ou les lampes fluorescentes. Le laser est un autre type de source lumineuse considérée comme quasi-parfaite. Ces diverses sources peuvent être caractérisées par différents paramètres : leur intensité, leur direction d'émission, leur rendement (puissance lumineuse émise sur puissance fournie) ou leur mode d'émission. Un autre paramètre important est la « couleur » du rayonnement émis par la source. Cette notion fait intervenir le spectre électromagnétique.

II-2-1-1-1. Le spectre électromagnétique

Les ondes électromagnétiques couvrent une très large gamme de fréquences : la lumière visible ne constitue qu'une infime partie des ondes électromagnétiques (voir théorie ondulatoire), parmi lesquelles on compte les ondes radio (et télé), les micro-ondes, l'infrarouge (responsable de la sensation de chaleur), l'ultraviolet (responsable entre autres du bronzage...), les rayons X et les rayons gamma. On classifie les ondes en fonction de leur longueur d'onde dans le vide λ_0 (en mètres) ou de leur fréquence ν (en Hz). On a la relation

$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Excepté la lumière produite par un laser qui est quasiment monochromatique (une seule couleur), toute lumière produite par d'autres sources peut être décomposée en plusieurs couleurs. C'est le but de la spectrométrie.

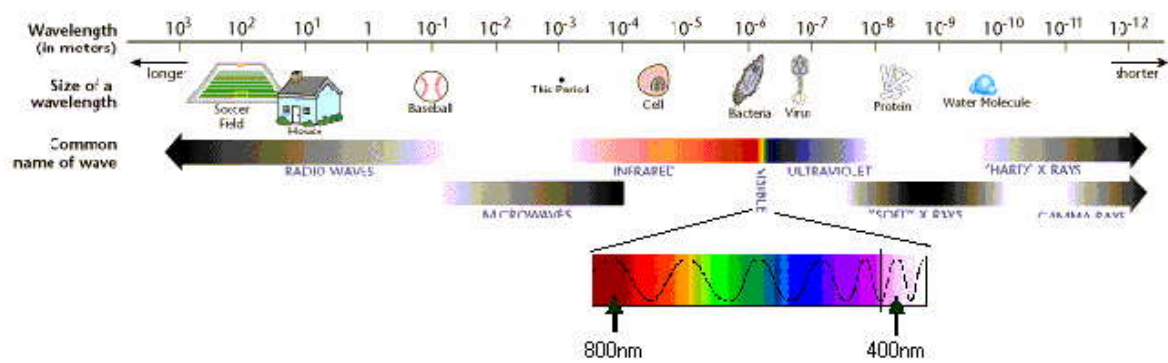


Fig 2-1 : Spectromètre électromagnétique Ré [14]

Le visible ne correspond qu'à la partie du spectre correspondant à λ_0 compris entre 400 et 800 nm.

II-2-1-1-2.La théorie corpusculaire

Cette théorie conçoit la lumière comme un ensemble de particules (ou corpuscules) dont le mouvement est décrit dans un cadre proche de celui de la mécanique. Ces particules sont appelées photons et ont une énergie $E=h\nu$ où h est la constante de Planck ($h=6.63 \times 10^{-34}$ J.s) et ν la fréquence de l'onde lumineuse en Hz. Les trajectoires suivies par ces particules sont les rayons lumineux que l'on retrouvera en optique géométrique.

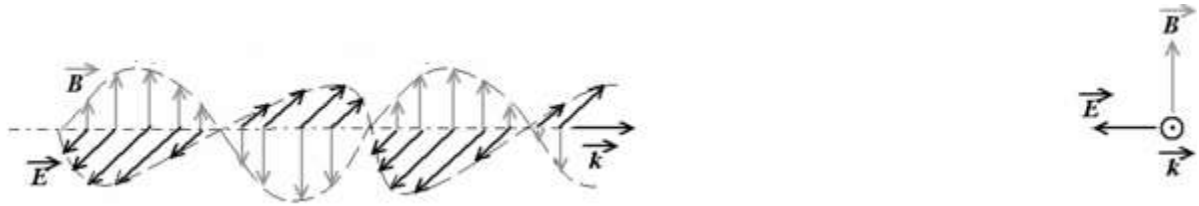
II-2-1-1-3.La théorie ondulatoire

La théorie ondulatoire conçoit la lumière comme une onde, dont la propagation est régie par les équations de Maxwell, dont on va parler plus loin dans ce chapitre, Dans ce cas le champ électromagnétique oscille perpendiculairement à un axe qui correspond au rayon lumineux de l'optique géométrique.

On appelle onde le phénomène de propagation dans un milieu sans transport de matière. Une onde se propage à partir d'une source dans toutes les directions de l'espace. La perturbation se transmet de proche en proche avec un transfert d'énergie sans transport de

matière ; ce phénomène dépend du temps. La vitesse de propagation d'une onde est une propriété du milieu ; la vitesse de la lumière dépend par exemple de l'indice du milieu qu'elle traverse. Contrairement aux ondes mécaniques, les ondes électromagnétiques peuvent se propager dans le vide.

Les champs électrique E et magnétique B oscillent autour d'un axe repéré par le vecteur k



a. Propagation d'une onde électromagnétique le long du vecteur k

b. Trièdre direct $(\vec{E}, \vec{k}, \vec{B})$

\vec{E} , et \vec{B} sont toujours perpendiculaires entre eux. Chacun d'eux est perpendiculaire à k . On dit qu'ils forment un trièdre direct (E, B, k) . E oscille en fonction du temps perpendiculairement à la direction de propagation.

où r est le vecteur position v est la fréquence de l'onde.

$|E_0|$ est l'amplitude du champ électrique. La direction de ce vecteur définit ce que l'on appelle la polarisation du champ. Ce concept n'est pas présent dans l'optique géométrique ou corpusculaire. Mais il permet de décrire certains phénomènes, comme la réflexion de la lumière sur certaines surfaces, le fonctionnement des filtres polariseurs ou les propriétés de certains cristaux. La polarisation est aussi utilisée pour « visualiser » les contraintes que subit un matériau ou le dosage de solutions. Il ne faut pas confondre la direction de propagation de l'onde (selon k) et la polarisation de l'onde, associée à la direction du champ électrique E . Ces deux théories ne sont pas en concurrence, chacune d'elle décrivant bien le comportement de la lumière dans une situation donnée. C'est pourquoi on parle de la dualité onde - corpuscule.

II-2-1-2 Propagation

L'étude de la propagation dans un guide électromagnétique fait apparaître la notion de modes de propagation, quantifiées par les paramètres du guide. Dans les fibres optiques, cette quantification conduit à une première classification.

On distingue deux classes importantes dans les fibres : les fibres monomodes, dans lesquelles un seul mode de propagation est possible ; et les fibres multimodes où plusieurs modes (quelques centaines ou milliers) peuvent coexister.

Cette classification peut être déterminée au moyen de la fréquence normalisée V qu'on définit comme suit :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.1)$$

Le terme $ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ représente l'ouverture numérique qui se traduit par l'angle maximal d'injection des faisceaux lumineux qui peuvent être guidés dans la fibre.

λ est la longueur d'onde de la lumière, n_1 l'indice du cœur e la fibre, n_2 l'indice de la gaine et a le diamètre du cœur.

- Si $V \leq 2.405$, la fibre est monomode. Cette condition peut être obtenue soit par une dimension de cœur très petite, soit par un écart d'indice $\Delta n = n_1 - n_2$ très faible. Par nature, elle conduit à des capacités de transmission très grande [7].
- Si $V > 2.405$, la fibre est multimodes. Les dimensions de cœur et l'écart d'indice Δn sont en général assez élevés ($a = 50 \mu\text{m}$, $\Delta n = 7 \cdot 10^{-3}$). Le nombre des modes se propageant dans le cœur est égal à approximativement $V^2/2$. Le diamètre extérieur des fibres intervient essentiellement sur les propriétés mécaniques (protection contre les agressions extérieures comme la tension, pression, ...etc.) [6].

II-2-1-3 Emission

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

De cette manière, la lumière est émise d'une façon 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 E en vibrant par conséquence dans une direction fixe, et la lumière est alors dite polarisée. La source dans ce cas est dite cohérente à l'inverse de la lumière naturelle, et les ondes émises par celle-ci sont telles que l'évolution temporelle du champ électromagnétique associé est parfaitement prévisible.

II-2-1-4 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 :

$$D(r, t) = \iint D(k, \omega) e^{-j(\omega t - kt)} dk d\omega \quad (2.2)$$

La relation (2.2) est exprimée par le champ d'induction électrique $D(r, t)$ car il est le plus significatif en optique des milieux cristallins [8].

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 [8], d'où la relation :

$$D(z, t) = D_0 e^{(-j(\omega t - kz))} \quad (2.3)$$

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 :

$$k = nk_0 = n \frac{\omega}{c} \quad (2.4)$$

n : Indice de réfraction.

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

$$D_0 = A_x e^{j\phi_x} + A_y e^{j\phi_y} \quad (2.5)$$

A_x, A_y : Constantes réelles positives.

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

$$D(z, t) = \Re[D_0 e^{(-j(\omega t - kz))}] \quad (2.6)$$

Par ailleurs, la puissance transportée par le champ électromagnétique associé à l'onde est égale 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 :

$$\begin{aligned} D_x(z, t) &= A_x \cos(\omega t - kz - \phi_x) \\ D_y(z, t) &= A_y \cos(\omega t - kz - \phi_y) \end{aligned} \quad (2.7)$$

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 décrira 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-2-2 Mode propagation

II-2-2-1 Fibre à saut d'indice

Dans ce type de fibre optique l'indice de cœur est constant. La propagation de la lumière se fait alors selon les lois de l'optique géométrique et une dispersion modale importante apparaît selon que la lumière se propage selon l'axe ou suivant un angle θ par rapport à cet axe.

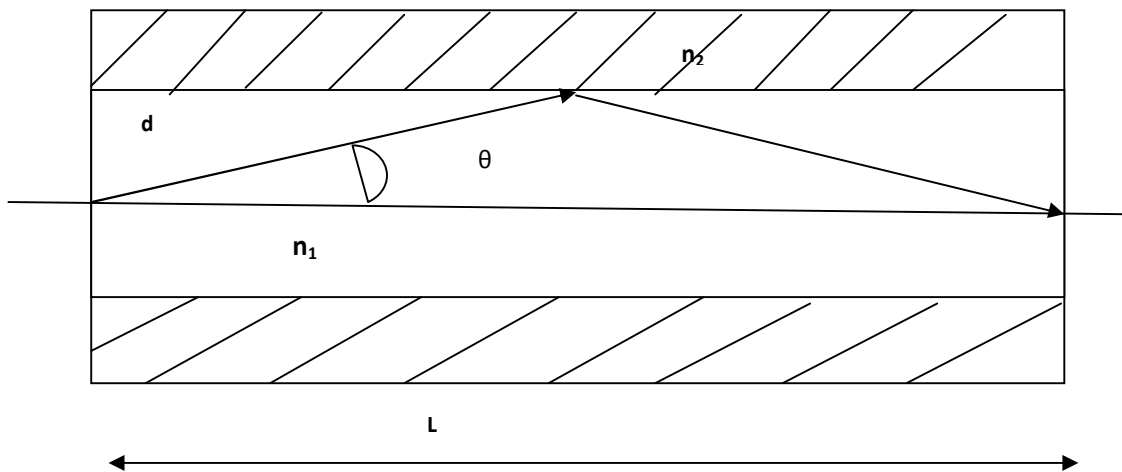


Fig. 2.2 : Propagation dans une fibre à saut d'indice

$$d = \frac{L}{\cos \theta}, \quad \tau = \frac{n_1}{C} \frac{L}{\cos \theta}$$

où C : la vitesse de la lumière dans le vide.

ζ : le temps de parcours

Le plus court chemin est sur l'axe optique: $\tau_{\min} = \frac{n_1}{C} \frac{L}{\cos \theta} = \frac{n_1 \cdot L}{C}$

Le plus long est réalisé pour l'angle limite au-delà duquel il n'y a plus réflexion :

$$\tau_{\max} = \frac{n_1 \cdot L}{C \cdot \cos \theta_{\lim}} \quad \text{avec} \quad \cos \theta_{\lim} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\Delta\tau = \tau_{\max} - \tau_{\min} = \frac{n_1^2 \cdot L}{C \cdot n_2} - \frac{n_1 \cdot L}{C} = \frac{n_1 \cdot L}{C} \cdot \left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right) \text{ Ainsi } \Delta\tau = \frac{n_1 \cdot L}{C} \cdot \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right) = \frac{\Delta n \cdot L \cdot n_1}{C \cdot n_2}$$

Pour une impulsion lumineuse, si la lumière emprunte en même temps les deux trajets, la largeur de l'impulsion augmente d'une quantité [5] :

$$\Delta\tau \approx \frac{\Delta n \cdot L}{C} \quad \text{avec} \quad \frac{n_1}{n_2} \approx 1 \quad \text{car} \quad \Delta n = n_1 - n_2 \leq n_1, n_2$$

Les fibres à saut d'indice présentent donc en générale des caractéristiques de transmission assez médiocres et, pour cette raison, sont essentiellement utilisées dans des systèmes de faible capacité.

Pour $L=1\text{Km}$, $n_1=1,43$, $n_2=1,42$, $\Delta\tau=33\text{ns}$, ce qui n'est pas négligeable. On voit que déjà sur 1Km , la dispersion modale introduit un retard notable ; c'est pourquoi les fibres multimodes ne sont utilisées que pour des réseaux locaux.

II-2-2-2 Fibre à gradient d'indice

Dans un milieu d'indice constant, la durée de propagation de la lumière selon l'axe est évidemment la plus courte. Pour limiter l'écart entre cette durée minimale et la durée de propagation lorsque la trajectoire est une courbe, il faut que l'indice du milieu décroisse du centre vers la périphérie.

C'est effectivement ce qui est réalisé dans les fibres à gradient d'indice : l'indice n_1 diminue du centre vers les bords suivant une fonction déterminée par les lois de propagation pour une loi du gradient d'indice de la forme :

$$n_1(r) = n_1 \left[1 - k \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right]$$

Si nous appelons : a le diamètre de cœur et r la distance de l'axe (α est généralement appelé paramètre du profil et k un coefficient), l'écart $\Delta\tau$ entre les durées de propagation est égal à :

$$\Delta\tau(\theta) = \frac{n_1^{\square}}{C} \left[\frac{\alpha - 2 + 2\rho}{\alpha + 2} \cdot \frac{\theta^2}{2} + \frac{3\alpha - 2 + 4\rho}{2\alpha + 2} \cdot \frac{\theta^2}{4} \right]$$

Avec $n_1^{\square} = n_1 - dn_1/d\lambda$ (c'est l'indice du groupe).

ρ est le paramètre de dispersion chromatique dont nous en parlerons dans le troisième chapitre. Il est donné par l'expression $\rho = \frac{\lambda}{k} \cdot \frac{dk}{d\lambda}$.

II-2-3 Spécification de la fibre optique

II-2-3-1- Ouverture numérique

Les deux types de fibres utilisées à l'heure actuelle se différencient par le profil de l'indice de réfraction. Dans le premier type, l'indice de réfraction varie brutalement d'une valeur n_1 dans le cœur à une valeur n_2 dans la gaine. Dans le deuxième type cette variation d'indice est graduelle. Les premières acceptent des faisceaux plus divergents que les secondes et par suite permettent un meilleur rendement du couplage émetteur-fibre, en contrepartie elles présentent une dispersion intermode plus importante. Il existe aussi des fibres monomodes mais la faible valeur de leur diamètre impose l'utilisation de diodes lasers.

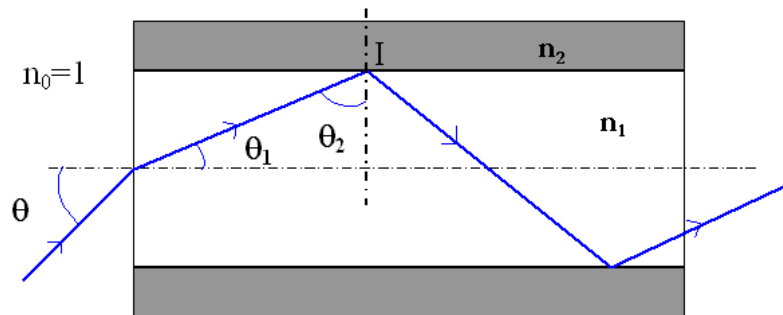


Fig 2-3: Coupe d'une fibre optique

Considérons une fibre à variation brutale d'indice caractérisée par un cœur d'indice n_1 et une gaine d'indice n_2 , dans un milieu d'indice n_0 (Fig.2-3). Dans la mesure où le diamètre du cœur de la fibre est beaucoup plus grand que la longueur d'onde du rayonnement, un grand nombre de mode peuvent se propager dans la fibre et le modèle classique du rayon lumineux est correct. Un rayon tombant sur la face d'entrée du cœur sous un angle d'incidence θ entre dans la fibre sous un angle θ_1 donné par

$$n_0 \sin \theta = n_1 \sin \theta_1 \quad (2.8)$$

Ce rayon se réfléchit à l'interface cœur - gaine sous un angle $\theta_2 = \frac{\pi}{2} - \theta_1$. Ainsi

$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \theta_2$ d'où l'expression (2.8) s'écrit

$$\sin \theta = \frac{n_1}{n_0} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_2\right) = \frac{n_1}{n_0} \cos \theta_2 \quad (2.9)$$

Seuls les rayons dont l'angle d'incidence θ_2 à l'interface cœur - gaine est supérieur à l'angle de réflexion totale θ_{2c} se propagent dans la fibre, les autres s'atténuent progressivement dans la gaine.

Ainsi la valeur maximum θ_m que peut prendre θ correspond à la valeur minimum θ_{2c} de θ_2 . L'angle de réflexion totale θ_{2c} est donné par $\sin \theta_{2c} = n_2/n_1$. On obtient alors :

$$\sin \theta_m = \frac{n_1}{n_0} \cos \theta_{2c} = \frac{n_1}{n_0} (1 - \sin^2 \theta_{2c})^{1/2} = \frac{n_1}{n_0} \left(1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right)^{1/2} \quad (2.10)$$

Soit

$$\sin \theta_m = \frac{1}{n_0} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.11)$$

La quantité $(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ est appelée ouverture numérique ON de la fibre.

L'angle d'incidence maximum que peut accepter la fibre est par conséquent donné par :

$$\theta_m = \text{Arc sin}(ON / n_0) \quad (2.12)$$

$$\text{Avec } ON = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$$

Prenant un cas typique d'une fibre constituée d'un cœur de silice dopée, $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2$, d'indice $n_1=1,53$, et d'une gaine de silice pure SiO_2 d'indice $n_2=1,50$. Si la fibre est dans l'air $n_0=1$, on obtient $ON=0,3$ et $\theta=18^\circ$.

II-2-3-2 couplage

Considérons une LED de surface S associée à une fibre dont la section du cœur est supérieure à S . Pour chaque point émetteur de la source, seuls les rayons émis sous un angle θ inférieur à θ_m se propagent dans la fibre.

