

Table des matières

Remerciements	I
Table des matières	II
Liste des figures	V
Liste des tableaux	VII
Liste des abreviations, sigles et acronymes	VIII
Introduction	1
Chapitre I : La fibre optique	2
I.1 Présentation générale	2
I.1.1 Histoire de la fibre optique	2
I.1.2 Fabrication de la fibre optique	4
I.1.3 Application de la fibre optique	6
I.2 Propagation d'onde lumineuse	7
I.2.1 Énoncé des lois de Snell-Descartes	7
I.2.2 Principe de guidage et angle limite	7
I.2.3 Ouverture Numérique (ON)	8
I.2.4 Modes de Propagation dans la fibre optique	8
I.3. Les différents types de fibre optique	9
I.3.1. Fibre multimode	9
I.3.2 Fibre monomode	11
I.3.3 Comparaison entre fibre multimode et fibre monomode	15
I.4 Avantages et inconvénients de la fibre optique	15
I.4.1 Avantages	15
I.4.2 Inconvénients	16
I.5 Système de communication par fibre optique	16
I.5.1 Les émetteurs	17
I.5.2 Les récepteurs	17
I.5.3 Modulateurs optiques	17
I.5.4 Les Câbles optiques	18
Chapitre II. Problèmes liés à une liaison par fibre optique	19
II.1 Les dispersions	19
II.1.1 Dispersion intermodale	20

II.1.2 Dispersion du guide d'onde-----	20
II.1.3 Dispersion du matériau -----	22
II.1.4 Dispersion chromatique -----	24
II.2 Les pertes extrinsèques -----	25
II.2.1 Atténuations due aux raccordements-----	25
II.2.2 Atténuation due aux courbures -----	26
II.2.3 Atténuation due aux micro-courbures -----	26
II.3 Les pertes intrinsèques -----	27
II.3.1 Perte par absorption-----	27
II.3.2 Perte par diffusion de Rayleigh-----	28
II.3.3 Représentation spectrale des pertes-----	29
II.3.4 Bande passante de la fibre optique -----	30
II.4 Les effets non-linéaires -----	32
II.4.1 L'effet Kerr optique -----	33
II.4.2 L'auto-modulation de phase (SPM) -----	34
II.4.3 La modulation croisée (XPM) -----	34
II.4.4 Mélange à quatre ondes -----	35
II.5 Les diffusions stimulées -----	35
II.5.1 L'effet Brillouin -----	35
II.5.2 L'effet Raman -----	36
Chapitre III : Simulation de la diffusion de Rayleigh dans une fibre optique-----	38
III.1 Objectifs et algorithme de la simulation-----	38
III.1.1 Objectifs-----	38
III.1.2 Algorithme -----	40
III.2 Présentation de MATLAB et de l'interface de simulation -----	41
III.2.1 Présentation de MATLAB -----	41
III.2.2 Fichiers programmes nécessaires-----	43
III.2.3 Fenêtre d'accueil -----	44
III.3.2 Variation de α_R en fonction de n -----	47
III.3.3 Evaluation de α_R par rapport à α_{Total} -----	48
III.4 Résultats avec le coefficient α_{RD} -----	51
III.4.1 Variation de α_{RD} en fonction de λ -----	51
III.4.2 Variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ -----	52

III.4.3 Evaluation de α_{RD} par rapport à α_{Total} -----	53
III.5 Comparaison des coefficients α_R et α_{RD} -----	56
III.5.1 Influence de n -----	57
III.5.2 Influence de Δn^+ -----	58
Conclusion-----	60
Références -----	61

Liste des figures

Figure I.1 : Représentation schématique d'une fibre optique -----	2
Figure I.2 : Réflexion et Réfraction de la lumière -----	7
Figure I.3 : Propagation de la lumière par réflexion totale -----	8
Figure I.4 : La fibre multimode à saut d'indice -----	10
Figure I.5 : La fibre multimode à gradient d'indice -----	10
Figure I.6 : La fibre monomode -----	11
Figure I.7 : Profil d'indice d'une fibre monomode à saut d'indice -----	12
Figure I.8 : Profil de la puissance lumineuse -----	13
Figure I.9 : Profil de la puissance lumineuse dans la fibre -----	14
Figure I.10 : Facteur de confinement -----	14
Figure I.11 : Système de communication par fibre optique -----	17
Figure II.1 : Dispersion de guide d'onde -----	21
Figure II.2 : Indice de réfraction en fonction de longueur d'onde -----	23
Figure II.3 : Dispersion chromatique dans une fibre optique -----	24
Figure II.4 : Diffusion de Rayleigh dans une fibre optique -----	28
Figure II.5 : Perte intrinsèque de la fibre optique -----	29
Figure II.6 : Distorsion des impulsions à la réception due à la dispersion de la fibre -----	30
Figure II.7 : Largeur de spectre de la source optique -----	32
Figure II.8 : Diffusion Brillouin dans une fibre optique en silice à 1,55 μm . -----	36
Figure II.9 : Diffusion Raman dans le contexte WDM. -----	37
Figure III.1 : Algorithme de la simulation -----	40
Figure III.3 : Fichiers programmes nécessaires pour la simulation -----	43
Figure III.4 : Fenêtre d'accueil de l'interface de simulation -----	45
Figure III.5a : Variation de α_R en fonction de λ avec $n = 1,46$ -----	45
Figure III.5b : Variation de α_R en fonction de λ avec $n = 1,50$ -----	46
Figure III.6a : Variation de α_R en fonction de n avec $\lambda = 1,50\mu\text{m}$ -----	47
Figure III.6b : Variation de α_R en fonction de n avec $\lambda = 1,30\mu\text{m}$ -----	47
Figure III.7a : Comparaison de α_R avec α_{Total} avec $n = 1,46$ -----	48
Figure III.7b : Comparaison de α_R avec α_{Total} avec $n = 1,50$ -----	49
Figure III.8a : Pourcentage de α_R en fonction de λ avec $n = 1,46$ -----	49