Si la brillance de la source est B , le flux d'énergie par la fibre est donné par :

$$\phi_f = S \int_{\Omega_m} B d\Omega \quad (2.13)$$

Ω_m Est l'angle solide sous-tendu par l'angle θ_m . l'angle solide Ω sous-tendu par un angle α est donné par :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta)$$

et par suite $d\Omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha$. L'expression (2.13) s'écrit donc :

$$\phi_f = 2\pi S \int_0^{\theta_m} B \sin \theta d\theta$$

Dans la mesure où l'émission de la diode électroluminescente obéit à la loi de Lambert :

$$B = B_0 \cos \theta$$

On obtient :

$$\phi_f = 2\pi S B_0 \int_0^{\theta_m} \sin \theta \cos \theta d\theta = 2\pi S B_0 \int_0^{\sin \theta_m} \sin \theta d(\sin \theta)$$

Soit

$$\phi_f = \pi S B_0 \sin^2 \theta_m \quad (2.14)$$

Sachant que $\theta_m = \text{Arc sin}(ON / n_0)$, l'expression précédente s'écrit :

$$\phi_f = \pi S B_0 \frac{ON^2}{n_0^2}$$

Le flux total émis par la diode est donné par $\phi_t = \pi S B_0$ de sorte que le rendement du couplage, défini comme le rapport du flux transmissible par la fibre au flux émis par la diode, est donné par :

$$\eta_c = \frac{\phi_f}{\phi_t} = \frac{\pi S B_0 O N^2 / n_0^2}{\pi S B_0}$$

Soit :

$$\eta_c = \frac{O N^2}{n_0^2} = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2}$$

Pour une fibre de silice dans l'air, nous avons vu que $ON=0.3$, d'autre part $n_0=1$, de sorte que le rendement du couplage est limité à $\eta_c \approx 10\%$. Si en outre, la section S_f du cœur de la fibre est inférieure à la surface de la diode électroluminescente, le rendement est réduit dans le rapport S_f / S . Pour optimiser le rendement η_c , il faut augmenter l'ouverture numérique de la fibre et porter la section du cœur à une valeur au moins égale à la surface émettrice de la diode.

Les deux types de couplage réalisés, sont représentés sur la figure suivante.

Dans le premier cas (Fig.-a), l'émission de la diode est frontale, la fibre est amenée à proximité de la zone active de la diode. Un masque de silice limite l'injection de courant dans la diode à la zone située sous le cœur de la fibre. Une résine époxy transparente solidarise la diode de la fibre.

Dans le deuxième cas (Fig.-b) l'émission de la diode est latérale comme pour une diode laser. L'intérêt de ce type de structure réside dans le fait que l'angle d'ouverture du faisceau émis par la diode et à fortiori s'il s'agit d'une diode laser est plus faible que pour une émission frontale.

Les diodes lasers ont un avantage évident sur les diodes électroluminescentes en ce qui concerne le rendement du couplage avec la fibre, en raison des faibles valeurs de la surface émettrice et de la divergence du faisceau.

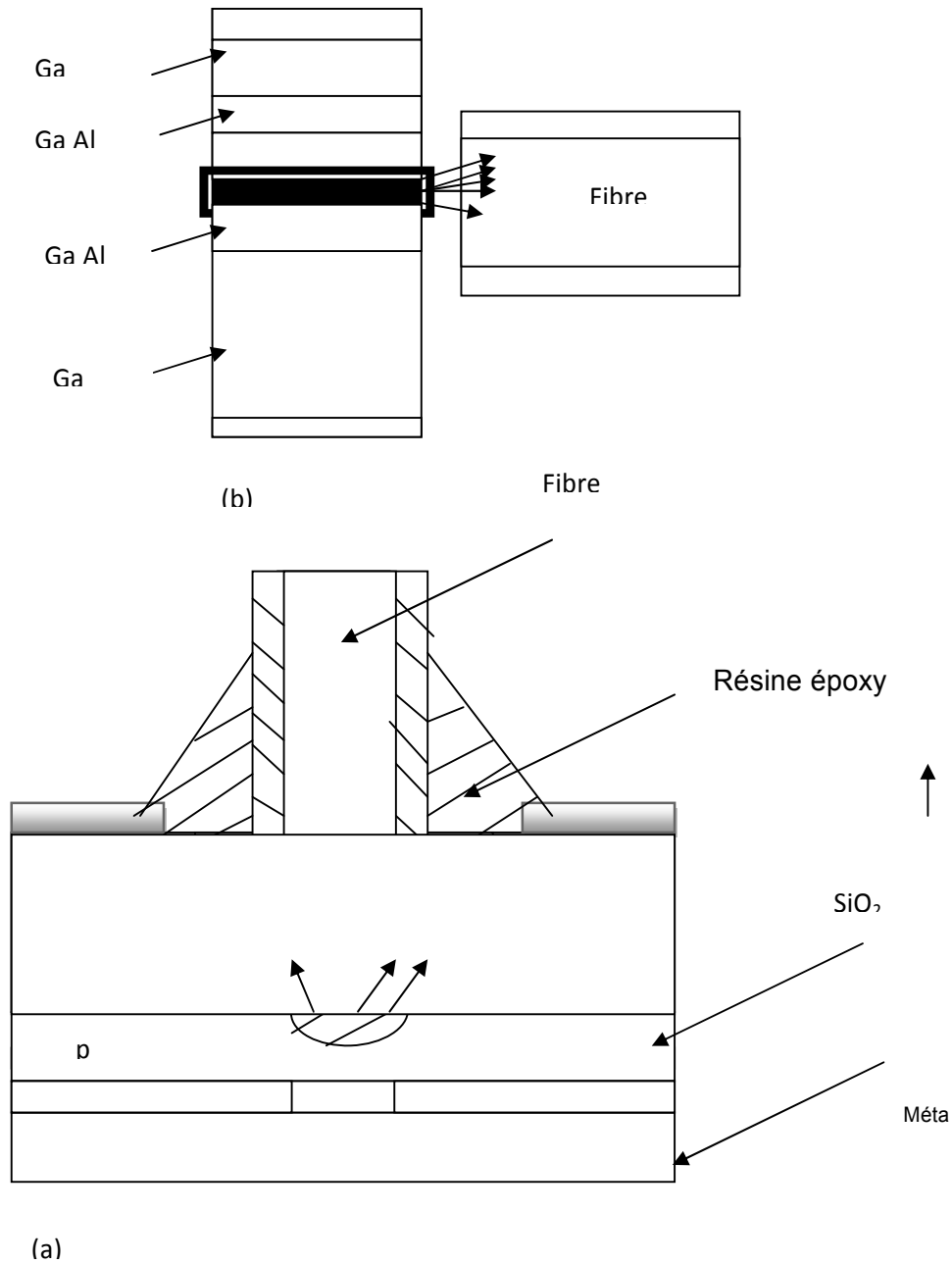


Fig 2-4: Couplage diode émettrice - fibre optique

II-3-Equations de MAXWELL

Pour appréhender toute étude sur le phénomène de propagation d'ondes il faut passer en revue les équations de Maxwell, où l'excellent ouvrage [9] 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.

Dans ce qui suit, nous considérons 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 explicitées dans [10].

Les équations de Maxwell (2.15) 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 [9,10] :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.15}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$$

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} .

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \vec{D}(\vec{E}) \\ \vec{B} &= \vec{B}(\vec{H}) \\ \vec{J} &= \vec{J}(\vec{E}, \vec{H})\end{aligned}\tag{2.16}$$

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 (2.16) peuvent alors se réécrire comme :

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H}\end{aligned}\tag{2.17}$$

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

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}\tag{2.18}$$

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

$$\sigma = 0 \quad (\text{Milieu non-conducteur})$$

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (\text{Pour les milieux non magnétiques } \mu = \mu_0)$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon / \varepsilon_0 = n^2 \quad (n : \text{Indice de réfraction du milieu})$$

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

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}\tag{2.19}$$

$$D_x = \varepsilon_{11}E_x + \varepsilon_{12}E_y + \varepsilon_{13}E_z$$

$$D_y = \varepsilon_{21}E_x + \varepsilon_{22}E_y + \varepsilon_{23}E_z$$

$$D_z = \varepsilon_{31}E_x + \varepsilon_{32}E_y + \varepsilon_{33}E_z$$

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 ((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. Par exemple, aux fréquences optiques,

le verre possède une non linéarité cubique (effet Kerr optique), qui peut être écrite comme [10] :

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} + \epsilon_2|\vec{E}|^2\vec{E} \quad (2.20)$$

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. Dans ce qui suit, nous considérerons uniquement les milieux diélectriques isotropes, sans charge, sans perte et non magnétiques. Les équations de Maxwell et les relations de constitution applicables pour de tels milieux sont [10] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.21)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.23)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.24)$$

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H} \quad (2.25)$$

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} = \epsilon_0 n^2 \vec{E} \quad (2.26)$$

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 **[10]**:

$$(\vec{s})(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0 \quad (2.27)$$

- Continuité de la composante tangentielle du champ électrique :

$$(\vec{s})(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (2.28)$$

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

$$(\vec{s})(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (2.29)$$

- Continuité de la composante tangentielle du champ magnétique :

$$(\vec{s})(\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (2.30)$$

II-4-Equation d'ondes

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 (2.21), et en substituant l'équation (2.25) nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{H}}{\partial t} \quad (2.31)$$

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times A = -\nabla^2 A + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot A) \quad (2.32)$$

Nous aurons :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (2.33)$$

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

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \varepsilon_0 n^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{\nabla} n^2 = 0 \quad (2.34)$$

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

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \quad (2.35)$$

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 [10]:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.36)$$

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 (2.36) 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 (2.35).

Il est bon de connaître qu'on peut employer l'équation d'onde homogène (2.36), 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.

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 [10]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{H} = -jk_0 \eta_0 \vec{H} \quad (2.37)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 n^2 \vec{E} = j \frac{n^2}{\eta_0} k_0 \vec{E} \quad (2.38)$$

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

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 \\ \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0\end{aligned}\quad (2.39)$$

Le nombre d'onde k est donné comme :

$$k = n \frac{\omega}{c} = nk_0 \quad (2.40)$$

La vitesse de la lumière dans le vide est :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (2.41)$$

On donne aussi $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ où 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 :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.42)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_1 e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.43)$$

\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 :

$$\vec{H}_1 = \left(\frac{1}{\eta} \right) \vec{l} \times \vec{E}_1 \quad (2.44)$$

d'où :

$$\eta = \left| \frac{E_1}{H_1} \right| = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2.45)$$

\vec{E}_1 et \vec{H}_1 sont deux vecteurs constants. Notez que η est $\eta = (\eta_0/n)$ où η_0 est l'impédance du vide 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 2.5). On a donc une onde TEM puisque les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires à la direction de propagation.

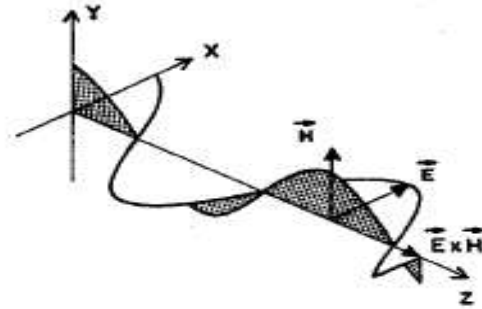


Fig 2-5 :- Variation de \vec{E} par rapport à \vec{H}

Cette figure 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 [10] représente la densité moyenne (temporelle) de la puissance transportée par l'onde (W/m^2), il est donné par :

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \Re(\vec{E} \times \vec{H}^*) \quad (2.46)$$

II-5-Propagation dans la fibre optique

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 admettra 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 [11]:

$$\nabla \times \nabla \times E = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2.47)$$

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 $2 \mu m$. 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 :

$$P(r,t) = P_L(r,t) + P_{NL}(r,t) \quad (2.48)$$

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 :

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{E}(r,\omega) - \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E}(r,\omega) = 0 \quad (2.49)$$

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

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (2.50)$$

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 (2.49), en respectant les conditions aux limites appropriées.

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 :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.51)$$

avec :

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

\tilde{E} : est 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 :

$$\tilde{E}_z(r, \omega) = A(\omega) F(\rho) \exp(\pm im\phi) \exp(i\beta z) \quad (2.52)$$

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

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + (n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2}) F = 0 \quad (2.53)$$

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

$$F(\rho) = C_1 J_m(\kappa\rho) + C_2 N_m(\kappa\rho) \quad (2.54)$$

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

$$\kappa = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.55)$$

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 :

$$F(\rho) = J_m(\kappa\rho) \quad \rho \leq a \quad (2.56)$$

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 :

$$F(\rho) = K_m(\gamma\rho) \quad \rho \geq a \quad (2.57)$$

$$\gamma = (\beta^2 - n_2^2 k_0^2)^{1/2} \quad (2.58)$$

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 cœur - 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 cœur. 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 [11]:

$$\left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right] \cdot \left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{n_2^2 K'_m(\gamma a)}{n_1^2 \gamma K_m(\gamma a)} \right] = \left(\frac{m\beta k_0 (n_1^2 - n_2^2)}{a n_1 \kappa^2 \gamma^2} \right)^2 \quad (2.59)$$

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-1-Introduction

Ce chapitre se veut une introduction générale aux effets linéaires et non linéaires dans la fibre optique car entre deux bouts de la fibre se passe des phénomènes aussi divers que complexes, où nous allons introduire 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 de la fibre. 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'auto modulation de la Phase (SPM). Il y a aussi des pertes de puissances causées par les effets inélastiques qui sont liés à leur tour à la diffusion de Brillouin stimulée (SBS) et la diffusion de Raman stimulée (SRS).

On note aussi, que la dispersion du groupe de vitesse, l'effet Kerr ainsi que la diffusion Brillouin stimulée feront l'objet d'une étude dans ce chapitre.

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. Dans la dernière partie de ce chapitre nous présenterons les principaux effets non linéaires notamment l'effet Kerr. En dernier point nous allons présenter une étude sur les effets inélastiques, en l'occurrence l'effet Brillouin et Raman.

III-2-Les atténuations

Bien que très performantes, les fibres optiques subissent des atténuations (pertes) lors de la propagation du signal. Ces atténuations se mesurent en dB/km elles varient en fonction de la longueur d'onde et correspondent à des pertes en lignes (atténuation linéique) dues à différents phénomènes de propagation. Ces atténuations provoquent des limitation de la

puissance transmise en ligne ce qui engendre une réduction de la bande passante totale. Ce qui va se répercuter à la réception.

Comme toute liaison de transmission présente des caractéristiques d'atténuation, les liaisons optiques elles aussi présentent des caractéristiques d'atténuation de puissance optique transmise. Ces atténuations peuvent être scindées en deux catégories. Elles seront explicitées dans les paragraphes qui suivent.

III-2-1- Atténuations intrinsèques

Ce type d'atténuation dépend des caractéristiques typiques du processus technologique de réalisation, et de la longueur d'onde avec laquelle la fibre optique va travailler.

La courbe d'atténuation est caractérisée par :

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

Ces différentes caractéristiques seront expliquées plus loin (spectre des atténuations).

III-2-1-1- Atténuation 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 [11] :

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

Cette absorption provoque une atténuation des modes guidés. En général, 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 [4].

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].

III-2-1-2- Atténuation par diffusion

Les verres utilisés en général dans les fibres optiques sont des matériaux amorphes (structures désordonnées) comportant donc de nombreux agrégats de matière incohérents. Au niveau macroscopique, ces éléments, lorsqu'ils sont illuminés, diffusent la lumière dans toutes les directions. Une partie de cette lumière est réinjectée dans le guide sous une forme différente de la lumière incidente et correspond à la conversion de modes. Une partie est réinjectée à contrario dans le guide et correspond à une puissance lumineuse rétrodiffusée. Une partie enfin ne peut être guidée et est éliminée dans la gaine. Si la première partie crée une perturbation de la capacité en transmission, les deux autres apparaissent comme des pertes et contribuent donc à l'atténuation.

Selon la forme et la densité des agrégats vitreux, les lois de diffusion peuvent varier. Dans les fibres courantes, la loi obtenue correspond à une diffusion uniforme (RAYLEIGH). Elle varie en fonction de la longueur d'onde selon une loi en $1/\lambda^4$.

III-2-1-3- Atténuation par diffusion de RAYLEIGH

La matière ne peut être considérée comme homogène que jusqu'à une certaine échelle. Un gaz ou un liquide constitue des milieux typiquement amorphes qui peuvent être considérés comme homogènes jusqu'à l'échelle moléculaire. Un matériau solide, désordonné, comme le verre, peut présenter des irrégularités structurales de petites dimensions, comprenant quelques centaines à quelques dizaines de milliers de molécules. Dans la plupart des cas, il est possible de se faire une idée des dimensions de l'irrégularité moyenne.

Lorsque la longueur d'onde de la lumière est très supérieure à la dimension moyenne de l'irrégularité du matériau, dans lequel elle se propage, la diffusion qui en résulte est du type Rayleigh qui l'expliqua en 1900. Si la molécule a une dimension de $3A^0$ et si la longueur d'onde dans le matériau est au moins 10 fois plus grande ($\lambda > 10A^0$), la diffusion est linéaire, et inversement proportionnelle à la 4^{ème} puissance de la longueur d'onde du photon.

$$N = Cte/\lambda^4$$

Si 100 photons sont présents, N sont diffusés en moyenne.

Si la longueur d'onde double, le nombre moyen de photons diffusés est divisé par 16. En conséquence, la diffusion de Rayleigh n'est un phénomène important qu'aux longueurs d'onde suffisamment courtes. Nous pouvons l'observer à l'œil nu quotidiennement, car c'est elle qui donne au ciel diurne l'aspect que nous lui connaissons. Si la terre était entourée d'un milieu continu, absolument homogène, le ciel serait noir et nous verrions les étoiles en plein jour, en même temps que le soleil. Ce n'est pas le cas, la terre est entourée d'une atmosphère principalement gazeuse, qui présente non seulement des particules en suspension, liquides ou solides, mais encore des molécules capables de diffuser la lumière visible [26].

Pour cela la non homogénéité du matériau, engendre pour le rayon lumineux une diffusion dans toutes les directions dans la fibre optique Figure (3.1)

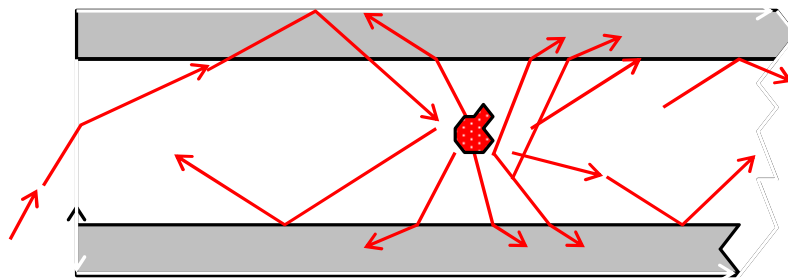


Fig 3.1 : Diffusion de Rayleigh.

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 impuretés 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 consiste en une fluctuation des densités des liquides et donc du verre qui est un liquide à viscosité très élevée

III-2-1-4 Spectre des atténuations

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 (3.2).