Figure III.8b : Pourcentage de α_R en fonction de λ avec $n = 1,50$ -----	50
Figure III.9a : Variation de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-3}$ -----	51
Figure III.9b : Variation de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-2}$ -----	52
Figure III.10a : Variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ avec $\lambda = 1,50\mu\text{m}$ -----	52
Figure III.10b : Variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ avec $\lambda = 1,30\mu\text{m}$ -----	53
Figure III.11a : Comparaison de α_{RD} avec α_{Total} avec $\Delta n^+ = 10^{-3}$ -----	54
Figure III.11b : Comparaison de α_{RD} avec α_{Total} avec $\Delta n^+ = 10^{-2}$ -----	54
Figure III.12a : Pourcentage de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-3}$ -----	55
Figure III.12b : Pourcentage de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-2}$ -----	55
Figure III.13 : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,46$ et $\Delta n^+ = 10^{-3}$ -----	56
Figure III.14a : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,36$ et $\Delta n^+ = 10^{-3}$ -----	57
Figure III.14b : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,40$ et $\Delta n^+ = 10^{-3}$ -----	57
Figure III.15a : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,46$ et $\Delta n^+ = 10^{-2}$ -----	58
Figure III.15b : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,46$ et $\Delta n^+ = 6.10^{-3}$ -----	58

Liste des tableaux

Tableau II.1 : valeurs d'indice de réfraction -----	23
Tableau II.2 : Valeurs typiques du coefficient d'absorption α_A -----	28
Tableau III.1 : Valeurs possibles des paramètres de la simulation -----	41
Tableau III.2 : Valeurs de n et Δn^+ pour lesquelles α_R et α_{RD} sont identiques	59

Liste des abréviations, sigles et acronymes

- α_{RD} : Diffusion Rayleigh de la silice dopée Germanium
- α_R : Diffusion Rayleigh de la silice pure
- L : Longueur de la fibre.
- α_A : Perte par absorption
- $\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2}$: La dérivée seconde de l'indice du cœur avec réfraction
- $\Delta\lambda$: La largeur du spectre de la source,
- λ : Longueur d'onde nominale de la source
- P_g : Puissance dans la gaine
- Δ : Différence relative d'indice
- P_c : Puissance dans le cœur
- α : Paramètre de profil d'indice
- FWM : Four Wave Mixing
- SBS : Stimulated Brillouin Scattering
- SPM : Self-Phase Modulation
- SRS : Stimulated Raman Scattering
- XPM : Cross-Phase Modulation

INTRODUCTION

Introduction

Avec le développement croissant des nouvelles technologies et des réseaux de télécommunications, les chercheurs visent toujours à augmenter le débit émis sans perte et sans modification sur une plus grande distance. Ce processus consiste à un système de communication plus efficace et fiable qui satisfera les besoins qualitatifs et quantitatifs des utilisateurs.

Par rapport aux autres supports, la fibre optique apparaît à l'ère actuelle, comme la solution prodige pour les réseaux câblés à haut débit. À cause de la faible atténuation et de la plus grande bande passante, elle offre aussi une vitesse de transmission élevée, ce qui nous montre que l'onde lumineuse se propage plus rapidement que l'onde hertzienne. Sur ce, la fibre optique semble avoir toutes les qualifications techniques nécessaires pour satisfaire les besoins croissants des réseaux de télécommunications et informatiques actuels.

Cependant, étant le meilleur support de transmission recensé jusqu'ici, la fibre optique ne reste pas un support exempt de défauts. Des nombreux paramètres tels que les différentes dispersions et atténuations doivent être améliorées. Les mécanismes responsables des pertes par diffusion sont encore mal élucidées jusqu'à ce jour.

Dans ce mémoire, nous présenterons les aspects théoriques relatifs à la fibre optique. Une étude quantitative sera effectuée plus particulièrement sur les phénomènes de diffusion. Pour cela, ce travail sera divisé en trois chapitres : le premier chapitre porte sur la fibre optique où nous présenterons ses principales caractéristiques. Le deuxième chapitre concerne les problèmes relatifs par fibre optique notamment les effets linéaires et non-linéaires. Enfin le troisième chapitre est consacré à l'étude quantitative du phénomène de diffusion grâce à une interface établie avec le MATLAB. Dans notre étude, nous nous limiteront à la diffusion Rayleigh dont nous disposons des formules théoriques.

Premier chapitre : La fibre optique

Chapitre I : La fibre optique

I.1 Présentation générale

La fibre optique est un guide d'onde en forme d'un fil fin en verre ou en plastique qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière.

Elle est habituellement constituée d'un cœur cylindrique en matériau transparent d'indice de réfraction n_1 entouré d'une gaine. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé (différence de quelques millièmes) que la gaine concentrique constituée d'un matériau ayant un indice de réfraction n_2 inférieur à n_1 et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux (en raison du phénomène de réflexion totale interne). [1]

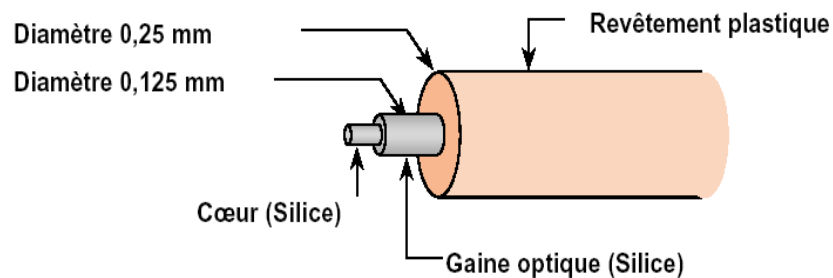


Figure I.1 : Représentation schématique d'une fibre optique [2]

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

I.1.1 Histoire de la fibre optique

Le phénomène du transport de la lumière dans des cylindres de verre était déjà connu depuis l'époque des Grecs anciens. Cela montre que l'utilisation du verre en conjonction avec la lumière n'est donc pas récente.

Au début de l'année 1840, la première démonstration scientifique du principe de la réflexion totale interne fut réalisée à Paris par les physiciens français Jean-Daniel Colladon et Jacques Babinet [3].