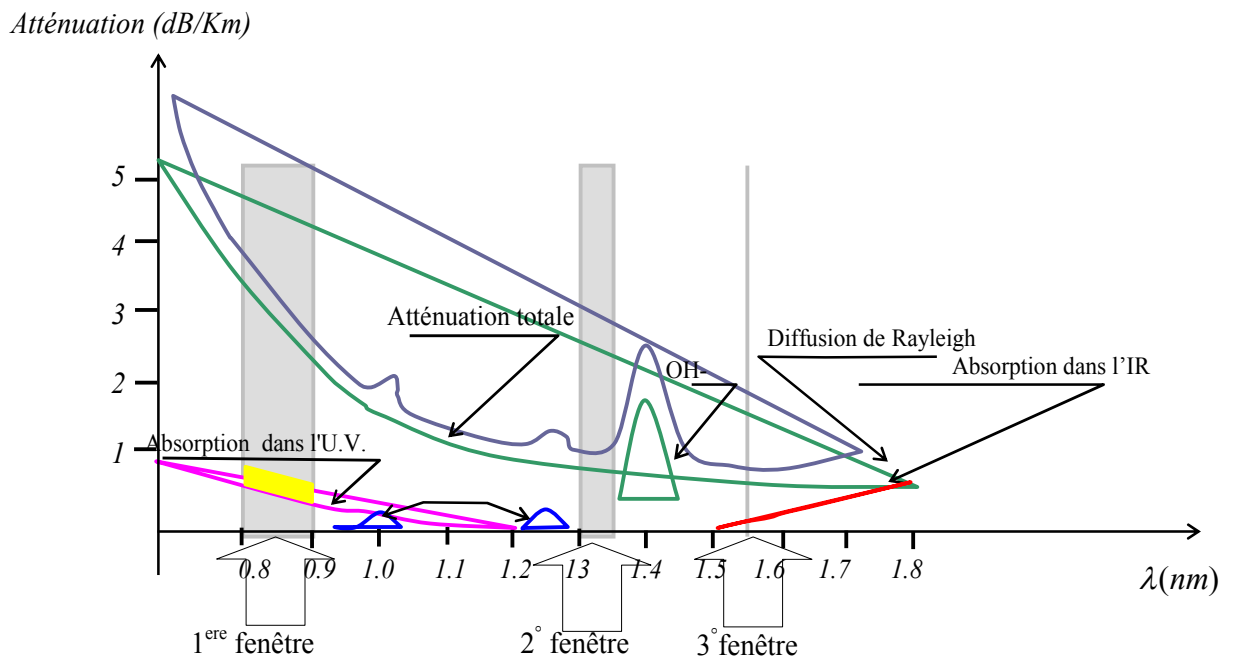


Fig 3-2 : Atténuation intrinsèque de la fibre optique Réf [13]

En superposant ces atténuations, trois fenêtres spectrales avec une atténuation assez faible apparaissent.

- ✓ La fenêtre à 0.8 à 0.9 μm correspond à une atténuation de 2.5dB/km en moyenne et a été historiquement la première utilisée.
- ✓ La fenêtre à 1.3 à 1.4 μm correspond à une atténuation moindre 0.7dB/km en moyenne est intéressante, car il est possible de compenser la dispersion du matériau par la dispersion du guide et donc d'obtenir de meilleures performances en capacité de transmission tout en améliorant les distances.
- ✓ La fenêtre à 1.5 à 1.6 μm correspond à une atténuation 0.2dB/km (les fibres monomodes), elle est intéressante pour les applications à très longue distance, à condition de disposer de sources modulées à spectre étroit

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 ces fenêtres.

III-2-2- Les atténuations extrinsèques

Il existe une deuxième cause qui peut engendrer des pertes. Elle réside dans la façon dont les liaisons sont mises en œuvre ainsi que les raccordements entre deux bouts de la fibre.

III-2-2-1- Atténuation due aux courbures

Les obstacles sur terrain peuvent nécessairement nous obliger à courber la fibre optique afin de pouvoir les franchir. A l'intérieur du câble, cette fibre suit un trajet hélicoïdal, c'est une courbure.

III-2-2-2- Atténuation due aux micros courbure

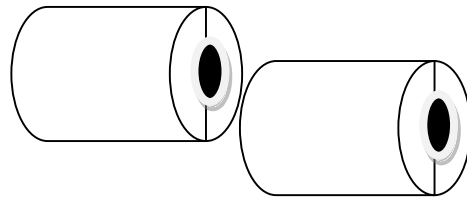
Dans une transmission par fibre optique, la fibre peut entrer en contact avec les éléments constitutifs du câble, ce qui peut créer des micro courbures.

III-2-2-3- Atténuation due aux connexions

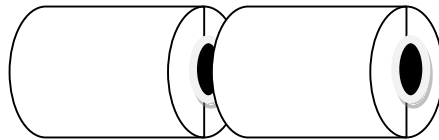
Il existe deux façons de raccorder les deux bouts de deux fibres, par épissure et c'est un raccordement définitif ou par connecteur et c'est un raccordement démontable.

Les deux façons de raccordement entraînent des atténuations et surtout la deuxième à cause de :

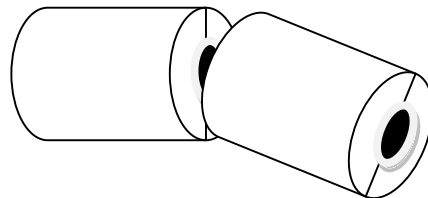
- ✓ Une séparation longitudinale.
- ✓ Un désalignement radial.
- ✓ Une excentricité des cœurs.
- ✓ Une ellipticité des cœurs.



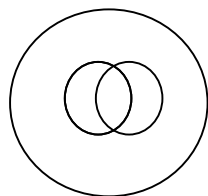
a) Désalignement radial



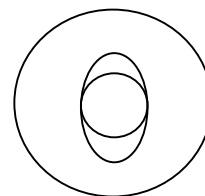
b) Séparation longitudinal



a) Désalignement angulaire



d) Excentricités des cœurs



e) Ellipticité des cœurs

Fig 3-3 : Raccordement des fibres

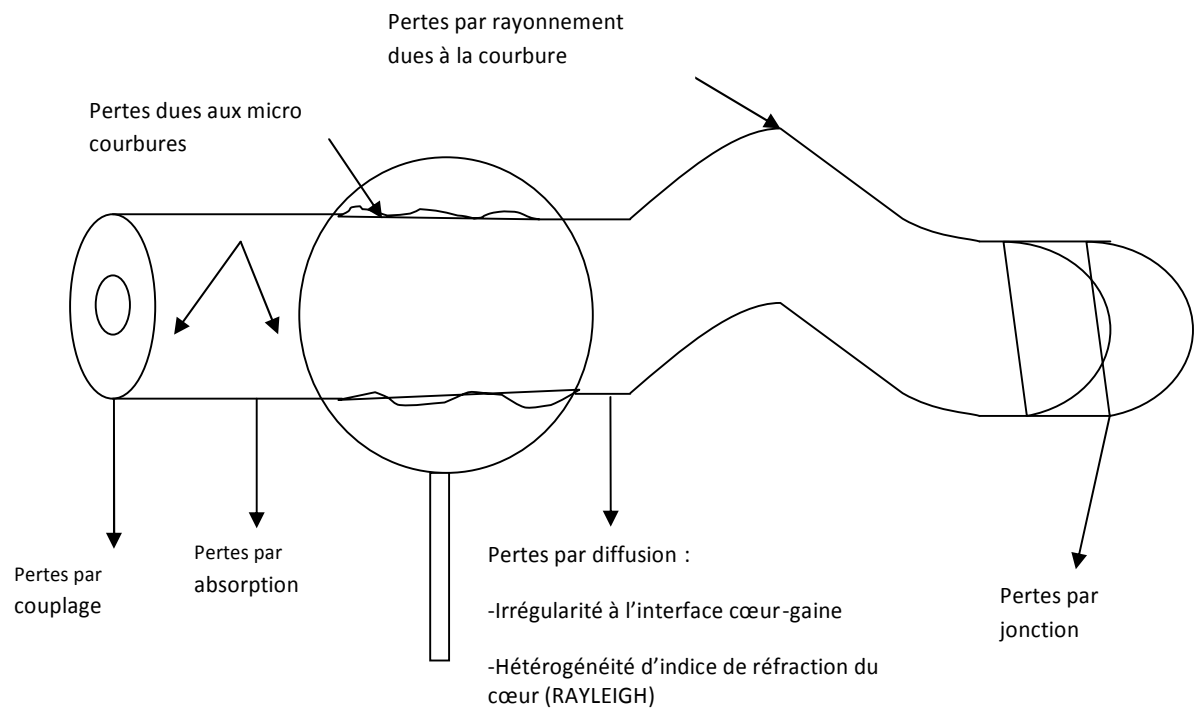


Fig 3-4 : Différentes pertes dans la fibre optique

III-3- Dispersion

Le phénomène de distorsion du signal dans les supports de transmission classiques, est considéré comme un effet de dispersion dans la fibre optique, où il limite la capacité de transmission du signal optique.

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.

III-3-1- Dispersion modale

Les différents modes qui se propagent dans une fibre optique multimodes ont chacun sa vitesse propre suite à sa longueur d'onde. L'énergie lumineuse transmise dans la fibre se répartie entre les différents modes qui se propagent dans le cœur.

Considérons une fibre à gradient d'indice à l'intérieur de laquelle se propagent quatre modes, effectuant des parcours différents. Comme l'indice de réfraction n_1 est constant dans tout le cœur, les quatre 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.

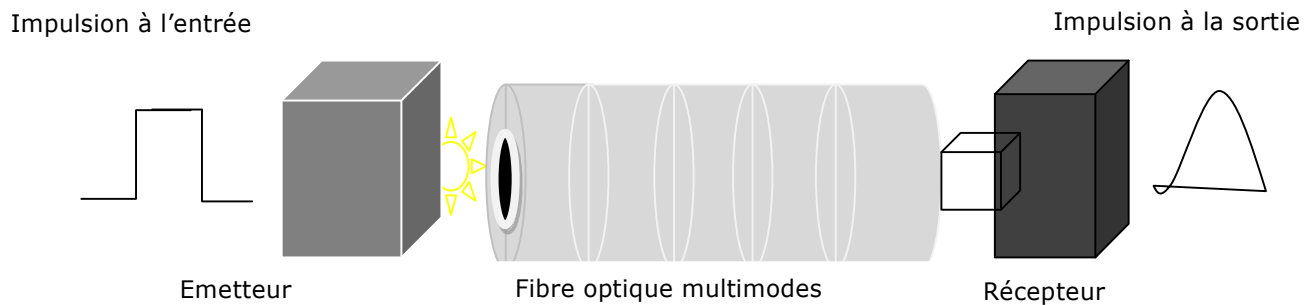


Fig 3-5 : Distorsion d'une impulsion provoquée par la dispersion modale

Ainsi l'affaiblissement linéique dû à la distance de la liaison influe sur la distorsion du signal à la réception. En effet, plus grande est la distance que parcourent les rayons lumineux, plus grands sont les retards engendrés ; donc plus grande est la distorsion.

Egalement la dimension de l'ouverture numérique influe sur la distorsion du signal : plus grande est l'ouverture numérique plus grand est le nombre de rayons dans la fibre, engendrant ainsi une dispersion modale plus importante.

III-3-1-1- Dispersion modale pour la fibre à saut d'indice

Les modes qui se propagent dans une fibre optique multimodes ont chacun : sa spécification, sa vitesse de propagation et son chemin de parcours.

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 différente, 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 [2]:

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

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 [12] :

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

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 :

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

III-3-1-2- Dispersion modale pour une 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.

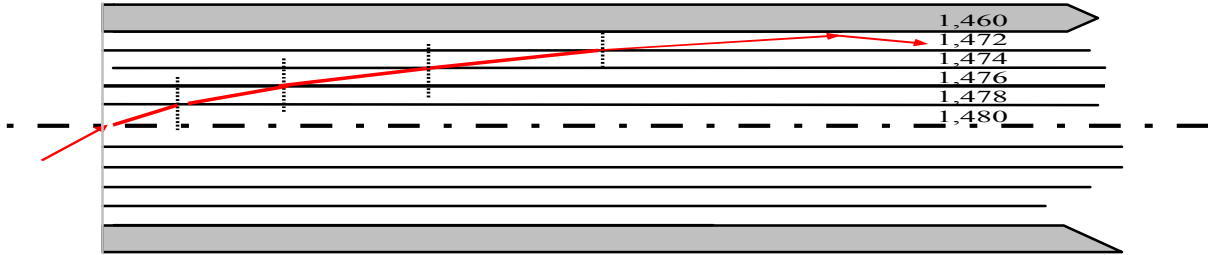


Fig 3-6: Dispersion modale de la fibre multimodes à gradient d'indice [13]

La figure (3 6) montre clairement le trajet sinusoïdal que parcourt le rayon lumineux à chaque changement de la valeur de l'indice de réfraction du cœur de la fibre.

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 [2]:

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

où g désigne le profil d'indice, et f est la 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 : [2]:

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

L'expression du profil d'indice optimum est donnée par [2] :

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

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 $\Delta\tau_{modal}$ de l'ordre inférieur à l'ordre supérieur est donné par [2] :

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

$\Delta\tau_{modal}$ 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.

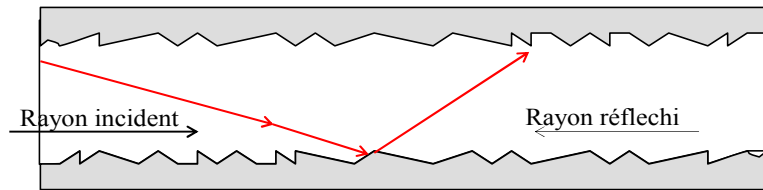


Fig 3-7 : Dispersion modale due à l'imperfection de la gaine [13]. (Variation de la direction des rayons provoquée par la conicité du cœur)

III-3-2- 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 vu la dimension réduite de leurs cœurs, 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 3.8). Les indices de réfraction de la gaine et du cœur étant différents ; la lumière se propage donc à des vitesses différentes ($v = \frac{c}{n}$).

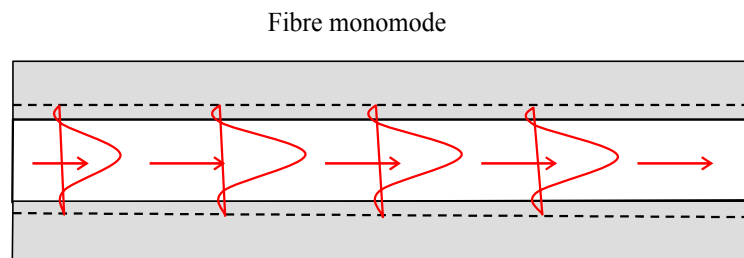


Fig 3-8 : Dispersion (propagation) d'une partie de la puissance optique dans la gaine (différence d'indices de réfraction cœur : gaine) dite dispersion de guide d'onde [13]

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 :

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

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

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

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

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

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 :

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

III-3-3 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 (3.9) montre l'évolution de l'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde dans la silice.

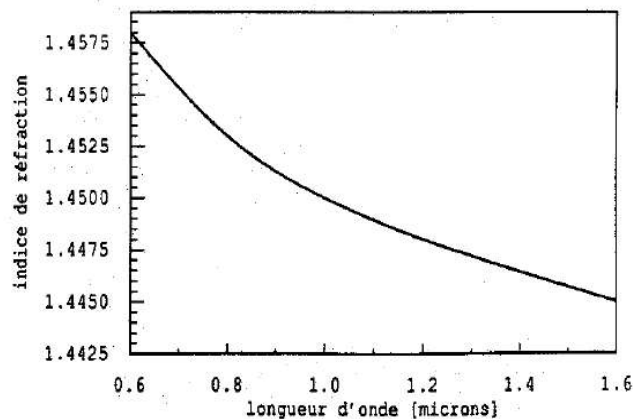


Fig 3-9 : Indice de réfraction en fonction de longueur d'onde [11]

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>
Violet	1,607
Bleu	1,594
Vert	1,581
Jaune	1,575
Orange	1,571
Rouge	1,569

Tableau 1 : 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 :

$$\begin{aligned} \lambda_v &= v_v \cdot T = 400nm \\ \lambda_r &= v_r \cdot T = 600nm \end{aligned} \quad (3.28)$$

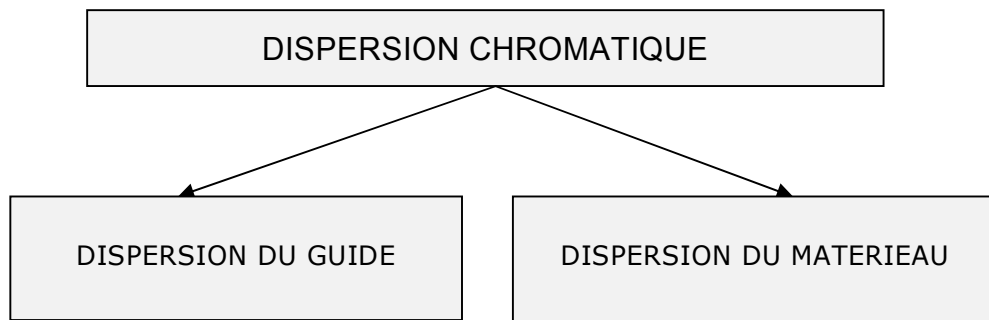
La relation de dispersion du matériau est donnée comme étant [21] :

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

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 réflexion.

III-3-4- Dispersion chromatique

La dispersion chromatique exprimée en ps/(nm.km), caractérise l'étalement du signal lié à sa largeur spectrale (deux longueurs d'ondes différentes ne se propagent pas exactement à la même vitesse). Cette dispersion dépend de la longueur d'onde considérée et résulte de la somme de deux effets : la dispersion propre au matériau et la dispersion du guide.



Alors 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.

Elle est liée à la forme du profil d'indice. Il est donc possible de la minimiser en adaptant le profil.

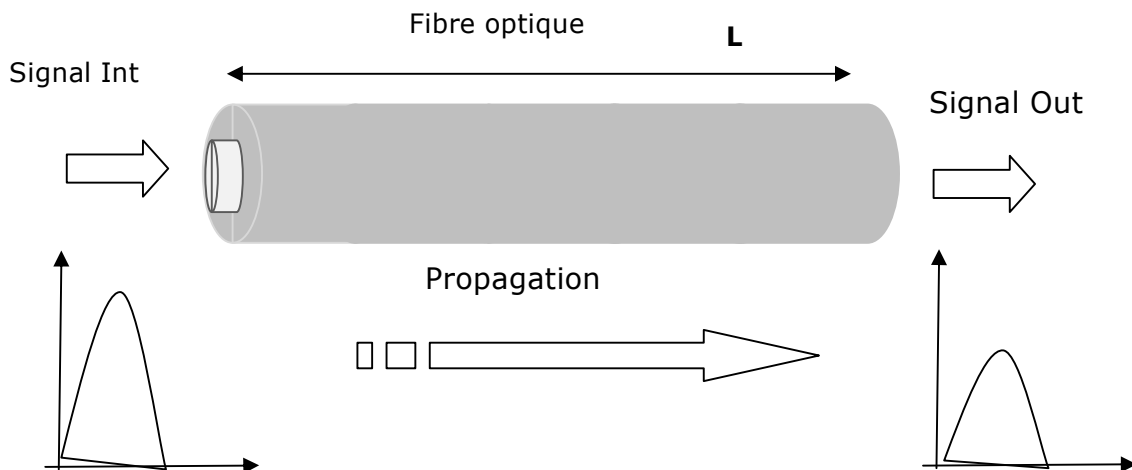


Fig. 3-10 : Dispersion chromatique dans une fibre optique

La dispersion propre au matériau est due à la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde. Une impulsion de rayonnement est un paquet d'ondes dont la vitesse de groupe est donnée par $v_g = d\omega / dk$. Puisque $\omega = 2\pi\nu$ et $k = 2\pi / \lambda$, cette vitesse s'écrit :

$$v_g = \frac{d\nu}{d\frac{1}{\lambda}} = -\lambda^2 \frac{d\nu}{d\lambda} \quad (3.30)$$

Compte tenu de la relation, $\nu = c/n$, v_g s'écrit :

$$v_g = -c\lambda^2 \left(-\frac{1}{n\lambda^2} - \frac{1}{n^2\lambda} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right) = \frac{c}{n} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (3.31)$$

Si la largeur spectrale du rayonnement est $\Delta\lambda$, l'étalement de la vitesse de groupe est :

$$\Delta v = \left(\frac{dv_g}{d\lambda} \right) \Delta\lambda$$

Soit :

$$\Delta v_g = \frac{c\lambda}{n^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} - \frac{2}{n} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right) \Delta\lambda \quad (3.32)$$

Il en résulte que l'étalement dans le temps d'une impulsion brève, après un trajet d'une distance L dans le matériau, est donné par :

$$\Delta\tau = \left| \frac{L\Delta v_g}{v_g^2} \right| = \left| \frac{L\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Delta\lambda \right| \quad (3.33)$$

La courbe représentant les variations de $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$ en fonction de la longueur d'onde est portée sur la figure 3.11 pour la silice pure. Elle montre que $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$ et par suite la dispersion du matériau, s'annule pour $\lambda=1.3\mu\text{m}$ et change de signe au-delà. Il existe donc une longueur d'onde pour laquelle la dispersion due au matériau peut compenser les autres causes de dispersion, ce qui permet d'annuler la dispersion totale.