On a attendu jusqu'en 1854 la reprise de cette même expérience par l'irlandais John Tyndall devant la Société Royale Britannique. À cette époque, l'idée de courber la trajectoire de la lumière, était révolutionnaire car les chercheurs

considéraient que la lumière se propageait rectilignement. Après avoir réussi à guider la lumière dans un jet d'eau déversé dans un trou à la base d'un réservoir, on a appris que la lumière pouvait être déviée de sa trajectoire rectiligne. Ils purent de cette manière démontrer le principe qui est à la base de la fibre optique. Depuis ce jour, de nombreuses inventions utilisant le principe de la réflexion totale interne sont apparues [4].

On doit la première tentative de communication optique à Alexander Graham Bell, connu pour l'invention du téléphone, il a mis au point le photophone (un appareil permettant de transmettre la lumière sur une distance de 200 mètres), au cours des années 1880. La possibilité de transporter de la lumière sur le long de fines fibres de verre fut exploitée au cours de la première moitié du 20^{ème} siècle [5].

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 [6]. Trois ans plus tard, en 1930, Heinrich Lamm réussit à transmettre l'image d'un filament de lampe électrique grâce à un assemblage simple de fibre de quartz [7]. Cependant, il était encore difficile 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 [8]. 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 de la fibre utilisée. En 1957, le fibroscope (endoscope flexible médical) est inventé par Basil Hirschowitz aux États-Unis [4].

Les télécommunications par fibre optique restèrent inexploitable jusqu'à l'invention du laser en 1960. Ce dernier offrit en effet la potentialité de transmettre un signal sans perte sur une grande distance. La publication de Charles Kao en 1964, des Laboratoires Standards de Télécommunications, décrivit un système de communication à longue distance et à faible perte en mettant à profit l'utilisation mélangée 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 [9].

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 suffisamment admissibles (inférieures à 20 dB/km) pour être utilisée dans les réseaux de 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 [10].

Le premier système de communication téléphonique optique fut installé au centre-ville de Chicago en 1977. En 1979, des pertes de 0,2 dB/km ont même été mesurées à une longueur d'onde de 1,55 μm , ce qui signifiait qu'une distance source-détecteur de plus de 100 km était alors possible. En raison de ces résultats relatifs aux pertes, et des progrès réalisés, il paraissait alors probable que, dans un avenir proche, la transmission optique serait viable.

En France, la Direction Générale des Trafics a installé en 1980 la première liaison optique à Paris entre les centraux téléphoniques des Tuileries et Philippe-Auguste [11]. 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 fibre optique partout dans le monde.

La fibre optique s'est, dans une première phase (1984 à 2000), limitée à l'interconnexion des centraux téléphoniques, eux-seuls nécessitant de forts débits. Cependant, avec la baisse des coûts entraînés par sa fabrication en masse et les besoins croissants des particuliers en très haut débit, on envisage depuis 1994 [12] et 2005 son arrivée même chez les particuliers [13].

I.1.2 Fabrication de la fibre optique

❖ Préforme [14]

La fabrication de préforme en silice débuta au début des années 1970. Ces techniques ont rapidement montré des performances bien supérieures à celles alors courantes, produisant des fibres compatibles avec les télécommunications optiques à longue distance et hauts débits. Elles sont basées sur l'oxydation de SiCl_4 formant des particules submicroniques de silice (SiO_2) amorphe qui sont déposées en couches. Celles-ci sont ensuite consolidées et densifiées en silice vitreuse. D'autres

chlorures, tels GeCl_4 , POCl_3 , ainsi que des sources de fluor, codopent la silice pour ajuster son indice de réfraction.

❖ Méthodes « externes » : OVD, VAD [15]

Les techniques de dépôt « externes » utilisent l'hydrolyse des réactifs lorsqu'ils traversent la flamme d'un chalumeau en translation dans l'axe de la future préforme.

Dans le cas de l'OVD (Outside Vapour Deposition), les suies formées se consolident partiellement lorsqu'elles sont collectées sur un mandrin en rotation. Les couches de cœur sont déposées en premier, suivies de la gaine. La préforme poreuse obtenue, très humide du fait de l'hydrolyse, est ôtée du mandrin, séchée, puis densifiée à chaud (1400-1600 °C) dans une atmosphère réactive ($\text{He-Cl}_2\text{-O}_2$). Le trou central est rétreint soit pendant la densification, soit pendant le fibrage.

Le procédé VAD (Vertical Axial Deposition) forme aussi une préforme poreuse, mais le dépôt se fait simultanément latéralement, pour la gaine, et axialement, pour le cœur, en utilisant deux chalumeaux. La préforme ne présente pas de trou central, et elle est ensuite densifiée comme en OVD. La différence fondamentale entre OVD et VAD est que le profil d'indice en OVD est obtenu en changeant la composition de chaque couche, alors que celui obtenu en VAD dépend du contrôle agréable des constituants de la flamme, et de la forme et distribution de température à la surface de l'extrémité de la préforme. La mise au point de chalumeaux pour VAD, très délicate, permet un très bon contrôle du profil d'indice.

❖ Méthode « interne » : MCVD [16]

La technique de dépôt « interne » oxyde les réactifs à chaud à l'intérieur d'un tube substrat en silice, en rotation sur un tour de verrier. Les réactifs de très grande pureté sont mélangés à de l'oxygène et injectés dans le tube. Le procédé le plus courant est MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition) : une réaction homogène en phase vapeur, dans la zone chaude créée par un chalumeau en translation le long du tube, produit des particules de SiO_2 qui se déposent sur la paroi du tube, en aval, et qui sont densifiées lorsque le chalumeau passe sous le dépôt. La température du chalumeau est suffisante pour la réaction et la densification (> 1300°C), mais pas trop élevée, pour ne pas endommager le tube. Typiquement, 30 à 100 couches sont nécessaires, avec des compositions variables pour produire un profil d'indice. Les dernières couches constituent le cœur. Cette méthode n'introduit pas d'ions OH^- du fait d'une importante pression partielle de Cl_2 dans le tube, et ne

nécessite donc pas de déshydratation, comme en OVD et VAD. Le tube est ensuite rétreint en une préforme, par passes successives à $> 1600\text{ }^{\circ}\text{C}$. Lors de cette phase, des ions OH^- peuvent être introduits, par diffusion depuis le tube substrat ou par les gaz introduits. L'apport de Cl_2 jusqu'à la dernière passe, dite de « fermeture », diminue fortement leur concentration.