Le calcul exact de cette longueur d'onde est relativement complexe mais on peut montrer (Gambling 1979) qu'elle est comprise entre 1.3 et 1.8 μm .

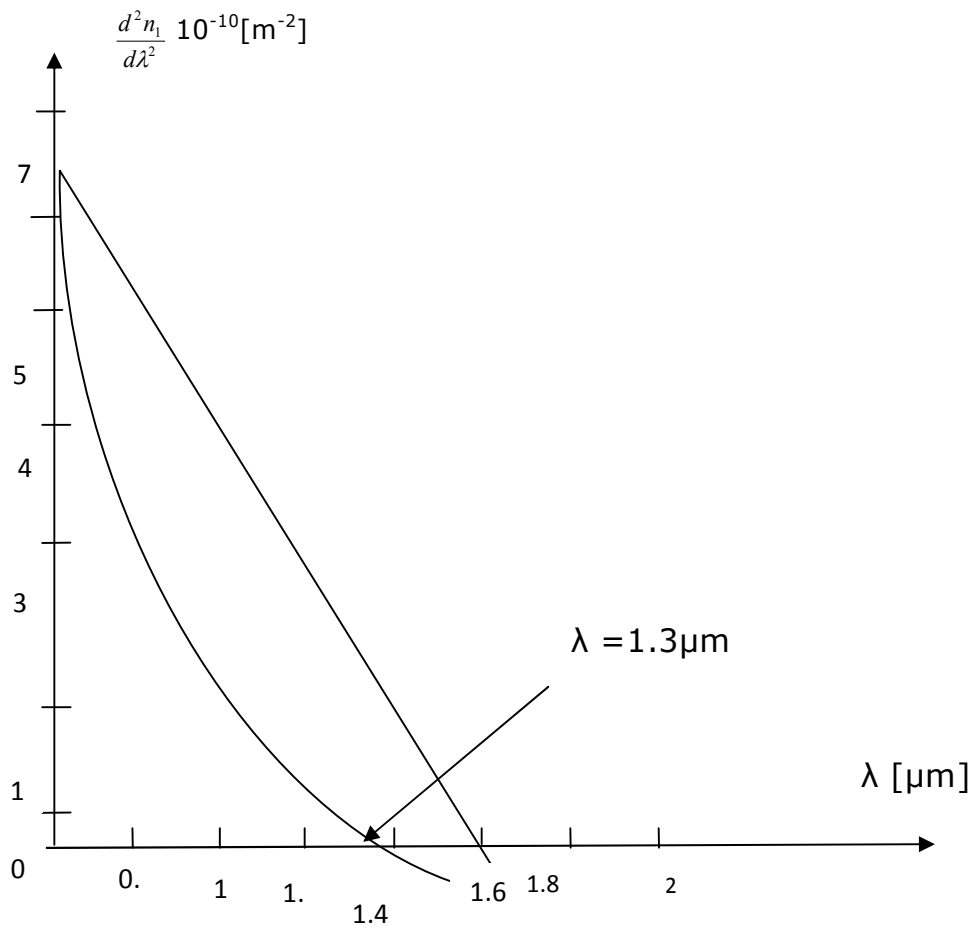


Fig 3-11 : Variation de $\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}$ pour une fibre de silice pure [14]

III-3-5- Bande passante totale de la fibre optique

Dans tous système de transmission, il est souhaitable que le signal émis arrive à sa destination sans déformation, pour quand peu le reconnaître à la réception.

Dans les systèmes de transmission à base de fibre optique les dispersions modales et chromatiques engendrent un élargissement temporel du signal résultant. Si par exemple on envoi dans la fibre trois impulsions de durée brèves très proches dans le temps, on trouve trois signaux III ayant une forme d'une onde de type Gaussienne (Figure 3 12).

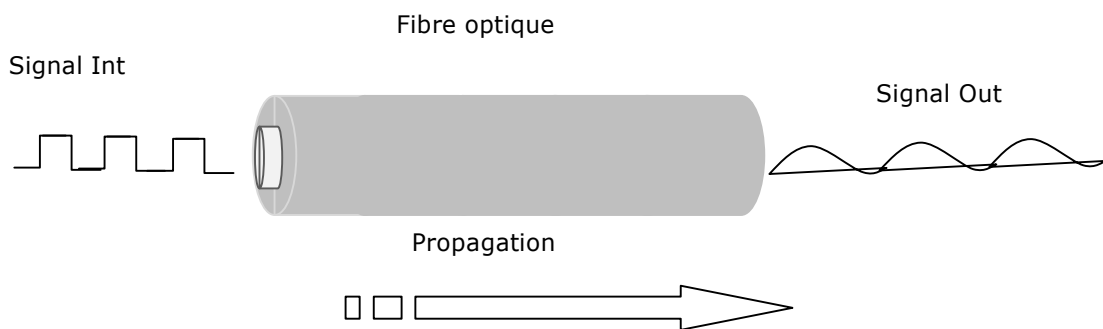


Figure 3 12 : Distorsion des impulsions à la réception due à la dispersion de la fibre

Si on rapproche les trois 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 3.13). 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.

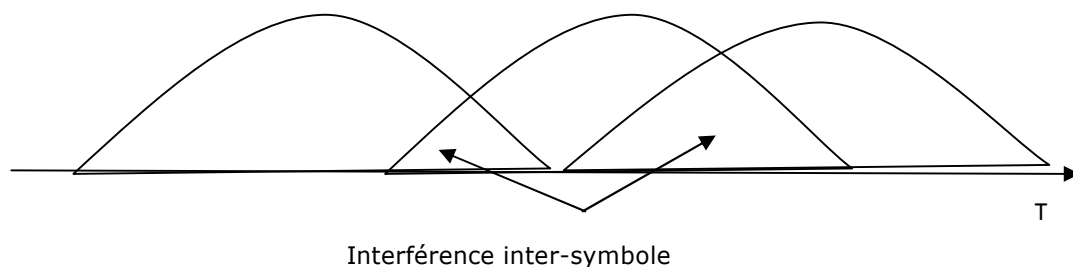


Fig 3-13 : Impulsions rapprochées dans le temps les unes des autres engendrant en réception des interférences inter symboles

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] :

$$B_{Total} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{B_m^2} + \frac{1}{B_c^2}}} \quad (3.34)$$

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

D'une manière générale, la bande passante d'une fibre optique monomode est essentiellement limité par la dispersion chromatique, tandis que le cas d'une fibre multimodes, elle est limitée par les deux types de dispersion.

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

$$B_m = \frac{B_{m_0}}{L^\gamma} \quad (3.35)$$

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 :

$$B_c = \frac{0,44 \cdot 10^{-6}}{\mu \cdot \Delta\lambda \cdot L} \quad (3.36)$$

où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de la source à mi amplitude (figure. 3.14), L : longueur de la liaison fibre optique, μ : coefficient de dispersion chromatique [3].

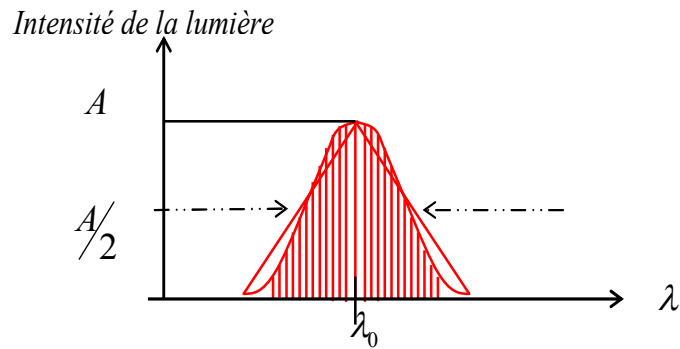


Fig 3-14 : Largeur de spectre de la source optique

Le coefficient de dispersion chromatique est défini par la relation :

$$\mu = \frac{\partial \tau(\lambda)}{\partial \lambda} \quad (3.37)$$

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 $\lambda_{réf} = 1300nm$.

III-4- Effets non linéaires

La réponse d'un milieu diélectrique à la lumière qui le traverse devient non linéaire pour des champs électromagnétiques intenses comme c'est le cas dans les communications océaniques, par exemple. Cette réponse non linéaire est due notamment aux mouvements non harmoniques des électrons du matériau de transmission sous l'influence de l'onde qui le traverse. Les effets non linéaires (NL) sont parfois observables pour des puissances de l'onde dans la fibre relativement faibles, ceci à cause des très petites dimensions des fibres (cœur) et des pertes très faibles ($<1dB/Km$) [13].

Les effets NL se voient surtout dans les fibres monomodes et se traduisent par une atténuation du signal en fonction de l'augmentation de $P_{transmise}$ et une création de nouvelles longueurs d'onde à partir du signal. Les effets NL de plus bas ordre proviennent de la susceptibilité d'ordre 3. En effet, la susceptibilité d'ordre 1 est déjà prise en compte dans l'atténuation et les dispersions discutées précédemment. La susceptibilité d'ordre 2, responsable des effets NL comme les générations de seconde harmonique, de somme de

fréquences et d'oscillation paramétrique est nulle pour des molécules possédant une inversion symétrique comme la silice pure qui constitue le cœur de la fibre en absence de dopants.

La susceptibilité d'ordre 3 est responsable des phénomènes comme la génération de troisième harmonique, du mélange à quatre ondes (Four Waves Mixing, FWM) et de la réfraction NL.

Dans les fibres optiques, seule la réfraction NL joue un rôle significatif [15]. La plupart des effets NL dans la fibre optique proviennent de cette réfraction non linéaire. Ce phénomène est dû à la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à l'intensité du champ qui traverse le milieu [16].

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*).

La variation de l'indice de réfraction de l'intensité du champ est connue sous le nom d'effet Kerr optique (voir définition un peu plus loin) et conduit à un certain nombre de phénomènes aussi intéressants que complexes ; les deux les plus connus sont :

- L'auto modulation 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). 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 [17], [18]

Cependant, les non linéarités n'apportent pas que des limitations aux systèmes optiques. Il existe de nombreuses applications les mettant à profit [19]. On trouve par exemple

les solitons, issus de la compensation de la dispersion chromatique par les effets non linéaires [20], les lasers et les amplificateurs Raman [21].

III-4-1- Effet Kerr

Découvert en 1875 par le physicien écossais John Kerr, l'effet Kerr est une biréfringence créée dans un matériau par un champ électrique extérieur. Cela va entraîner l'existence de deux indices de réfractions dans ce matériau. La différence de ces indices principaux, extraordinaire n_e , et ordinaire n_o , est proportionnelle au carré du champ : $n_e - n_o = K\lambda E^2$ où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée, K constante de Kerr du matériau.

Exemple : la constante K du nitrobenzène liquide pour la lumière jaune du sodium vaut $3 \cdot 10^{-12}$.

Donc l'effet Kerr est dû à un effet d'orientation des molécules du matériau par un champ électrique et ce phénomène s'établit en un temps très bref. De cela, lorsque des impulsions très brèves et très intenses traversent le cœur 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

$$n(\omega, E) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (3.38)$$

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 cœur 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, afin de mieux comprendre ces nouveaux phénomènes, et de trouver des solutions [22], [23]. Parmi ces équations on peut citer, l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE), qui a fait l'objet de plusieurs méthodes de résolution [24].

L'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) générale est donnée par:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \alpha A - \frac{1}{2} i \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + i \gamma |A|^2 A \quad (3.39)$$

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 : 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 qui rend compte de l'effet Kerr responsable des effets non linéaires, et il est défini par :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad (3.40)$$

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 1500 nm , mais elle varie, de même que n_2 , avec le type de dopage et la surface effective.

III-4-1-1- Auto modulation 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 cœur rempli avec le CS_2 . Ce qui mène à une étude systématique de la SPM dans les fibres à cœur en silice.

Elle affecte une onde modulée en amplitude par dispersion chromatique. La SPM accroît le taux d'élargissement pour un régime de dispersion normale et réduit ce taux pour un régime de dispersion anormale. Le faible taux d'élargissement dans ce dernier cas peut être très utile pour les systèmes de communications optiques à 1.55 μ m.

Dans cette partie, nous allons 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'équation :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \alpha A - \frac{1}{2} i \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + i \gamma |A|^2 A \quad (3.41)$$

Pour les impulsions ultracourtes, l'équation peut être réduite comme suit :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (3.42)$$

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 :

$$\phi = n(\omega, U) \cdot k_0 \cdot L_{eff} = (n_0(\omega) + n_2 |U|^2) \cdot k_0 \cdot L_{eff} \quad (3.43)$$

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'équation. (3.41), l'équation de la propagation, pour un effet GVD négligeable, est donnée comme :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (3.44)$$

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

$$U(L, T) = U(0, t) \exp(-i\phi_{NL}(L, T)) \quad (3.45)$$

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

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, t)|^2 (L_{eff} / L_{NL}) \quad (3.46)$$

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

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (3.47)$$

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 :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\right) \frac{\partial}{\partial t} |U(0, T)|^2 \quad (3.48)$$

III-4-1-2 La modulation de phase croisée (XPM)

C'est un décalage de phase non linéaire ϕ_{NL} d'un champ optique induit par la co-propagation de champs à différentes longueurs d'onde. La XPM est toujours accompagnée de la SPM et est due à la dépendance de l'indice de réfraction effectif d'une onde, non seulement de l'intensité de cette onde mais aussi de l'intensité des autres ondes en co-propagation [7].

III-4-1-3- Effet de la dispersion de la vitesse de groupe (GVD)

Un milieu est dit dispersif lorsque l'indice de réfraction de ce milieu dépend de la fréquence autrement dit de la longueur d'onde qui le traverse, or que les sources de lumière utilisées dans les communications ne sont pas strictement monochromatiques qui fait qu'une impulsion s'élargit lorsqu'elle se propage dans un milieu dispersif.

En effet, lorsqu'une onde se propage dans un milieu dispersif, les diverses composantes fréquentielles de l'onde se propagent à des vitesses différentes, créant un étalement temporel de l'onde à l'arrivée. On parle alors de dispersion en groupe de vitesse ou GVD.

Cet effet de dispersion de la vitesse de groupe est une dispersion intramodale qui est due aux propriétés dispersives du matériau et à la structure du guide d'onde. Pour un mode donné, la variation de l'indice avec la longueur d'onde impose un élargissement du signal qui peut être important dans les fibres monomodes mais négligeable dans les fibres multimodes.

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.

III-4-1-4- Effet combine de la GVD et 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 :

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{Sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} - N^2 e^{-\alpha} |U|^2 U \quad (3.49)$$

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

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

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.

III-4-2- Effet Brillouin

En 1920 à Paris, Léon Brillouin présente son travail de thèse dans lequel il expose une théorie nouvelle sur la diffusion de la lumière et des rayons X par un corps solide transparent [25]. Il a décrit pour la première fois l'influence de l'agitation thermique, et arrive à la conclusion que la diffusion de lumière peut s'accompagner d'un changement de fréquence. C'est de ce fait le nom de Brillouin a été utilisé pour désigner le phénomène de la diffusion de lumière par des ondes acoustiques. Et il a fallu attendre après les travaux de Raman sur la diffusion de lumière dans les liquides pour que la notion de diffusion inélastique de lumière soit finalement acceptée.

Cette diffusion inélastique arrive lorsque le photon heurte la molécule par un choc non élastique. La vibration de cette dernière permet de prendre ou fournir de l'énergie au photon incident. Ce phénomène est mineur lorsque le nombre de photons par unité de volume est petit, mais il peut devenir majeur aux grandes intensités de lumière. Ce qui peut introduire un décalage de fréquence ; dans la mesure où, à un changement de fréquence, est associées une modification de l'énergie de photons. On appelle ce phénomène l'effet ou l'onde *Stokes*. Les composantes dont la fréquence est inférieure à celle de l'onde incidente est anti-stokes.

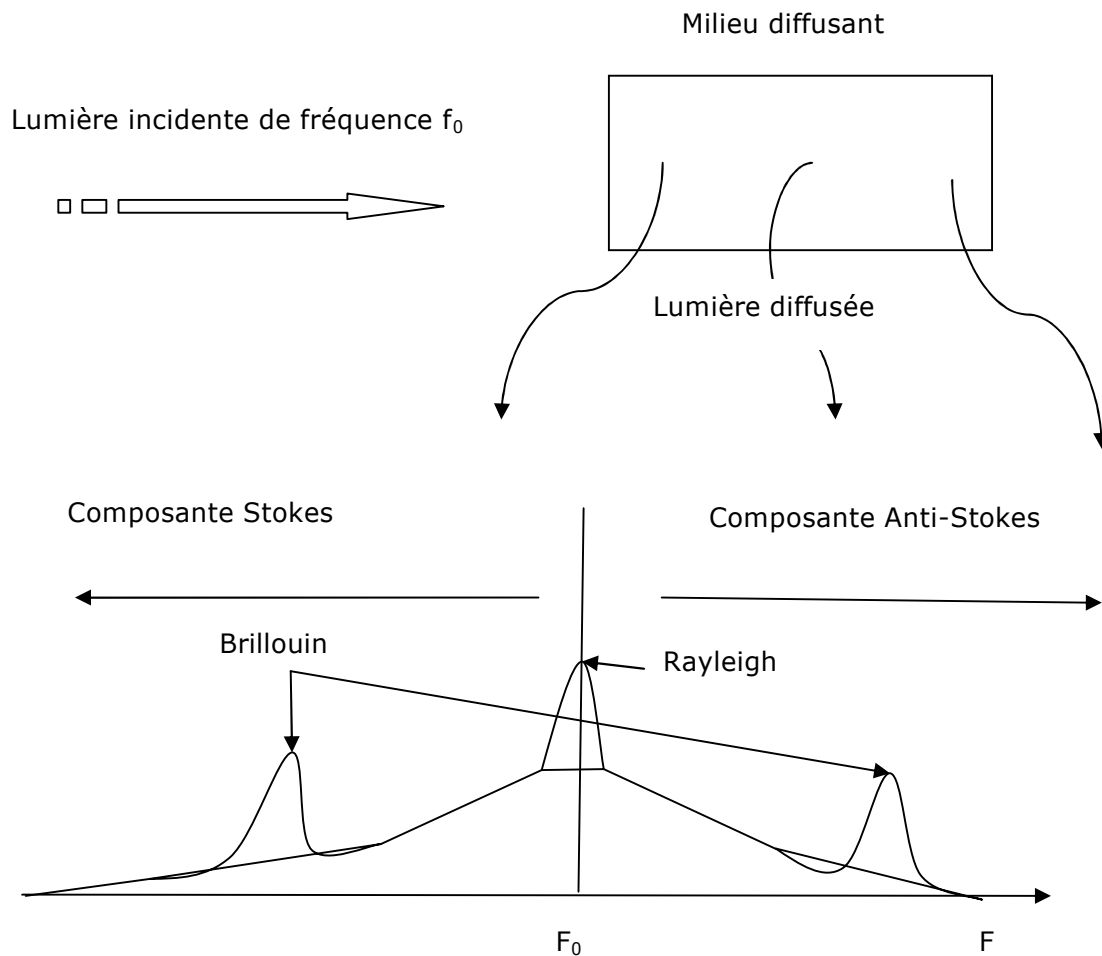


Fig. 3-15 : Spectre de la lumière diffusée spontanément par un milieu diffusant quelconque

III-4-2-1- Diffusion en régime spontané et stimulé

La diffusion de lumière est dite spontanée lorsque la présence des ondes électromagnétiques ne modifie pas les propriétés optiques du milieu.

La diffusion devient stimulée lorsque les fluctuations à l'origine de la diffusion sont induites par la présence des ondes électromagnétiques. Autrement dit, la diffusion entre dans un régime stimulé dès que l'intensité optique est suffisante pour modifier les caractéristiques du milieu.

III-4-2-2- Diffusion de Brillouin Stimulée (SBS)

Parmi tous les effets non linéaires inhérents à la propagation de la lumière dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée (SBS) revêt une importance particulière dans la mesure où ses implications sont multiples.

La SBS se manifeste par la génération d'une onde optique rétrodiffusée, appelée onde Stokes, suite à l'interaction entre la lumière et les ondes acoustiques présentes dans le milieu diffusant. A partir d'un certain niveau d'intensité lumineuse, toute la puissance supplémentaire injectée est transférée dans l'onde Stokes. La SBS apparaît, de ce fait, comme une limitation majeure pour les télécommunications à fibres optiques, dans le sens où elle limite la puissance maximale que peut transmettre une fibre optique. Lors de sa génération, l'onde Stokes subit un décalage de fréquence, appelé par extension décalage Brillouin, qui est directement proportionnel à la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le milieu diffusant.

Le décalage Brillouin dépend en outre des propriétés optiques de la fibre et de la lumière incidente et, s'élève à environ 13GHz dans les fibres optiques à base de silice et à une longueur d'onde de 1.3 μ m. Il présente, par ailleurs, une grande sensibilité à tous les effets modifiant la vitesse acoustique, en particulier aux variations de température et aux contraintes appliquées à la fibre. Les caractéristiques spectrales de la lumière diffusée véhiculent ainsi des informations sur les grandeurs ambiantes, telles que température et la présence de contraintes. Cette propriété confère à la SBS une potentialité élevée pour la réalisation de capteurs à fibres optiques.

Considérons maintenant 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 réfléchi par ce bruit acoustique : c'est la diffusion Brillouin spontanée. Cette onde lumineuse diffusée (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 3.17). 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. Ce processus en boucle va engendrer la diffusion Brillouin stimulée [1].

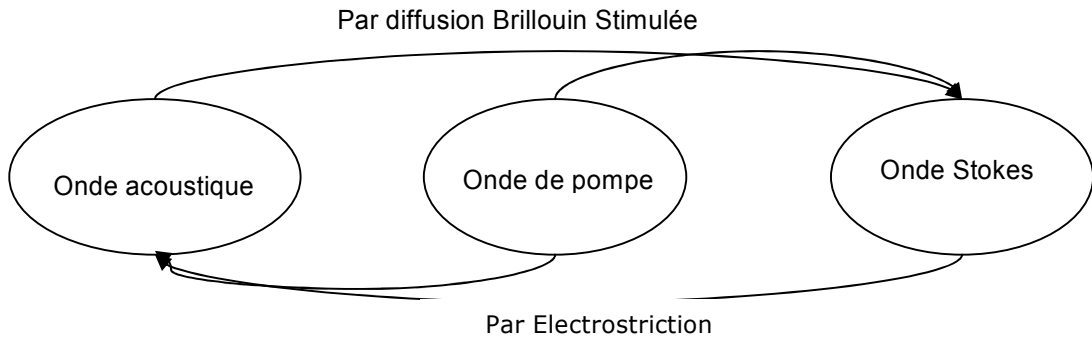


Fig. 3-16 : Diagramme de la génération de l'onde acoustique par électrostriction et de l'onde de Stokes par SBS.

La diffusion Brillouin stimulée peut être considérée comme un transfert d'énergie du signal de pompe vers des fréquences inférieures, 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.

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

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \quad ; \quad k_A = k_p - k_s \quad (3.51)$$

La fréquence Ω_B et le vecteur d'onde k_A satisfont la relation de dispersion standard [11] :

$$\Omega_B = V_A |k_A| \approx 2V_A |k_p| \sin(\theta/2) \quad (3.52)$$

Cette équation 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 :

$$V_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2\pi V_A}{\lambda_p} \quad (3.53)$$

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 11 GHz [1].

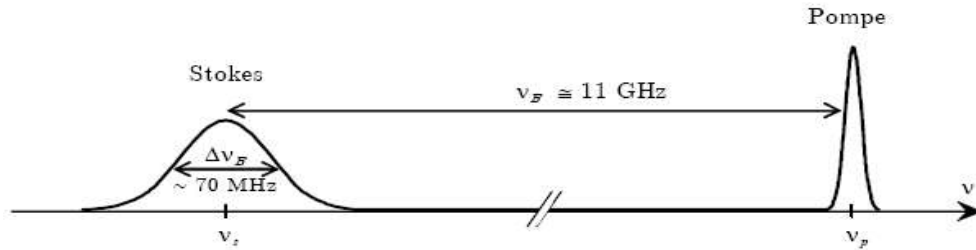


Fig. 3-17: Représentation schématique des champs impliqués et les valeurs de fréquence mis en jeu, caractérisant l'effet Brillouin pour une fibre en silice à $1.55 \mu m$.

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.

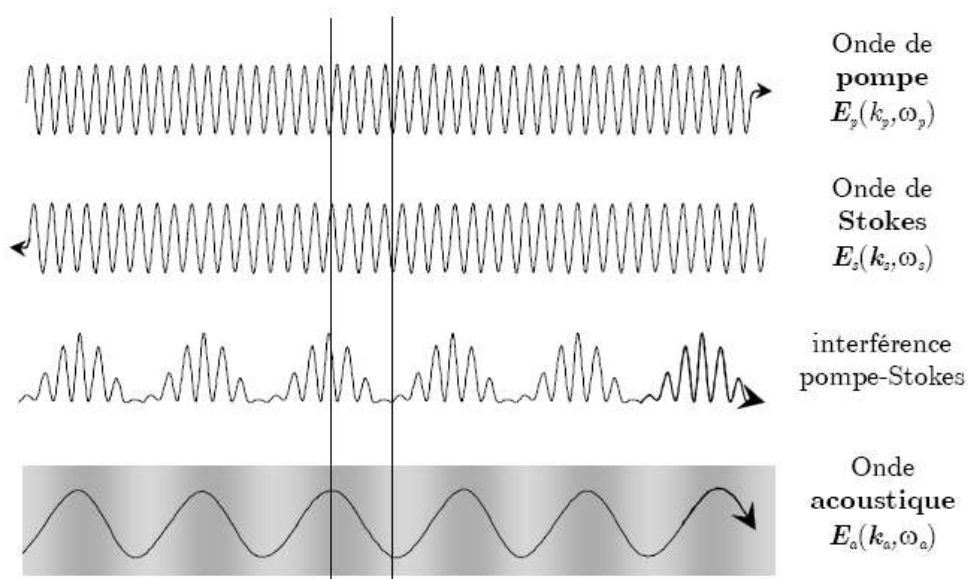


Fig. 3.18- Interaction de l'onde de pompe avec l'onde Stokes donnant lieu à un battement à la fréquence de l'onde acoustique. Une onde de matière à la fréquence du battement est générée grâce à l'électrostriction. (Réf [26])

L'étude de la SBS nécessite 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 [11] :

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_s \quad (3.54)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_p \quad (3.55)$$

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

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 :

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (3.56)$$

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

$$g_p = g_B(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 P_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 V_A \Gamma_B} \quad (3.57)$$

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

La valeur du maximum de gain $g_B \cong g_B(v_B)$ dépend du coefficient élasto-optique et de la densité du matériau [25]. Pour les fibres monomode en silice g_B est égal 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 (3.54)-(3.55). Sa valeur est donnée par la relation suivante [11] :

$$g_B P_{cr} L_{eff} / A_{eff} \approx 21 \quad (3.58)$$

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.

III-4-3- Effet Raman (SRS)

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.

III-5- Conclusion

A la fin de ce chapitre, on sait maintenant que la lumière qui sort de la fibre n'est pas la même que celle qui est entrée. Ceci est dû aux perturbations que l'onde subit le long de la fibre.

En se propageant dans la fibre la lumière peut subir de l'absorption, de la réfraction, de la dispersion, ...etc. Pour cela, l'étude de la propagation de la lumière dans la fibre optique est très importante pour concevoir et quantifier les performances optimales d'une liaison optique.

Les phénomènes linéaires ou non linéaires que nous avons vu dans ce chapitre, permettront de les prendre en considération dans l'étude ou la réalisation d'une liaison optique.

IV-1- Introduction

Notre travail est basé sur l'étude d'une structure de liaison par fibre optique en tenant compte des divers phénomènes liés à la propagation. De plus, pour que le signal lumineux reste exploitable il faut passer en revue toutes les pertes énergétiques en mettant en relief les puissances en divers points de la liaison optique.

Dans ce qui suit on va présenter un modèle général d'une liaison optique entre deux stations éloignées d'une certaine distance. Nous allons présenter les différents éléments qui constituent cette liaison en mettant en jeu les différentes pertes que le signal subit le long de sa propagation.

En second lieu on va présenter la modélisation de quelques effets linéaires comme la dispersion, la GVD et également les effets non linéaires comme l'effet Brillouin.

IV-2- Présentation de la liaison optique

La fibre optique est un canal de transmission de lumière dont l'emploi nécessite des composants d'extrémités. Les principaux éléments sont l'émetteur de lumière et le récepteur de lumière, convenablement adaptés.

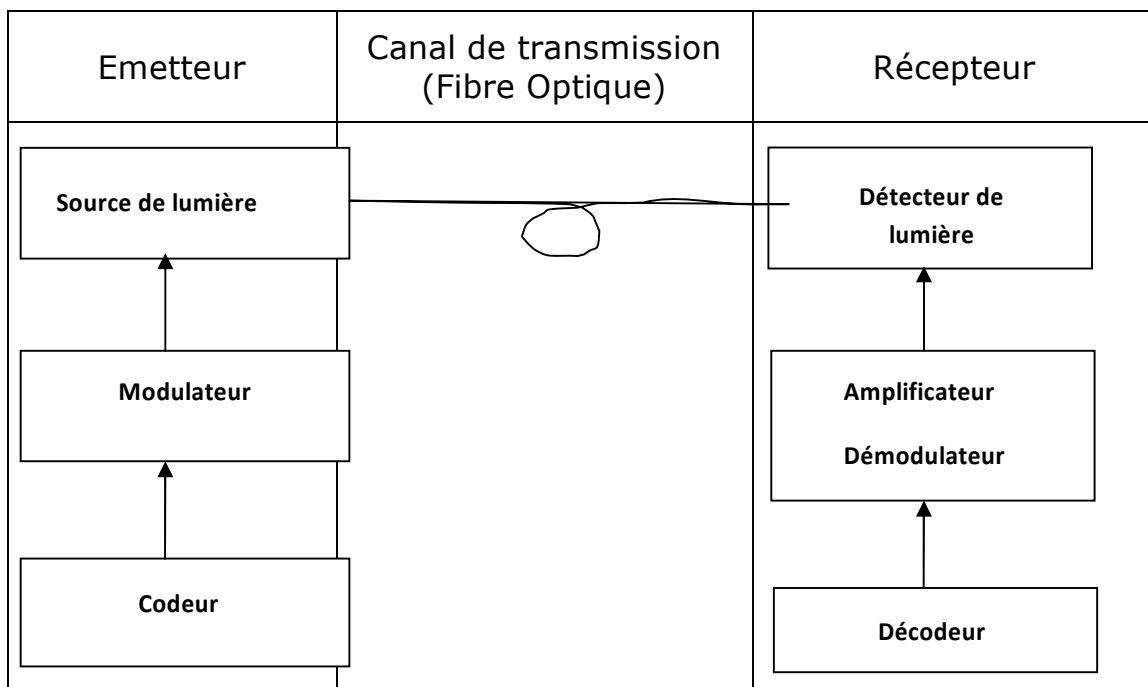


Fig. 4-1 : Modèle de liaison de télécommunication optique

La figure (4-1) présente le schéma de principe de l'assemblage de l'émetteur, canal de transmission, et le récepteur. Seul le canal de transmission est entièrement photonique. Il peut comprendre des coupleurs et séparateurs de lumière, multiplexeurs et démultiplexeurs. L'émetteur de lumière est électronique/photonique et le récepteur de lumière photonique/électronique.

Les éléments de base qui forment la liaison sont :

- Emetteur (laser ou LED)
- Fibre optique (SI)
- Récepteur photodiode

IV-3- Principales pertes d'une transmission par fibre optique

Il est bien connu qu'à l'émission d'un signal d'un point à un autre, celui-ci subit des pertes qui influent sur sa bonne réception. Nous allons dans cet partie présenter les principales pertes que le signal subit le long d'une liaison optique d'une manière générale.

IV-3-1- Pertes dues au couplage émetteur-fibre optique

La puissance disponible à la sortie d'une fibre optique est petite. Si cette puissance de sortie est faible, c'est d'abord en raison de l'affaiblissement de propagation que nous donnerons plus de détails dans le titre suivant, mais c'est aussi en raison des pertes de raccordement. Ce dernier se manifeste au départ par couplage entre la source et le guide de lumière. Cette perte est, généralement, la seconde en importance, dans le bilan des pertes d'une liaison. Il ya trois causes à cela :

- La surface d'entrée n'intercepte pas une partie du rayonnement de la source.
- Le guide n'est pas clos pour les rayons qui entrent trop obliquement.
- Une partie de l'énergie des rayons interceptés et acceptés est réfléchi sur la face d'entrée.

Les caractéristiques les plus significatives sont des aires de surfaces limitées et des diagrammes d'intensité de rayonnement dans les directions d'un plan, mais aussi l'éloignement et le désalignement.

Le défaut d'interception produit une grave inefficacité. Il y a malheureusement peu de recours. L'étendue optique est conservée. Il est donc indispensable d'utiliser des sources aussi petites que le cœur de la fibre.

Mais les sources petites émettent des faisceaux très divergents. En conséquence, la distance entre la source et la fibre ne doit pas dépasser 2 à 4 fois le diamètre du cœur. D'autre part, le demi angle d'ouverture du cône d'acceptance α , en général, a une valeur de 10 à 14°; alors que le demi angle d'ouverture à 3 dB des diagrammes de rayonnement mesuré varie de 15 à 60°.

IV-3-2- Affaiblissement linéique dans une fibre optique

Il faut savoir que l'intensité lumineuse s'atténue au cours de la propagation de l'onde dans la fibre optique. Cette atténuation est due principalement aux pertes par absorption et par diffusion. Ces dernières sont dues respectivement aux impuretés qui apparaissent lors de la fabrication de la fibre optique et aux phénomènes de RAMAN et de Brillouin qui sont provoquées par les hétérogénéités de l'indice de réfraction du cœur.

Toutes ces pertes sont estimées en fonction du coefficient d'absorption k du matériau du cœur. Si on note que P_0 est la puissance incidente, la puissance à la sortie de la fibre de longueur L est $P_0 e^{-kL}$. Le coefficient k dépend de la longueur d'onde λ : c'est le coefficient de BEER

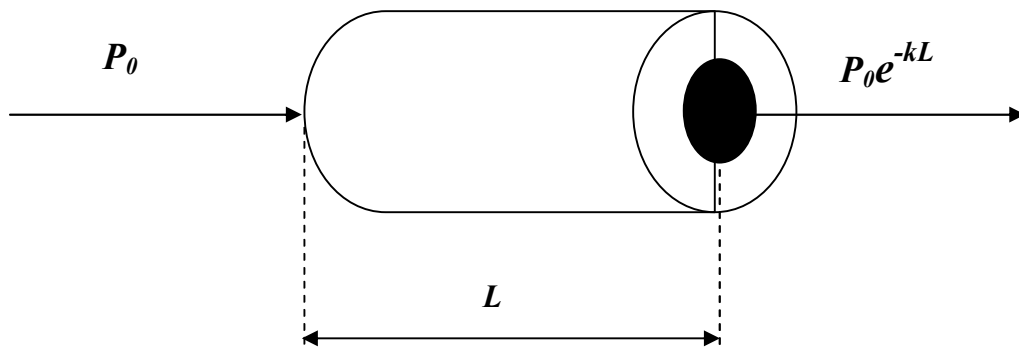


Fig. 4-2 : Affaiblissement dans une fibre optique

Lorsqu'un faisceau lumineux pénètre dans un milieu absorbant, la diminution lumineuse ΔP de la puissance P est proportionnelle à l'épaisseur ΔL traversée dans le milieu :

$$\Delta P = -k P \Delta L \quad (4-1)$$

Le coefficient k représente la fraction $\Delta P/P$ absorbée par l'unité de longueur ΔL . Si k est constant, en intégrant on obtient alors :

$\Delta P/P = -k L$ implique que :

$$P = P_0 e^{-kL} \quad (4-2)$$

L'affaiblissement se chiffre en général en passant aux logarithmes :

$$A_{df} = 10 \log_{10} \left(\frac{P}{P_0} \right) \quad (4-3)$$

Naturellement, pour obtenir des fibres qui absorbent peu la lumière, il faut partir de produits extrêmement purs. Le composant de base des fibres optiques est presque toujours la silice. Le coefficient d'affaiblissement de BEER dans l'expression (4-5) comprend en général trois termes :

$$k = \frac{a}{\lambda^4} + b(\lambda) + c$$

- a est le coefficient de la diffusion de RAYLEIGHT.
- b représente la perte variable en fonction de λ provoquée par les impuretés.
- c est une perte constante qui dépend des conditions d'injections.

D'une manière générale, on peut minimiser :

- Le premier terme en augmentant la longueur d'onde.
- Le second terme en purifiant le matériau.
- Le dernier terme en améliorant les conditions d'injections.

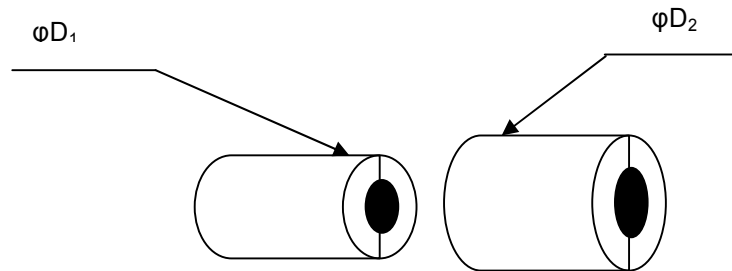
IV-3-3 Pertes dues aux épissures

La fibre en elle-même présente une atténuation très faible, les pertes dues à la connectivité, au niveau des raccords et au niveau de l'injection du faisceau lumineux peuvent être très importantes si des précautions ne sont pas prises au niveau de l'installation et du choix du matériel. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédant, les pertes peuvent être de plusieurs origines.