I.1.3 Application de la fibre optique [17]

La technologie moderne fait largement appel à la fibre optique car celle-ci offre des énormes avantages sur son utilisation dans des différents domaines tel que :

➤ En télécommunication :

Les liaisons urbaines, les liaisons sous-marines, les liaisons terrestres régionales, nationales et internationales par fibre optique connaissent un fort développement. Elle a aussi une place en informatique, dans des réseaux locaux, dans des sections de réseaux en anneau et elle peut constituer aussi des réseaux multi terminaux.

➤ À l'armée :

Son utilisation pour les militaires reste également attirante car elle procure de nombreux avantages sur son faible poids, sa faible taille, et son insensibilité au brouillage et à la détection.

Son utilité sur la nouvelle application qui vient d'être conçue à savoir le missile à fibre optique : Le Polyphème (c'est un missile qui file à plus de 500 km.h^{-1} , 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).

➤ Vidéocommunication :

On utilise la fibre optique dans l'application vidéo.

➤ Médical :

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 petites tailles.

➤ Liaisons industrielles:

La fibre optique est utilisée pour les télémessures, les télécommandes ainsi que dans les surveillances vidéo.

I.2 Propagation d'onde lumineuse

I.2.1 Énoncé des lois de Snell-Descartes

Lorsqu'un faisceau lumineux atteint une surface qui sépare deux milieux d'indice différent caractérisés respectivement par leurs indices de réfraction n_1 et n_2 , ce rayon incident se divise en deux rayons : Un rayon réfléchi qui est renvoyé dans le milieu d'indice n_1 et un autre réfracté qui se propage dans le milieu d'indice n_2 .

Ce processus est appelé Réflexion et Réfraction de la lumière.

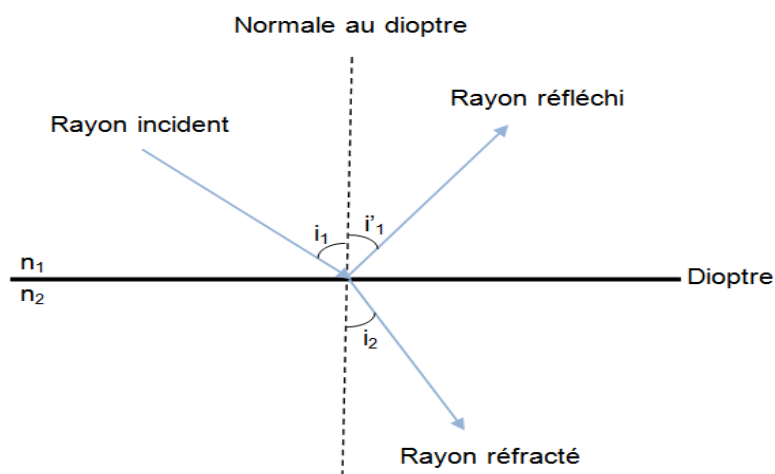


Figure I.2 : Réflexion et Réfraction de la lumière

D'après la loi de Descartes, les trois rayons (incident, réfléchi et réfracté) sont dans le même plan et sont liés par les relations :

$$\begin{aligned} i_1 &= i_1' \\ n_1 \sin i_1 &= n_2 \sin i_2 \end{aligned} \quad (\text{I-01})$$

I.2.2 Principe de guidage et angle limite [18]

Le principe de guidage est basé sur la réflexion du faisceau lumineux injecté à l'interface cœur-gaine. Si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite ; on a alors une réflexion totale.

$$n_1 \sin i_{11} = n_2 \sin \frac{\pi}{2} = n_2 \quad (\text{I-02})$$

$$\text{D'où : } i_{11} = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (\text{I-03})$$

I.2.3 Ouverture Numérique (ON)

L'Ouverture Numérique (angle limite d'acceptation) est l'angle d'incidence maximale à l'entrée de la fibre qui permet à la lumière une propagation par réflexion totale dans la fibre comme le montre la figure I.3 [18] [19].

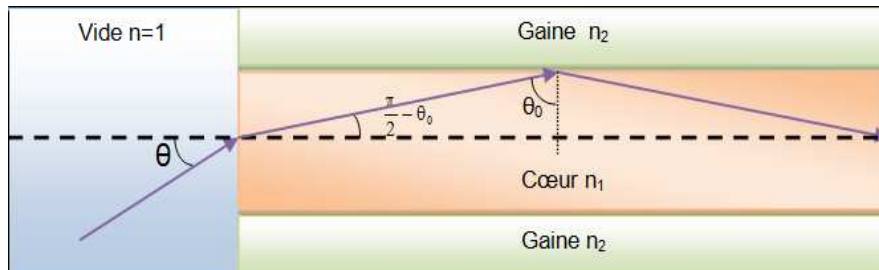


Figure I.3 : Propagation de la lumière par réflexion totale

Pour une fibre monomode, il est préférable d'utiliser une source laser car l'Ouverture Numérique est faible. Mais pour une fibre à gradient d'indice, où le cœur varie le long d'un diamètre, l'Ouverture Numérique est alors maximale sur l'axe de la fibre et s'annule à la périphérie du cœur.

Si l'entrée de la fibre se fait par l'air, l'Ouverture Numérique est donnée par :

$$ON = \sin \theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I-04)$$

I.2.4 Modes de Propagation dans la fibre optique

Un mode est une solution à l'équation de propagation. Il représente une répartition transversale d'énergie, invariante par translation axiale. On distingue deux types de modes [20]:

- Mode guidé dans le cas où le champ électromagnétique s'annule à l'infini leurs indices effectifs sont supérieurs à l'indice de la gaine. L'indice effectif n_{eff} d'un mode donné est défini par la relation suivante : $\beta = n_{\text{eff}} k$
- Mode évanescent dans le cas contraire. Pour les modes évanescents, les indices effectifs sont inférieurs à celui de la gaine.