La réalisation de fibres de plusieurs kilomètres résulte toujours de la mise bout à bout de tronçons plus courts. A chaque jonction, le raccordement entre deux tronçons va présenter 4 types de défauts :

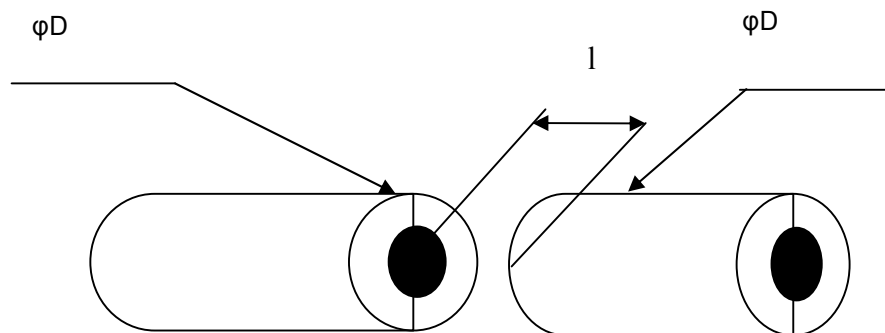
- **Pertes liées aux diamètres des cœurs**

Ces pertes sont données en fonction des deux diamètres par l'expression suivante :



$$P_D (dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{2D_1 D_2}{D_1^2 + D_2^2} \right)^2 \quad (4-4)$$

- **Pertes liées à l'écart axial**

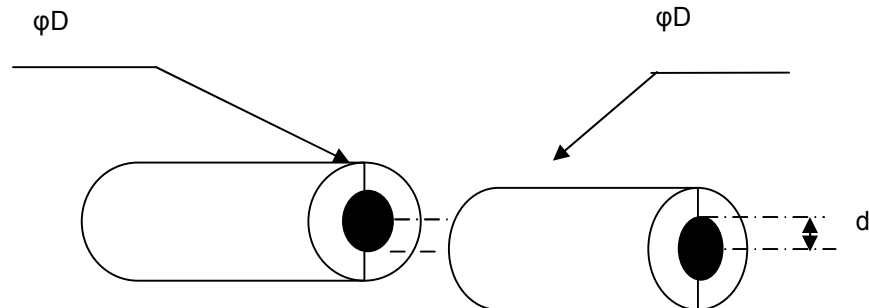


Ces pertes sont données en fonction de la distance (l) entre les deux fibres, de l'indice de réfraction des fibres (n), du diamètre des fibres (D) et de la longueur d'onde utilisée :

$$P_{ax} (dB) = 10 \log_{10} \left(1 + \left(\frac{l * \lambda}{2\pi n D} \right)^2 \right) \quad (4-5)$$

- **Pertes liées à l'écart radial**

Ces pertes sont données par l'expression :

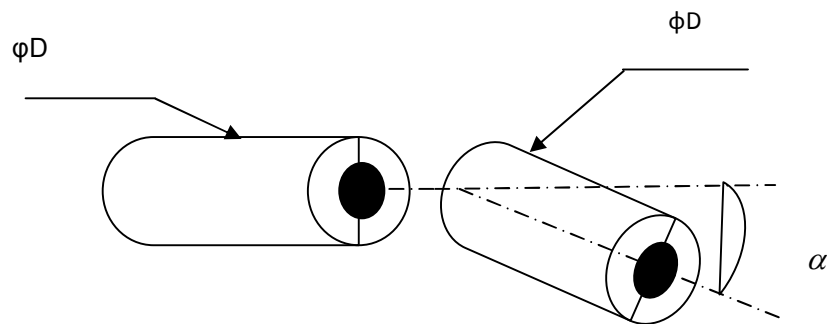


$$P_{rad}(dB) = 10 \log_{10} \left(\exp \left(- \frac{d^2}{D} \right) \right) \quad (4-6)$$

où d est la distance entre les deux axes des deux fibres.

- **Pertes liées à l'écart angulaire**

Ces pertes sont données par l'expression :



$$P_{ang}(dB) = 10 \log_{10} \left(\exp \left(- \left(\frac{\pi \cdot n D \alpha}{2} \right)^2 \right) \right) \quad (4-7)$$

IV-3-4- Pertes due aux connecteurs

Sur les lignes de transmission optique les connecteurs sont utilisés pour séparer facilement deux fibres optiques et, le cas échéant, les accoupler avec un minimum de pertes. Selon le diamètre du cœur de la fibre utilisée et de l'affaiblissement d'insertion tolérable de la

connexion, des exigences variées sont à satisfaire en ce qui concerne les tolérances mécaniques des connecteurs.

Du point de vue de leur fonctionnement on peut les répartir en deux groupes. Le premier groupe se base sur le principe du couplage par lentille, le deuxième sur le principe de l'accouplement des faces.

IV-4- Bilan Énergétique

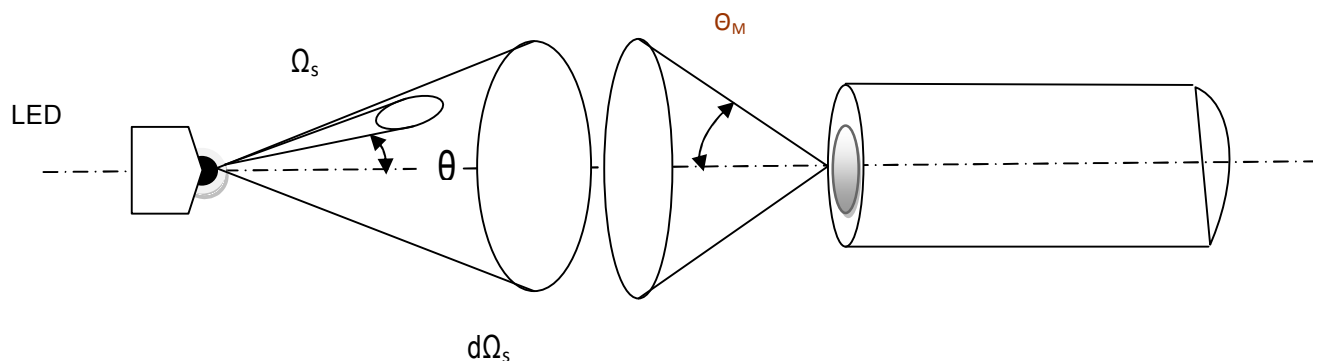
Toutes les liaisons existantes avant de procéder à sa mise à l'œuvre en songent à ce que le signal émis soit reçu avec du minimum de pertes, pour cela on établit un bilan énergétique.

Dans le cas d'une liaison par fibre optique, le bilan énergétique de cette dernière prend en considération l'affaiblissement linéique et la bande passante de la fibre utilisée aussi que les valeurs d'affaiblissement des épaisseurs et connecteurs qui sont des paramètres importants du point de vue de sa transmission, pendant la planification d'une liaison par câble optique.

D'où on va donner plus de détails dans ce qui suit.

IV-4-1 Bilan énergétique

Le bilan énergétique à établir pour une liaison optique doit prendre en considération les pertes suivantes :



Les pertes de couplage émetteur - fibre et fibre - récepteur sont notées respectivement $P_{CE/FO}$ et $P_{CFO/R}$.

Ω_s est l'angle solide ou l'angle d'espace total de la LED.

S_s est l'aire de la source.

En photométrie, nous admettrons que les sources de lumière possèdent les deux qualités suivantes :

- ✓ Elles sont uniformes : c'est-à-dire qu'elles présentent les mêmes caractéristiques en chaque point de leur surface.
- ✓ Elles sont lambertiennes : c'est-à-dire que leur rayonnement suit la loi de Lambert. Leur luminance en un point de leur surface est la même dans toutes les directions [26].

En photométrie on appelle intensité énergétique I_e d'une source, dans une direction, située à l'intérieur de l'angle solide $\Delta\Omega$, la limite du rapport :

$\frac{\Delta\phi}{\Delta\Omega}$, lorsque la valeur de celui-ci tend vers zéro

$$I_e = \frac{\Delta\phi_e}{\Delta\Omega} \quad (4-8)$$

On appelle aussi éclairement énergétique E_e , en un point d'une surface de réception, la valeur limite du rapport entre le flux énergétique reçu par un élément de surface entourant ce point et l'aire de cet élément, lorsque sa valeur tend vers zéro.

$$E_e = \frac{\Delta\phi_e}{\Delta S_s} \quad (4-9)$$

On appelle luminance énergétique L_e le rapport entre l'intensité énergétique élémentaire et l'aire élémentaire :

$$L_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta S_s \cos \theta} \quad (4-10)$$

En termes de couplage en entrée de la fibre optique, la LED est la source de lumière la plus simple à raccorder.

La diode et la fibre optique présentent, l'une et l'autre, une symétrie cylindrique de révolution. On les adapte suivant le même axe Oz, en orientant l'émission de la lumière vers la section droite d'entrée de la fibre.

Le flux énergétique élémentaire rayonné par la source dans l'angle solide $d\Omega$ de direction θ est :

$$d\phi = L_e S_s \cos \theta d\Omega \quad (4-11)$$

On a encore :

$$d\phi = L_e S_s 2\pi \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (4-12)$$

Si la LED est appliquée contre le cœur de la fibre et présente un diamètre inférieur ou au plus égal au diamètre du cœur de la fibre, la puissance entrant dans le cône d'acceptance de la fibre sera :

$$P_{EF} = 2\pi L_e S_s \int_0^{\theta_M} \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (4-13)$$

La puissance, couplée au cœur de la fibre vaut :

$$P_{EF} = 2\pi L_e S_s \sin^2 \theta_M \quad (4-14)$$

Sachant que l'ouverture numérique est :

$$ON = \sin \theta_M = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (4-15)$$

$$\text{Avec } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

$$P_{EF} = 2\pi L_e S_s n_1^2 \Delta \quad (4-16)$$

d'où :

$2\pi L_e S_s$: est la puissance lumineuse totale de la LED idéale rayonnant dans un hémisphère.

$n_1^2 \Delta$: est le coefficient de couplage qui ne dépend que des indices de réfraction du guide.

La puissance injectée dans le cœur de la fibre est alors :

$$P_{EF} = P_E n_1^2 \Delta \quad (4-17)$$

P_E est la puissance lumineuse de la source :

$$P_{CE/FO} = 10 \log\left(\frac{P_{EF}}{P_E}\right) = 10 \log(n_1^2 \Delta) = P_{CFO/R} \quad (4-18)$$

- Les pertes par affaiblissement linéique P_{aff} sont formées par la longueur du câble optique multipliée par le coefficient d'affaiblissement α_{aff} .

$$P_{aff} = \alpha_{aff} * L \quad (4-19)$$

- Les pertes d'épissures $P_{ép}$ sont formées telles que : nombre d'épissures $n_{ép}$ qui existent le long de la liaison multiplié par le coefficient d'affaiblissement des épissures $\alpha_{ép}$.

$$P_{ép} = \alpha_{ép} * n_{ép} \quad (4-20)$$

En utilisant les plus grandes longueurs élémentaires de liaison possibles, on parvient à réduire l'affaiblissement supplémentaire, causé par les épissures.

- Pertes dues aux raccords P_{rac} . Elles sont données par la formule suivante : nombre des raccords existant le long de la liaison multiplié par l'affaiblissement du raccord α_{rac} .

$$P_{rac} = \alpha_{rac} * n_{rac} \quad (4-21)$$

Les pertes totales le long de la liaison sont la somme de toutes les pertes citées ci-dessus :

$$P_{TOT} = \sum P_{ext} = P_{CE/FO} + P_{aff} + P_{ép} + P_{rac} + P_{FO/R}$$

$$P_{TOT} = 20 \log_{10} \frac{P_R}{P_E} \quad (4-22)$$

$$P_R = P_E 10^{P_{TOT}/20}$$

Sachant que la mise en place d'une liaison par fibre optique est conçue pour de longues durées d'utilisations, on doit donc prévoir au cours de l'étude de l'installation d'une liaison par fibre optique des réserves pour des épissures de réparation. Ces réserves peuvent être d'une grande importance, lorsqu'il se produit des détériorations du câble suite au déplacement de ce derniers pour des travaux de terrassement, ou de construction, ou lorsque de nouveaux tronçons son insérés dans la liaison.

La valeur de cette réserve d'affaiblissement nécessaire $\alpha_{rés}$ qui est en dB/Km dépend des conditions locales et de l'importance de la liaison.

Les pertes totales de la liaison deviennent ainsi :

$$\begin{aligned}
 P_{\text{TOT}} &= \sum P_{\text{ext}} = P_{\text{CE/FO}} + P_{\text{aff}} + P_{\text{ép}} + P_{\text{rac}} + P_{\text{rés}} + P_{\text{FO/R}} \\
 P_{\text{rés}} &= \alpha_{\text{rés}} L \\
 P_{\text{TOT}} &= 20 \log_{10} \frac{P_R}{P_E} \\
 P_R &= P_E 10^{P_{\text{TOT}}/20}
 \end{aligned}
 \tag{4-23}$$

IV-4-2 Pertes de courbures

Nous avons jusqu'ici exposé la propagation de la lumière dans la tige cylindrique rectiligne. En fait, la fibre peut être courbée sans inconvénients et présente des pertes très faibles en parcours curviligne.

Dans la partie courbée (Fig. 4-5), les rayons de cœur, qui sont au voisinage de l'incidence critique θ_c , sont partiellement réfractés et perdent une partie de l'énergie guidée.

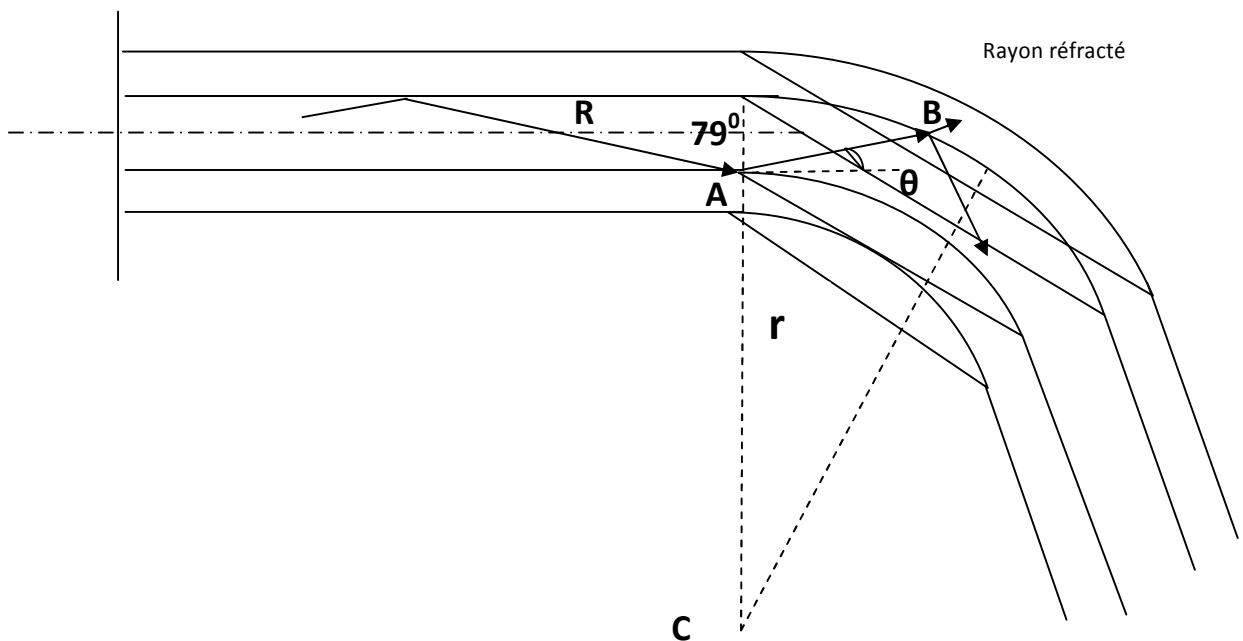


Fig. 4-3 *: les pertes de courbures

La perte de courbure se produit quand le rayon R guidé par le cœur se réfléchit en A sous l'incidence de 79° . Dans la partie rectiligne de la fibre le rayon réfléchi en A est incident en B sous un angle θ inférieur à 79° . Il y a donc un rayon réfracté dans la gaine ! ce qui implique une perte.

Sur la longueur du trajet courbé (dans un câble optique où la fibre est enroulée en hélice, par exemple), l'affaiblissement linéique α_{aff} augmente de $\Delta\alpha_{aff}$.

La quantité $\Delta\alpha_{aff}$ (dB/km) est calculable au moyen de la relation approximative :

$$\Delta\alpha_{aff} = 10 \log \left[1 - \frac{2an_1^2}{(ON)^2 \cdot r} \right] \quad (4-24)$$

où r est le rayon de courbure.

Pratiquement pour $r \geq 1$ cm, la perte de courbure est très faible (pour $2a=75\mu\text{m}$, le rapport $2a/r$ est inférieur ou égal à $75 \cdot 10^4$).

La perte dépend du rapport de composition $2\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} \geq 10^{-3}$

V-1- Introduction

Ce chapitre regroupe un ensemble de simulations de quelques effets de dispersion et effets non linéaires. On donnera la modélisation nécessaire pour représenter l'effet de dispersion de la vitesse de groupe GVD, ainsi que l'effet Brillouin stimulé. Ces phénomènes nous permettront de mieux voir l'influence de ces effets sur une impulsion qui traverse un système à fibre optique.

V-2- Simulation de la GVD

L'évolution d'une impulsion ultra-courte dans un milieu non linéaire dans une fibre monomode est décrite par l'équation de Schrödinger réduite [9]

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0. \quad (5-1)$$

A : représente l'amplitude de l'impulsion.

Dans cette équation les effets de pertes sont inclus à travers le paramètre α , β_2 représente le terme de dispersion d'ordre deux qui représente la dispersion de la vitesse de groupe GVD responsable de l'élargissement de l'impulsion incidente, qui peut être positif ou négatif, et le paramètre non linéaire γ qui est donné par $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$

avec ω_0 la pulsation du signal, C : la vitesse de la lumière dans le vide et A_{eff} détermine la surface effective du cœur.

Nous caractérisons les quantités T_0 et P_0 respectivement pour la largeur initiale et la puissance pic de l'impulsion incidente.

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 :

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - \frac{z}{v_g}}{T_0} \quad (5-26)$$

L'amplitude normalisée U est donnée comme étant [11] :

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, \tau) \quad (5-27)$$

Le terme en exponentiel définit les pertes dans la fibre.

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (5-28)$$

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) \quad (5-29)$$

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, T) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega \quad (5-30)$$

$U(z, \tau)$

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{Sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (5-31)$$

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

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (5-32)$$

Les longueurs L_D et L_{NL} sont des longueurs au-delà desquelles les effets de dispersion et 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 :

- Dans le cas où 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 (5-25) 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 dernières vont réduire l'énergie de l'impulsion.

- Dans le cas où la longueur de la fibre est telle que $L \leq L_{NL}$ mais $L \approx L_D$: le dernier terme de l'équation (5) 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 :

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad \text{avec : } \beta_2 = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \quad (5-33)$$

- Dans le cas où 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 spectral de l'impulsion (Fig. 4.15). Le régime dont la non linéarité est dominante est appliqué chaque fois que :

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad (5-34)$$

- Dans le cas où la longueur de la fibre est comparable à L_D et L_{NL} , la dispersion et l'effet non linéarité coexistent et agissent lorsqu'une impulsion se propage dans la fibre.

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 :

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

où U est l'amplitude normalisée de la variation de l'enveloppe d'une onde lumineuse.

et où les effets de dispersion dans la fibre sont estimés par le développement de cette constante de propagation du mode β . Cette dernière est donnée par la série de Taylor par rapport à la fréquence ω_0 , pour laquelle le spectre est centré.

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (5-35)$$

où :

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0,1,2,\dots) \quad (5-36)$$

Et pour évoluer la propagation d'une impulsion qui contient tout un spectre de fréquences, il faut appliquer à chaque composante de ce spectre la loi de propagation et ensuite reconstruire l'impulsion à partir de celui-ci et puis faire la conversion temps - fréquence et fréquence - temps en utilisant la transformée de Fourier et la transformée de Fourier inverse.

Pour notre simulation on a pris le modèle d'une impulsion gaussienne qui se propage dans la fibre. Les caractéristiques principales de cette impulsion ainsi que celle de la fibre optique sont données dans le tableau 1 respectivement.

<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>20ps</i>
<i>Forme de l'impulsion</i>	$A0 = \exp(-(1 + i1)/2 * (t - T_0)/FWHM)^2$

<i>Paramètres de la fibre</i>	
<i>Longueur de la fibre</i>	<i>25L_D</i>
<i>Paramètre de dispersion 2^{ème} degré β_2</i>	<i>20 ps²/Km</i>
<i>Coefficient atténuation α</i>	<i>0.2dB/Km</i>

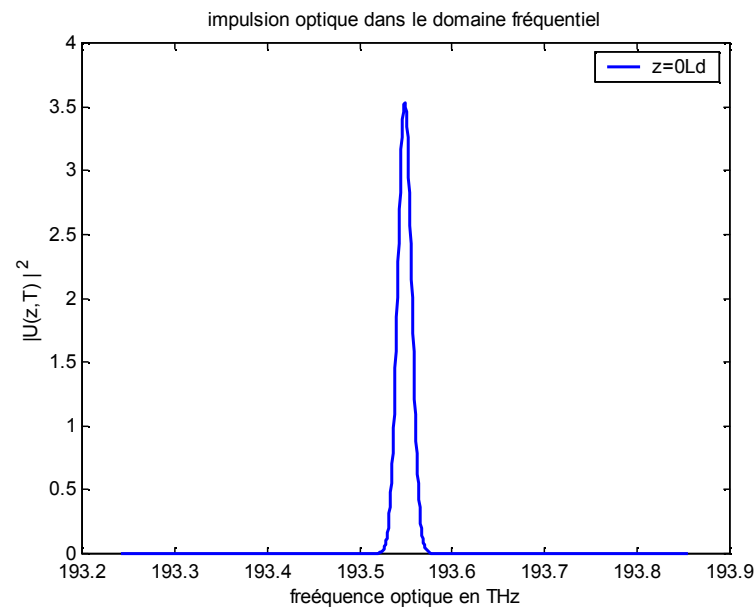


Fig. 4-4 : Spectre de l'impulsion gaussienne à l'entrée de la fibre

En supposant que le paramètre non linéaire γ est nul de l'équation de Schrödinger et le paramètre de dispersion d'ordre trois nul aussi, l'équation du champ représentant l'évolution de l'impulsion gaussienne est de la forme :

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (5-37)$$

avec T_0 : la largeur de l'impulsion à mi-hauteur. En utilisant les équations (5-30) et (5-37), nous aurons, pour une distance z le long de la fibre, l'équation suivante [11] :

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (5-38)$$

V-3- Evolution de l'impulsion le long de la fibre

La simulation de l'évolution de l'impulsion gaussienne le long de la fibre est donnée selon l'organigramme I annexe (a). Après simulation l'évolution de l'impulsion est illustrée selon les figures suivantes :

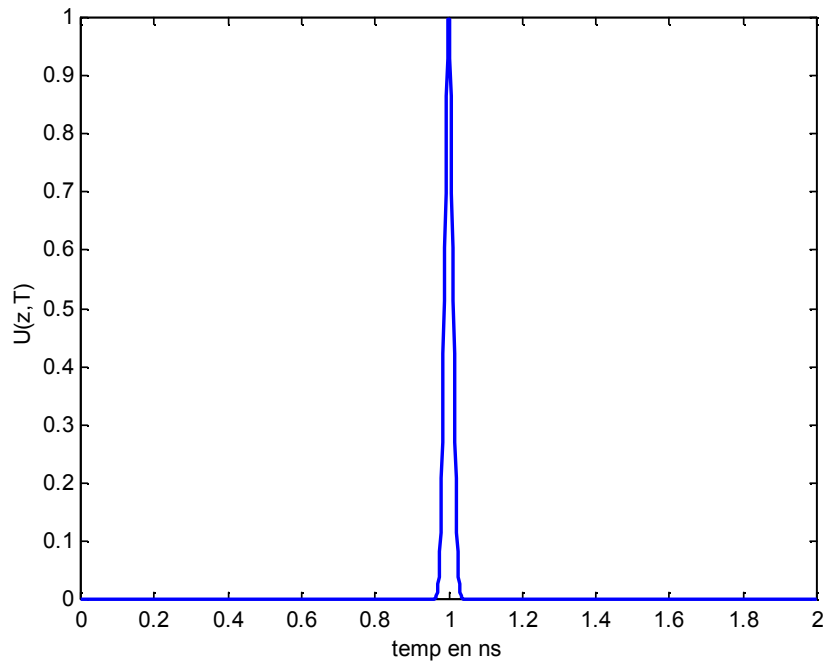


Fig. 4-5 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=0LD$ de la fibre

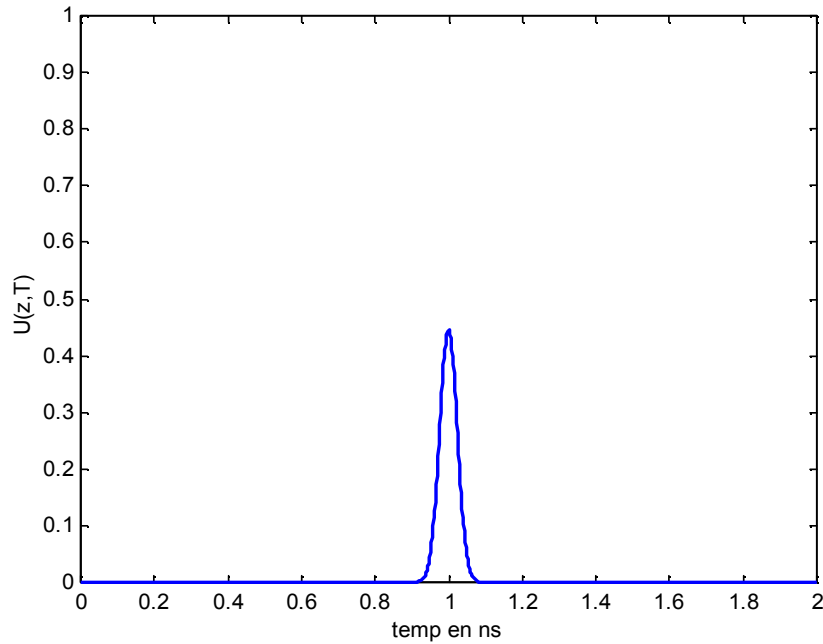


Fig. 4-6 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=2LD$ de la fibre

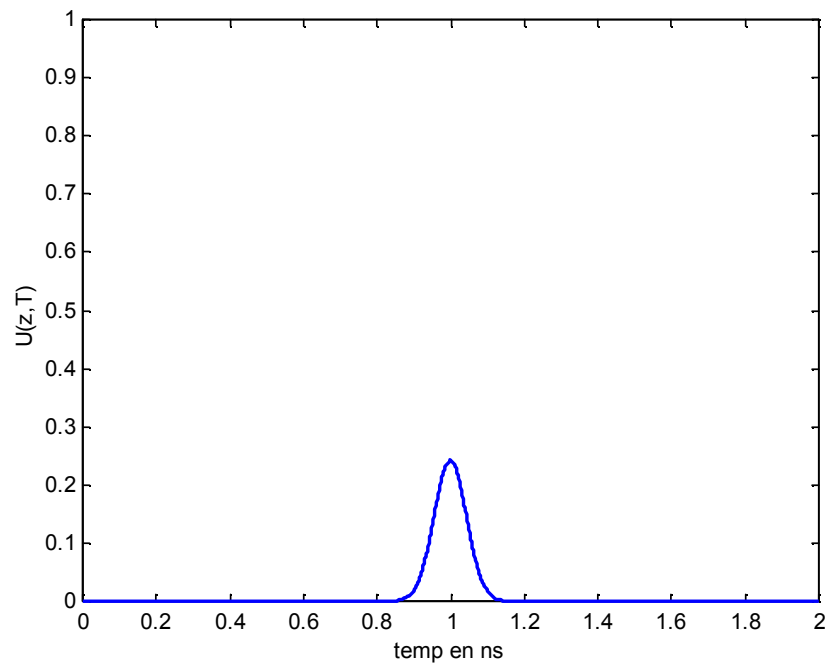


Fig. 4-7 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=6LD$ de la fibre

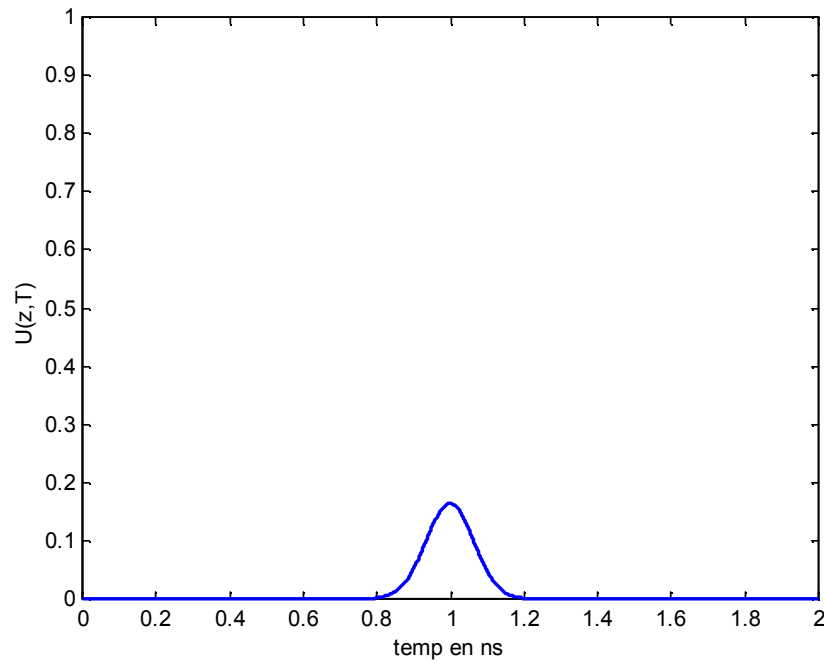


Fig. 4-8 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=4LD$ de la fibre

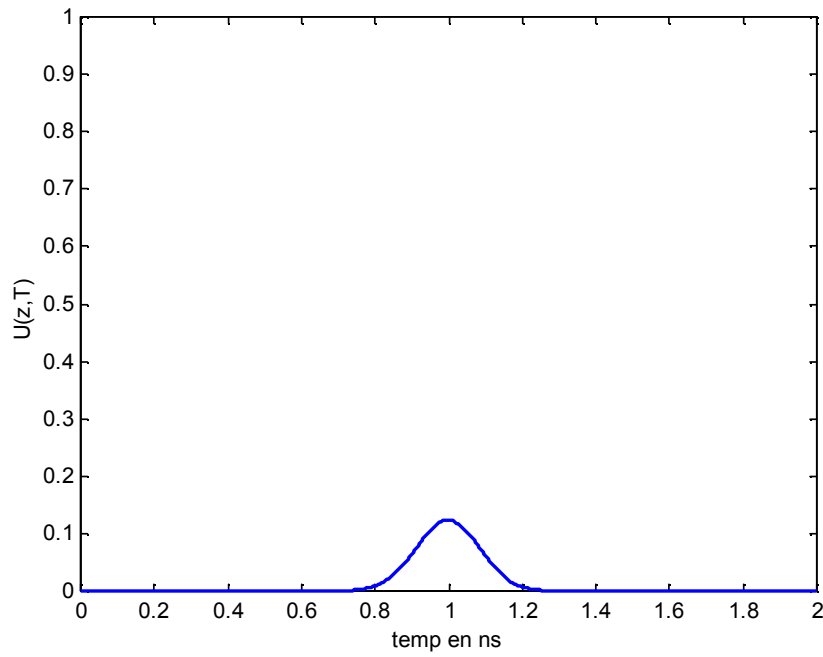


Fig. 4-9 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=8LD$ de la fibre

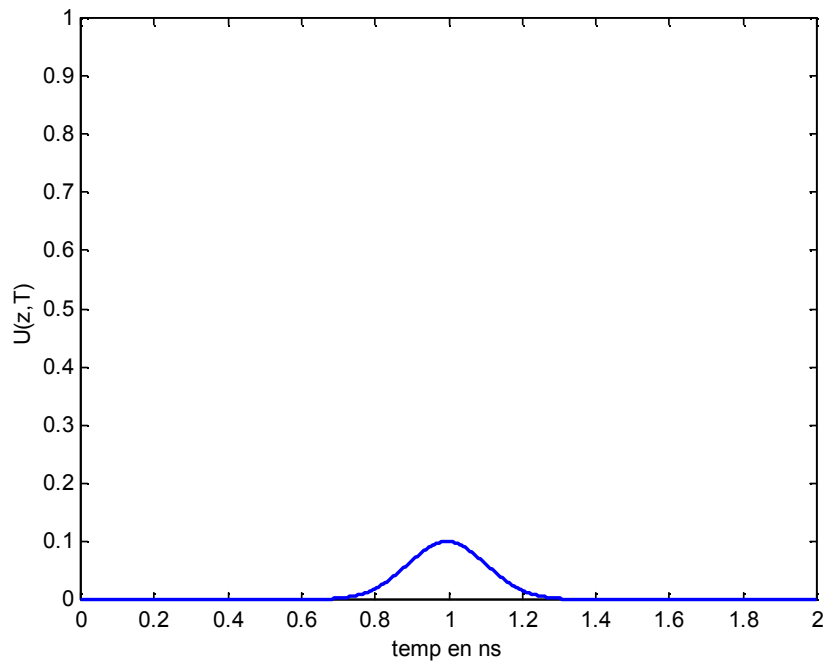


Fig. 4-10 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=10LD$ de la fibre

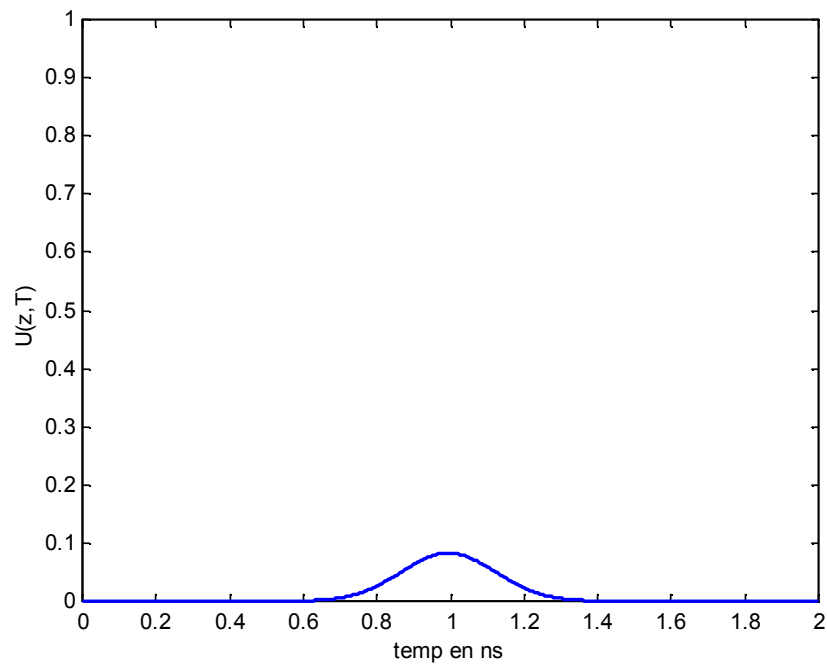


Fig. 4-11 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=14LD$ de la fibre

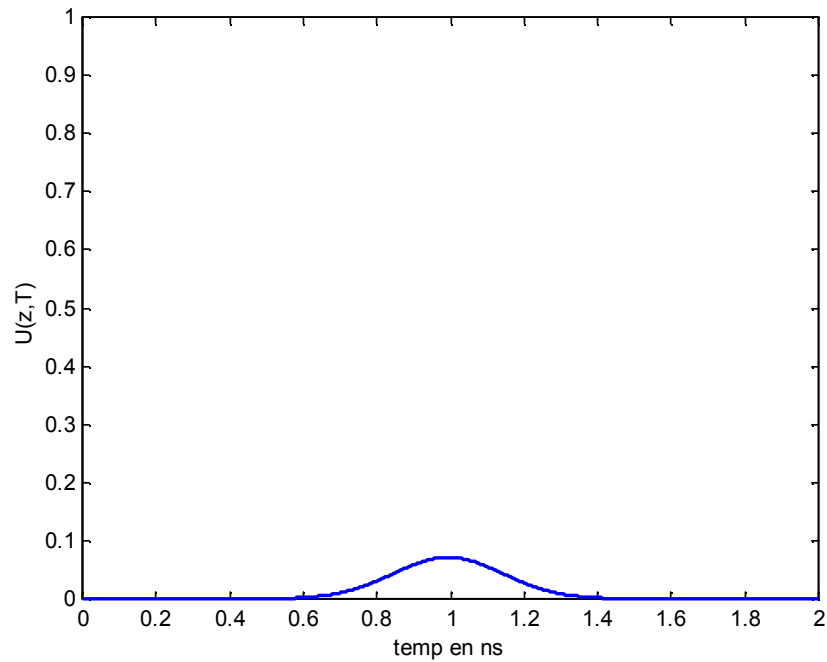


Fig. 4-12 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=12LD$ de la fibre

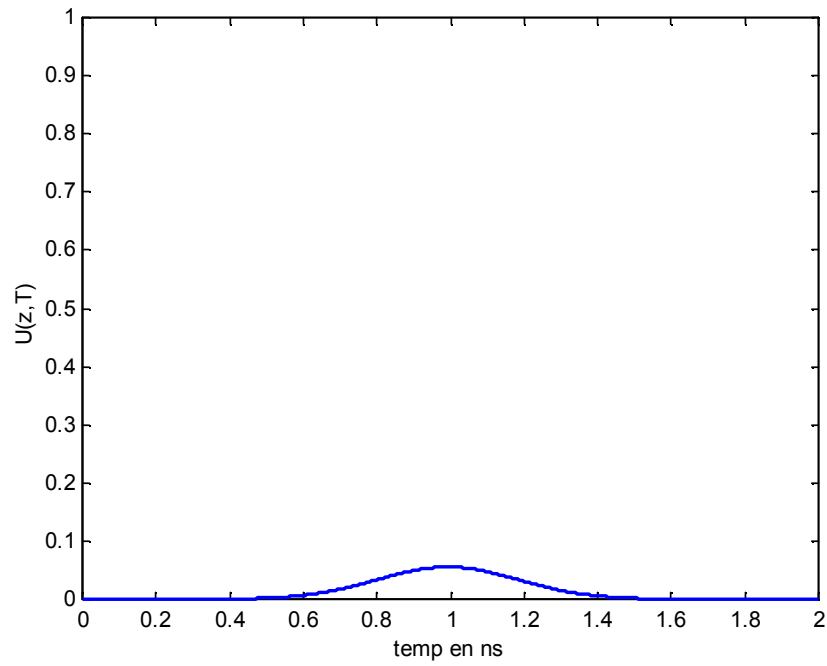


Fig. 4-13 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=18LD$ de la fibre

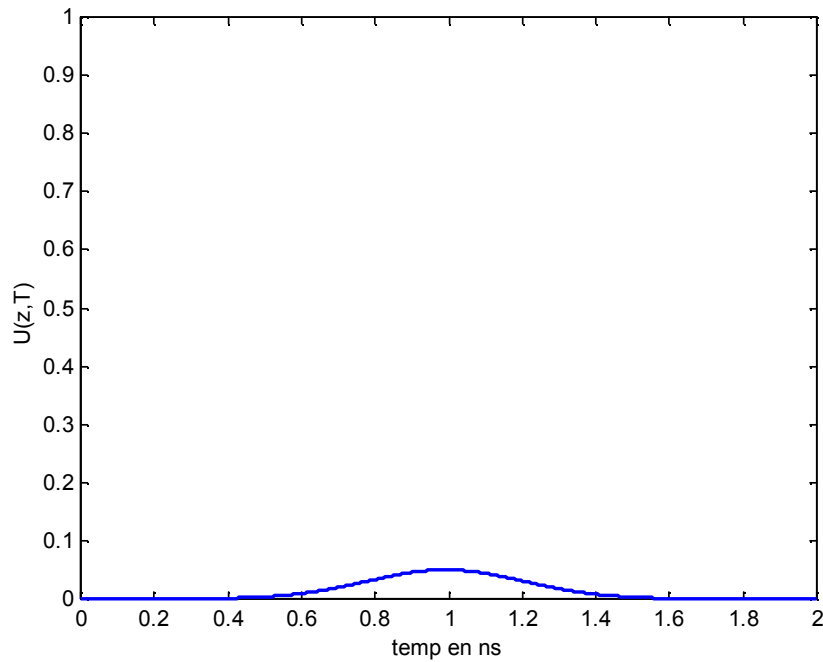


Fig. 4-14 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=20LD$ de la fibre