Dans le cas général, les équations sont vectorielles et les solutions modales peuvent avoir des composantes longitudinales. On peut avoir soit des modes Transverses Electriques ou TE_{lm} (dont la composante de E suivant z est nulle et $H_z \neq 0$), soit Transverses Magnétiques ou TM_{lm} (dont la composante de H suivant z

est nulle et $E_z \neq 0$). Les autres modes, où les composantes de E et H suivant z sont non nulles, sont nommés modes hybrides HE_{lm} ou EH_{lm} suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique. Le mode fondamental est hybride, il est noté HE [21].

Dans une fibre optique standard, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est souvent faible, de l'ordre de 10^{-3} . On réalise alors l'approximation en faible guidage lorsque $\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \leq 1$.

Dans ce cadre, on peut se contenter d'une approximation scalaire (on néglige la polarisation). Dans ce cas, les champs modaux sont polarisés de manière rectiligne et sont appelés modes LP (Linéairement Polarisés).

I.3. Les différents types de fibre optique [19] [22]

La propagation d'onde lumineuse dans une fibre optique peut être classée en deux catégories selon le nombre de mode de propagation :

- Si un seul mode peut se propager, la fibre est dite monomode
- Si par contre plusieurs modes peuvent se propager, la fibre est dite multimode

I.3.1. Fibre multimode

C'est une fibre possédant un diamètre de cœur de l'ordre de 50 à $200\mu m$. Plusieurs modes peuvent se propager dans ce dernier, ce qui peut entraîner une dispersion intermodale.

Suivant le type de profil d'indice de la fibre, on parle d'une fibre à saut d'indice et d'une fibre à gradient d'indice.

➤ Fibre multimode à saut d'indice

Dans cette fibre, le cœur est homogène et d'indice n_1 . Il est entouré d'une gaine optique d'indice n_2 inférieur à n_1 . Le faisceau lumineux injecté à l'entrée de la fibre va atteindre la sortie en empruntant des chemins optiques différents. Ce qui se traduit par de temps de propagation.

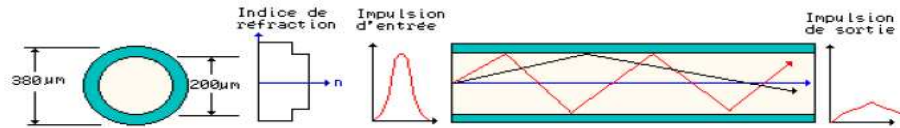


Figure I.4 : La fibre multimode à saut d'indice

On définit le paramètre V appelé fréquence réduite donnée par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I-05)$$

Avec λ_0 : longueur d'onde dans le vide en $[\mu\text{m}]$;

a : Diamètre du cœur en $[\text{m}]$

Le nombre de modes N dans ce type de fibre est égal à :

$$N = \frac{V^2}{2} \quad (I-06)$$

Il est à savoir que l'utilisation de ce type de fibre à bas prix, nous facilite sa mise en œuvre mais les pertes et les distorsions du signal sont importantes.

➤ Fibre multimode à gradient d'indice

Dans cette catégorie, on a une bande passante raisonnable et une transmission de bonne qualité mais il reste difficile à mettre en œuvre. Son cœur n'est plus homogène : la valeur de l'indice décroît progressivement depuis l'axe du cœur jusqu'à l'interface cœur-gaine, suivant la loi :

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta(r/a)^\alpha} \quad (I-07)$$

Avec : r distance à l'axe

α : Paramètre de profil d'indice

Δ : Différence relative d'indice

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad \text{si } n_1 - n_2 \ll n_1 \quad (I-08)$$

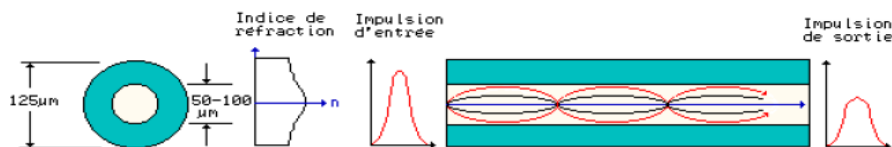


Figure I.5 : La fibre multimode à gradient d'indice

On remarque que les rayons lumineux vont emprunter des chemins différents, mais un choix judicieux du profil d'indice du cœur permet de tendre vers des temps de parcours voisins et donc de réduire l'étalement du signal.

La trajectoire des rayons lumineux est incurvée quand on se rapproche de la gaine.

Le nombre de modes N dans ce fibre est donné par :

$$N = \frac{\alpha}{\alpha + 2} \frac{V^2}{2} \quad (I-09)$$

Remarque

Pour une fibre à gradient d'indice parabolique $\alpha=2$, alors $N = \frac{V^2}{4}$

L'avantage de ce type de fibre est de minimiser la dispersion du temps de propagation entre les rayons sans utiliser une Ouverture Numérique trop faible.

➤ Du multimode au monomode

Dans la fibre optique multimode, plusieurs modes de propagation peuvent être mises en jeux. Cela peut entrainer des pertes par l'interaction entre deux modes.

Pour pallier à ce problème, on utilise une fibre monomode dans laquelle seul le mode fondamental peut se propager.

I.3.2 Fibre monomode

Dans ce type de fibre, seul le mode fondamental peut se propager. Son cœur mesure moins de $10\mu\text{m}$, qui est proche de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde utilisée, pour un diamètre total de $125\mu\text{m}$.

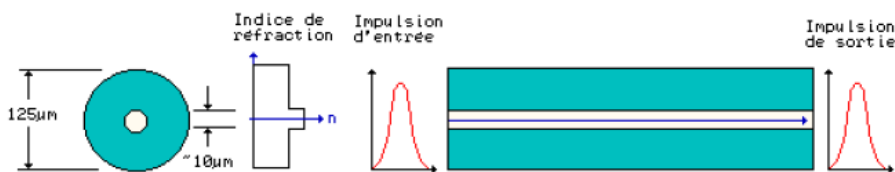


Figure I.6 : La fibre monomode

✓ Longueur d'onde de coupure

Il s'agit de la valeur de la longueur d'onde à partir de laquelle la fibre n'est plus monomode. La fibre reste toujours monomode si la fréquence normalisée $V < 2,40$ (plus exactement 2,404), définie par la formule :

$$V = \frac{2\pi a \cdot ON}{\lambda} \quad (I-10)$$

On a donc :

$$V = \frac{2\pi a \cdot ON}{\lambda_c} < 2,404 \Rightarrow \lambda_c > \frac{2\pi a \cdot ON}{2,404} \quad (I-11)$$

La longueur d'onde critique est la limite de cette équation et qui est définie par :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a \cdot ON}{2,404} \quad (I-12)$$

Si $\lambda_c > \lambda_0$, alors la fibre est monomode.

Exemple :

Soit une fibre mesurant comme rayon du cœur de $a=3\mu\text{m}$, une ouverture numérique $ON = 0,151$ et elle est prévue pour transmettre une longueur d'onde de $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$. À partir de la formule, on obtient comme fréquence normalisée $V = 2,19$. Comme $V < 2,404$; on conclut alors que la fibre est monomode.

De plus, si on calcule la longueur d'onde critique on trouve $\lambda_c = 1,183\mu\text{m}$ qui est réellement inférieure à la longueur d'onde.

✓ Profil d'indice d'une fibre monomode

Le profil d'indice est représenté par la courbe $n(r)$ (figure I.7). La fibre monomode classique est à saut d'indice, avec un cœur beaucoup plus étroit que la fibre multimode.

Il existe aussi une fibre monomode dont le profil est triangulaire ou en w.

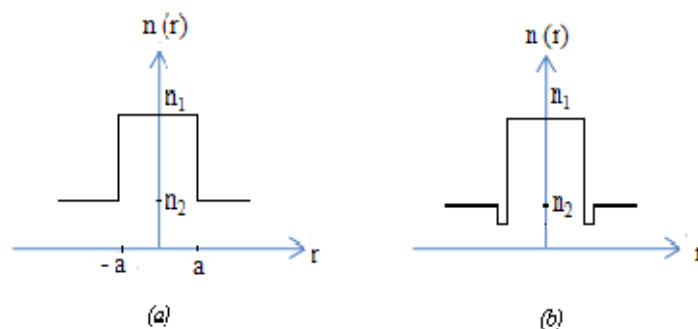


Figure I.7 : (a) Profil d'indice d'une fibre monomode à saut d'indice [19]
(b) Profil d'indice en W d'une fibre monomode

✓ Définition du diamètre de mode

Le diamètre de mode est une caractéristique de la fibre monomode. Il augmente très rapidement avec la longueur d'onde, ce qui rend la transmission de plus en plus sensible aux déformations. La répartition de cette puissance lumineuse est sous forme gaussienne (figure I.7) [23] [24].

L'intensité est répartie selon la loi :

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (I-13)$$

Avec r , la distance par rapport à l'axe central de la fibre.

Le diamètre de mode est défini par $2\omega_0$, il est déterminé par la valeur de r pour laquelle. $I(r) = \frac{1}{e^2} = 0,135 = 13,5\%$ (I-14)

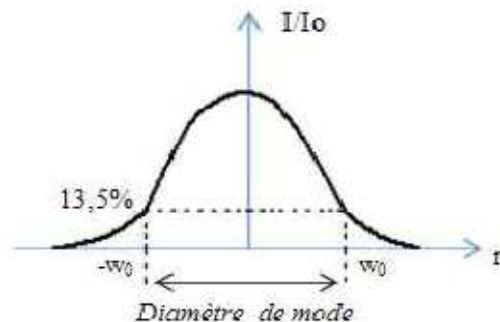


Figure I.8 : Profil de la puissance lumineuse

✓ Valeurs du diamètre de mode

Le diamètre de mode est donné expérimentalement par l'approximation de Marcuse définit par :

$$\omega_0 = 0,65a + \frac{1,6}{V^{3/2}} + \frac{2,9}{V^6} \quad (I-15)$$

Avec a : rayon du cœur de la fibre monomode et V , la fréquence normalisée.

Exemple :

Pour $v = 2,404$ (à la limite du monomode) on obtient $\omega_0 = 1,15a$. On remarque que le cœur guide presque toute la puissance lumineuse.

Pour $v = 2$, on obtient $\omega_0 = 1,26a$

Pour $v = 1,5$; on a : $\omega_0 = 1,77a$

Pour $v = 1$; on obtient : $\omega_0 = 5,15a$

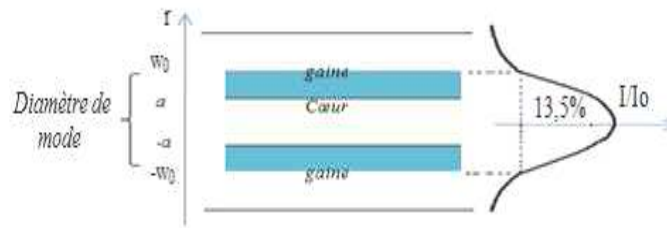


Figure I.9 : Profil de la puissance lumineuse dans la fibre

✓ Facteur de confinement

Le facteur de confinement F est défini pour une fibre monomode, par le rapport de la puissance optique se propageant dans le cœur sur la puissance transmise totale. Elle est donnée par la formule suivante :

$$F = \frac{P_c}{(P_c + P_g)} \quad (I-16)$$

Avec P_c : puissance dans le cœur et P_g , la puissance dans la gaine.

Plus la fréquence normalisée augmente, plus la quantité de lumière transportée par la gaine diminue (donc plus le facteur de confinement F augmente).

Pour $v = 2,404$, le pourcentage de puissance transportée dans le cœur est de 82,5% (figure I.9).