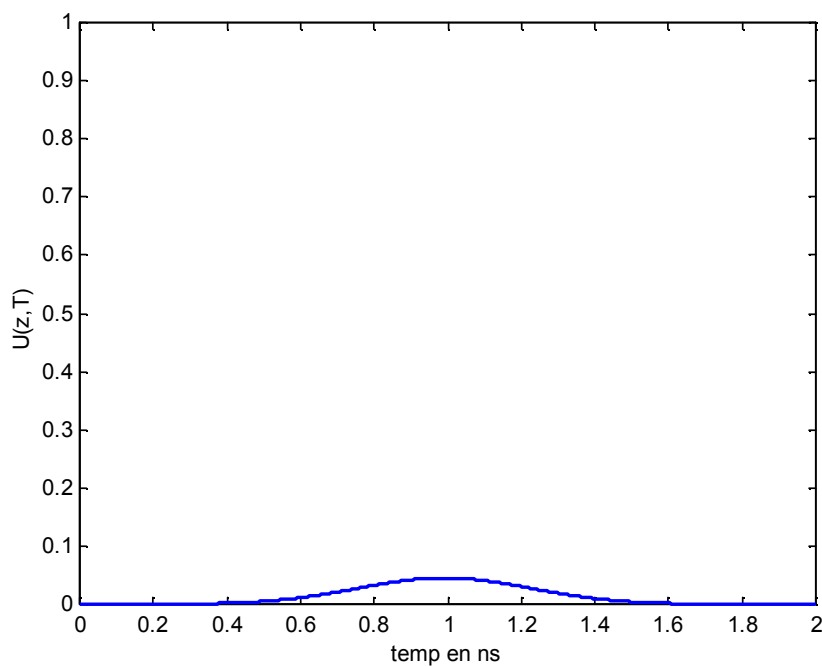


Fig. 4-15 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=16LD$ de la fibre

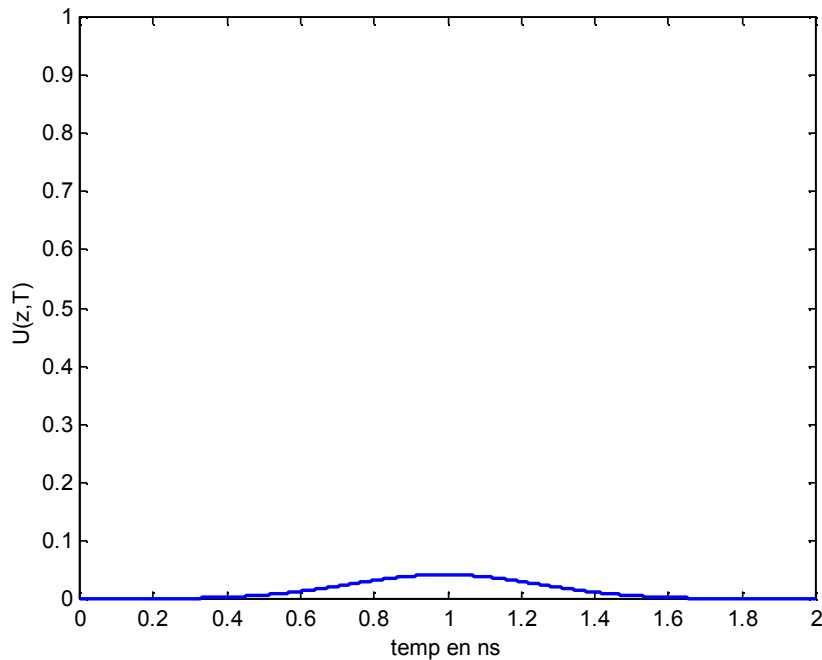


Fig. 4-16 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=22LD$ de la fibre

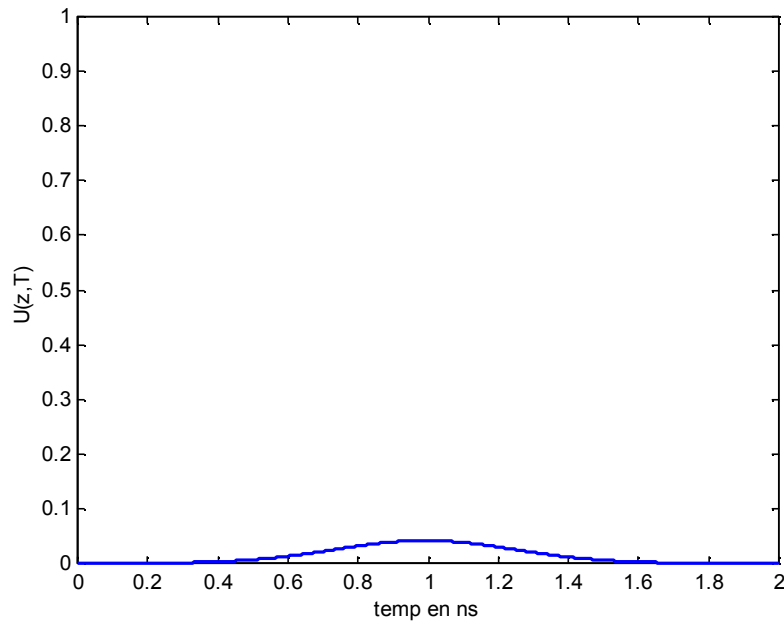


Fig. 4-17 : Impulsion optique dans le domaine temporel à une longueur $z=24L_D$ de la fibre

On remarque, d’après la simulation, que l’impulsion préserve sa forme gaussienne le long de sa propagation dans la fibre, mais sa largeur augmente avec z . Cette évolution est gouvernée théoriquement par l’équation :

$$T(z) = T_0 \left[1 + (z / L_D)^2 \right]^{1/2} \tag{5-38}$$

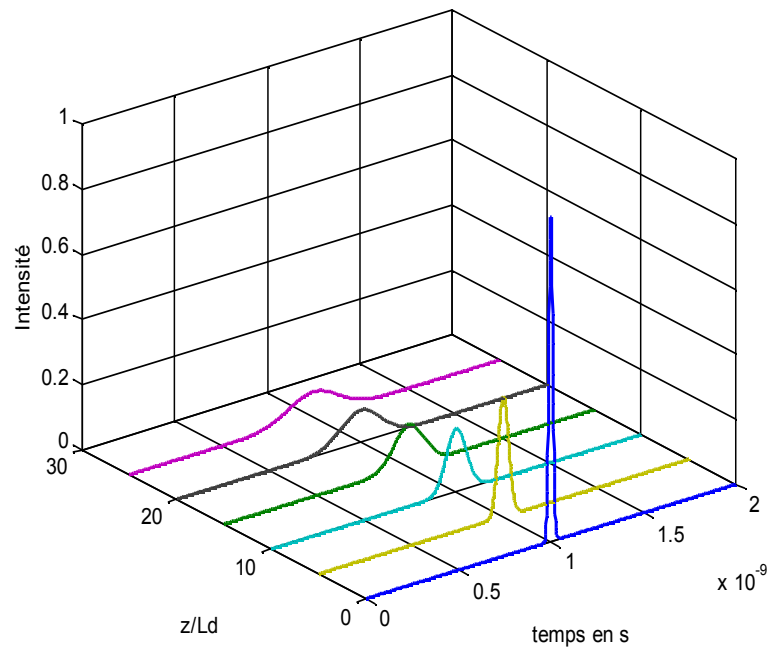


Fig. 4-18 : Évolution de l’Impulsion optique dans le domaine temporel le long de la fibre

Cette figure (5-19), qui est donnée suite à la simulation représentée par l'organigramme II annexe (b), nous montre clairement l'élargissement de l'impulsion gaussienne sous l'effet de la dispersion.

Cet élargissement est dû à la différence de la vitesse de déplacement de certaines composantes fréquentielles de l'impulsion le long de la fibre. Pour que l'impulsion garde sa forme initiale il faut que toutes les composantes arrivent ensembles.

En conclusion, l'amplitude de l'impulsion s'élargit quelque soit le signe du paramètre de dispersion β_2 .

V-4- Simulation de l'effet Brillouin

Dans cette partie nous avons mis en évidence l'effet Brillouin stimulé qui a une très grande influence sur les systèmes optiques. Rappelons que dans un milieu dans lequel il y a un bruit acoustique engendré par le mouvement désordonné de ses molécules, une fraction de l'onde lumineuse (onde de pompe) traversant ce milieu sera réfléchi 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. 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 [26].

Cette diffusion Brillouin stimulée peut être considérée comme un transfert d'énergie du signal de pompe vers des fréquences inférieures, ce qui produit une limitation importante des systèmes de transmission.

Dans notre simulation nous avons utilisé la même fibre que celle déjà utilisée pour la simulation de l'effet de la GVD. En l'attaquant avec un signal continue CW (continus wave) et en mettant [11] :

$$I_p(z) = I_p(0) \exp(-\alpha z) \quad (5-39)$$

L'évolution exponentielle de l'onde Stokes dans le sens inverse sur une longueur L, et donnée par l'équation théorique :

$$I_s(0) = I_s(L) \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L\right) \tag{5-40}$$

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 :

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)/\alpha] \tag{5-41}$$

La simulation a été établie suivant l'organigramme III annexes (c1) et (c2).

On remarque que la puissance pompe diminue exponentiellement jusqu'à atteindre un niveau bas (Fig.5-20), 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 (Fig.5-21). La longueur de la fibre et l'atténuation sont 25Km et 0.2dB/Km respectivement.

La SBS peut endommager la fibre dans le cas où la puissance pic de l'onde Stokes excède la puissance pic de l'onde incidente.

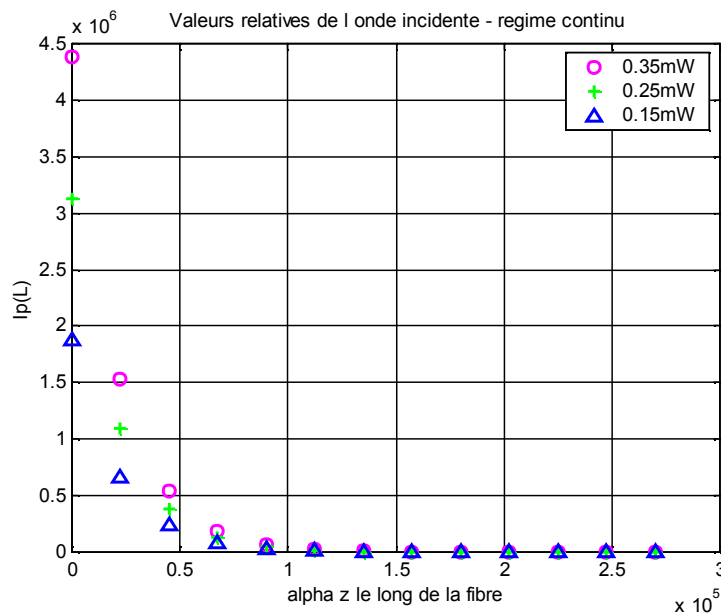


Fig. 4-19 : Intensité de l'onde Brillouin en sortie, pour SBS en sens inverse, en fonction produit atténuation-longueur L, pour plusieurs valeurs de puissance

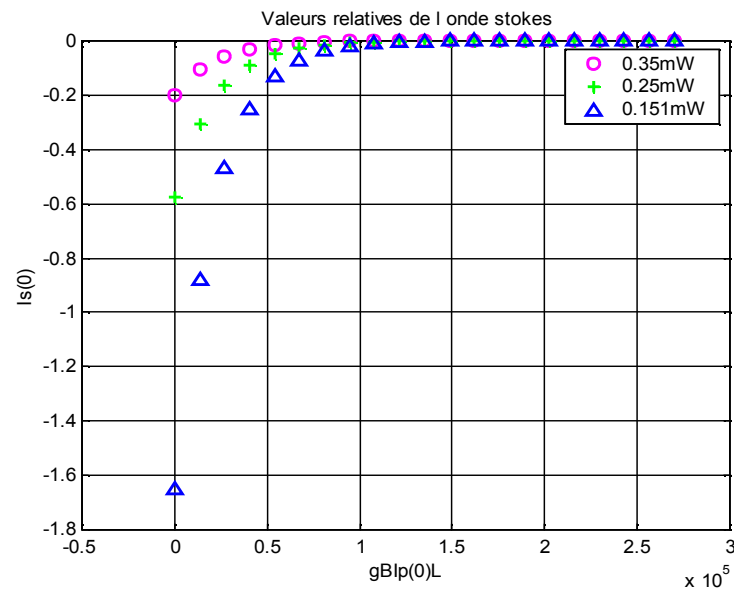


Fig. 4-20 : Intensité de l'onde Brillouin en sortie, pour SBS en sens inverse, en fonction produit gain de Brillouin – longueur L, pour plusieurs valeurs de puissance

Conclusion

Le principe de toute transmission de données est de faire circuler des informations entre un émetteur et un récepteur en minimisant les risques de déformation du signal réceptionné, de façon à assurer une fiabilité maximum du transfert de l'information.

Par les simulations précédentes d'une impulsion générée par une source lumineuse traversant une fibre optique, on constate que les différentes composantes de cette impulsion se propagent avec des vitesses différentes dans celle-ci, provoquant ainsi un élargissement de cette dernière.

Et pour des champs électromagnétiques intenses la réponse du milieu diélectrique devient non linéaire. Ces effets non linéaires sont importants pour des puissances de l'onde dans la fibre dont la longueur est relativement faible ; la fibre provoque alors une atténuation du signal chaque fois que la puissance transmise augmente et un élargissement du spectre de fréquence. Ce phénomène va à son tour influencer sur la bande de transmission du système.

Conclusion

Avec les développements croissants des télécommunications et des nouvelles technologies, nous entendons beaucoup parler de fibres optiques. Mais qui sait vraiment ce qu'elles sont et à quoi elles servent.

Les premières expérimentations de transmission par fibre optique se développent rapidement et dès le début de 1980 l'exploitation des liaisons par fibre optique commence dans les pays industrialisés.

En même temps que les premiers systèmes apparaissent, la technologie se développe et avec le minimum d'atténuation se déplace l'information. Ces progrès offrent de nouvelles perspectives c'est ainsi qu'apparaissent les premières liaisons interurbaines et sous-marines.

Dans ce mémoire nous avons mis un pas modeste pour l'étude des liaisons par fibre optique reliant deux structures qui est devenu courant dans les pays développés c'est un sujet d'actualité. Vu les grands avantages qu'offre ce genre de liaisons.

Où nous avons évoqués au début des notions sur la lumière et des généralités sur cet ancien et nouveau, en même temps, support de transmission qui fait l'objet de différentes recherches et études sur ces caractéristiques physiques, ainsi que les différents types de fibre qui existent.

Notre étude nous a mené à connaître les différentes atténuations qui se présentent sur ce support, que ce soit intrinsèques ou extrinsèques et de les prendre en considération dans la mise en œuvre d'une liaison à fibre optique, ainsi que les dispersions.

L'autre aspect c'est que la propagation d'un signal dans un milieu non linéaire engendre de phénomènes, en l'occurrence l'automodulation de phase (**SPM**), et la

modulation de phase croisée (**XPM**), d'autres phénomènes peuvent aussi se présenter sous certaines conditions, comme la diffusion de Brillouin stimulée (**SBS**) et la diffusion de Raman stimulée (**SRS**).

Dans cette étude nous nous sommes focalisé sur le bilan énergétique d'une liaison à fibre optique on évoquons les principales pertes qui peuvent survenir le long de la fibre optique, et qu'il faut prendre en considération lors de la conception des liaisons fibre optique, pour assurer une fiabilité maximum du transfert de l'information.

Dans la simulation de l'effet de la dispersion de la vitesse de groupe (**GVD**) nous avons constaté l'influence de cette dispersion sur l'impulsion en provoquant un élargissement important de cette dernière la sortie de la fibre

Pour le cas de l'effet inélastique, nous avons vu l'effet de la puissance injecté sur l'onde de pompe et l'onde Stokes dans l'effet Brillouin stimulé (**SBS**).

Après cette étude, qui va nous être une base qui nous permettra de faire des études plus approfondies sur les effets non linéaires que nous n'avons pas évoqués dans nos simulations, ainsi prévoir en perspective aussi la conception d'une liaison « fibre optique » entre deux structures et de voir tout cela sur le terrain.

Bibliographie

- [1] BERKANE Dya « Étude de propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques » Mémoire Magister en Electronique.
- [2] John.P.Powers «Introduction to fiber optic system » McGRAW-HILL International edition-second edition
- [3] Ecole nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.
- [4] Irène et Michel Joindot et douze co-auteurs « Les télécommunications par fibre optique »-DUNOD et CENT-ENST, Paris, 1996
- [5] Cours sur la fibre optique, Mr Gérald Brun : maître de conférence à l'université Jean Monnet, Sain-Etienne : <http://www.univ-st-etienne.fr/>.
- [6] Encyclopédie des sciences industrielles Quillet, Nouvelle en cyclopedie de mécanique, d'électricité et d'électronique, Publiée avec le concours du Centre National des Lettres, Dépôt légal : Novembre 1983.
- [7] Agrawal, G.P: «applications of nonlinear fiber Optics» Academic Press, San Diego, CA 2001
- [8] Revue de école nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.
- [9] 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.
- [10] Pierre-André Bélanger « Les Fibres Optiques–Supplément d'électromagnétisme appliqué » Université Laval- Canada.
- [11] Govind P Agrawal « Nonlinear Fiber Optics » Third Edition-Academic press 2001
- [12] Revue de école nationale des postes et télécommunication « La fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission - Eucalyptus Alger.2004.
- [13] BENDRIHEM Abdelaziz «Etude des phénomènes liés à la propagation dans les fibres optiques» Mémoire Magister en électronique soutenu en 2008
- [14] Sylvestre Thibaut : «Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques», Thèse de Doctorat, Université de France-Comté 1999.
- [15] Raman Kashyap « Fiber Bragg Gratings » BT Laboratories, Martlesham Heath Ipswich, United Kingdom ACADEMIC PRESS 1999.

- [16] Serge Huard « Polarisation de la lumière » Masson, Paris 1993.
- [17] Amnon Yariv « Quantum electronics » Third Edition, John Wiley and Sons, 1989.
- [18] D. L. Mills « Nonlinear Optics: Basic concept » Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999 pp 73-91.
- [19] 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.
- [20] 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
- [21] Ting Zhang, Xiupu Zhang and Guodong Zhang « Distributed Fiber Raman Amplifiers With Incoherent Pumping » IEEE photonics technology letters, Vol. 17, N° 6, June 2005
- [22] 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>.
- [23] 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.
- [24] Lokenath Debnath « Nonlinear Partial differential Equation for Scientists and Engineers » (Birkhäuser Boston 1997).
- [25] 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.
- [26] 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
- [27] thèse grade de docteur de l'université de franche comte spécialité sciences pour l'ingénieur « Laser a fibre pour les télécommunications multiplexées en longueur d'onde : étude de l'accordabilité en longueur d'onde et de la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions par voie électro-optique. » Par Stéphane CALVEZ Soutenance le 20 juin 2002
- [28] Pierre Halley « Les systèmes à fibres optiques » EYROLLES PARIS 1985.
- [29] Présentation de la fibre optique fichier pdf internet.