Pour $V = 1$, seulement 10% de la puissance totale circule par le cœur.

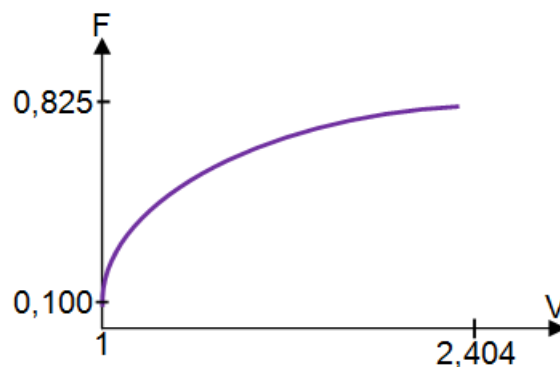


Figure I.10 : Facteur de confinement

I.3.3 Comparaison entre fibre multimode et fibre monomode [25]

Grâce à sa simplicité (gros cœur de 50 à 200 μm de diamètre), la fibre multimode a été la première à être utilisée. Elle est réservée aux courtes distances notamment en réseaux informatiques.

La fibre monomode, quant à elle, a une bande passante théoriquement infinie. Elle requiert des composants chers et des tolérances faibles. Elle est devenue la solution universelle des systèmes de télécommunications.

I.4 Avantages et inconvénients de la fibre optique [26] [27]

I.4.1 Avantages

La fibre optique offre de nombreux avantages pour les télécommunications. Nous en donnons un premier aperçu ci-dessous.

Pertes très faibles : En fonction du type de fibre, l'atténuation du signal peut atteindre environ 0,2 dB/km pour une longueur d'onde de 1,55 μm , et d'environ 0,35 dB/km à 1,3 μm , ce qui correspond à une diminution de la puissance de 50% après 15 et 8,6 km respectivement. Cela permet de réaliser des communications optiques sur des distances supérieures à 100 km sans amplification intermédiaire. En diminuant ainsi le nombre d'amplificateurs intermédiaires, on augmente la fiabilité du système et on réduit les coûts de maintenance.

Bande passante très grande : Grâce à la fibre optique, on peut transmettre des signaux digitaux à 5 $\text{Tb}\cdot\text{s}^{-1}$ sur des distances de 1500 km ($1 \text{ Tb}\cdot\text{s}^{-1} = 1024 \text{ b}\cdot\text{s}^{-1}$).

Immunité au bruit : Une fibre optique est un isolant. La transmission dans la fibre ne sera donc pas perturbée par des signaux électromagnétiques externes. Il n'est donc pas nécessaire de prévoir un blindage électromagnétique coûteux. Cela représente un avantage particulièrement important dans les environnements industriels où les perturbations électromagnétiques sont fréquentes.

Absence de rayonnement vers l'extérieur : La lumière est confinée à l'intérieur de la fibre optique. Par conséquent, il n'est pas possible de détecter le signal entre l'émetteur et le récepteur. Cela est particulièrement important pour garantir la confidentialité de la communication. De plus, par son caractère isolant, la fibre optique ne rayonne pas d'ondes électromagnétiques et ne crée donc pas de perturbations électromagnétiques dans son voisinage.

Absence de diaphonie : Pour la même raison, le problème de la diaphonie (passage du signal d'un câble à un câble voisin), bien connu des communications par câble en cuivre, n'existe pas dans les câbles de fibres optiques.

Isolation électrique : Comme la fibre optique est isolante, le contact accidentel entre deux fibres ne provoque pas de court-circuit et donc pas de dégâts à l'électronique associée. Par ailleurs, il n'y a aucun risque d'étincelle, comme cela peut arriver avec les câbles en cuivre en cas de contact accidentel. La fibre optique peut donc être installée sans risque dans les atmosphères inflammables.

Résistance aux températures élevées et aux produits corrosifs : La fibre en verre résiste mieux aux produits corrosifs que le cuivre. De plus, elle peut supporter des températures proches de 800°C, ce qui permet de résister au feu plus longtemps que les câbles en cuivre. Toutefois, d'autres parties du système de communication restent sensibles aux températures élevées (le revêtement protecteur en plastique, les connecteurs optiques, l'émetteur et le récepteur, ...)

Poids et dimensions réduites : Le poids très faible de la fibre par rapport à un câble en cuivre de la même capacité leur donne un avantage économique lors de l'installation. De plus, elle convient particulièrement bien aux installations soumises à des contraintes de poids ou de volume sévères, telles que les avions, les bateaux, ...

I.4.2 Inconvénients

Comme tout support de transmission, la fibre optique présente des inconvénients tels que :

- Les difficultés d'adaptation avec les transducteurs optoélectroniques
- Les exigences micromécaniques importantes comme la connexion et l'alignement
- Les effets linéaires et non-linéaires

I.5 Système de communication par fibre optique [28] [29]

Comme le montre la figure I.10, l'information (données, voix, vidéo,..) venant de la source est transcrite sous forme codée en signal électrique pour que l'émetteur l'envoie, la fibre agit comme une guide d'onde optique afin que les photons puissent traverser le chemin optique vers le récepteur. Arrivé au détecteur, le signal subit une conversion optique en électrique, décodé et envoyé vers sa destination.

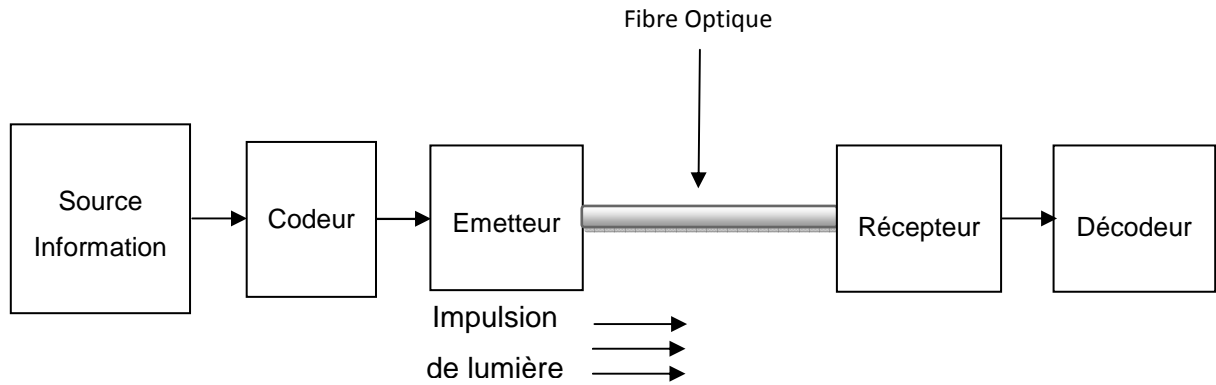


Figure I.11 : Système de communication par fibre optique

I.5.1 Les émetteurs

Le composant émetteur a deux rôles. D'abord il doit être source de la lumière émise sur la fibre. Et deuxièmement, il doit moduler cette lumière de telle façon qu'elle représente les données binaires émises par la source d'information. La source optique doit pouvoir générer assez de puissance optique telle que l'atténuation attendue sur le chemin soit respectée. La source optique doit aussi être facile à moduler par un signal électrique et capable d'une haute rapidité de modulation. Deux types de jonction photoémettrice peuvent être utilisés comme source optique d'un émetteur :

- Les LED (Light-Emitting Diode)

Les LED sont simples, et ont une assez bonne linéarité et coûtent moins cher, mais génèrent une faible puissance.

- Les LD (Laser Diodes)

Le laser génère une lumière cohérente, puissante ; mais il coûte cher.

I.5.2 Les récepteurs

Les récepteurs optiques doivent détecter la lumière issue de la fibre optique et la convertir en un signal électrique. Il exécute donc la fonction conversion optique-électrique. On utilise la photodiode couramment comme récepteur.

I.5.3 Modulateurs optiques

Un modulateur optique est un système qui permet de convertir les impulsions électriques en impulsions lumineuses.

La plus simple de modulation utilisée est la modulation directe. Cette méthode utilise un laser qui émet si le bit à coder est un « 1 » ou n'émet pas si le bit à coder est zéro « 0 ».

I.5.4 Les Câbles optiques

Un câble à fibre optique est composé d'un nombre de fibres pouvant aller de deux à plusieurs dizaines de fibres, et ce, en fonction des besoins. Le plus souvent dans les réseaux locaux d'entreprise, ce nombre est de 6 à 24.

Deux structures élémentaires permettent la réalisation de câbles optiques: les câbles à revêtement lâche et les câbles à revêtement serré.

- ❖ Les câbles à revêtement lâche (loose tube cable)

Ce câble est constitué de plusieurs tubes contenant chacun plusieurs fibres optiques. Ces dernières sont libres au sein du tube. Ce câble est utilisé pour les liaisons inter-bâtiments.

- ❖ Les câbles à revêtement serré (tight tube cable)

Ce sont des câbles dans lesquels une gaine plastique est directement appliquée sur la fibre; ce qui la renforce mécaniquement et lui apporte la souplesse nécessaire à la réalisation de cordons.

La connaissance théorique de fibre optique et ses caractéristiques sont très utiles et nous ont permis d'avoir quelques idées pour l'étude et l'analyse de comportement de la lumière dans la liaison par fibre optique. Pour mieux comprendre l'utilisation et la nécessité de cette nouvelle technologie, nous allons présenter dans le chapitre suivant les problèmes liés à une liaison par fibre optique.

**Deuxième chapitre : Problèmes liés à une
liaison par fibre optique**

Chapitre II. Problèmes liés à une liaison par fibre optique

Ce chapitre demeure sur les différents problèmes qui résident 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 la perte 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 perte, le signal reçu par le détecteur doit être facilement reconnaissable. En effet, la largeur temporelle des impulsions doit rester relativement intacte.

Cette partie est consacrée aux effets linéaires qui englobent l'étude de différentes pertes et atténuations (causes et types) présents dans la fibre optique suivie d'une brève introduction sur les effets non-linéaires.

Bien que très performantes, la fibre optique subit des pertes lors de la propagation du signal. Ces pertes se mesurent en dB/km, elles varient en fonction de la longueur d'onde et correspondent à des pertes en lignes (perte linéique) dues à différents phénomènes de propagation. Ces pertes provoquent des limitations de la puissance transmise ce qui engendre une réduction de la bande passante totale.

Les liaisons optiques comme toute transmission présentent des pertes. Les pertes de puissance par transmission optique s'expriment de deux manières mentionnées dans les paragraphes suivants.

II.1 Les dispersions

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 :

Dispersion intermodale,

Dispersion du guide d'onde,

Dispersion du matériau,

Dispersion chromatique.

II.1.1 Dispersion intermodale

Dans une fibre multimode, plusieurs modes peuvent se propager. Chaque mode aura sa propre vitesse de propagation dans la structure [30].

❖ Dispersion modale pour la fibre à saut d'indice

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 le mode le plus rapide et le plus lent est donné par :

$$\Delta T = \frac{L}{c} \frac{n_1(n_1 - n_2)}{n_2} \quad (\text{II-01})$$

Où L est la longueur de la fibre.

$$\text{En posant } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2} ;$$

$$\text{On a : } \Delta T = \frac{L n_1}{c} \Delta \quad (\text{II-02})$$

Nous pouvons calculer le débit maximum que la fibre peut supporter par la relation :

$$B_{\max} = \frac{1}{4 \Delta T} \quad (\text{II-03})$$

❖ Dispersion modale pour une fibre à gradient d'indice

Le délai du temps entre le mode le plus rapide et le plus lent d'une fibre à gradient d'indice est donnée par :

$$\Delta T = \frac{L n_1}{c} \frac{\Delta^2}{8} \quad (\text{II-04})$$

Il est quelques centaines de fois plus faible que celui d'une fibre à saut d'indice.

II.1.2 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 $50\mu\text{m}$). Ce phénomène est particulièrement spécifique aux fibres monomodes vu la dimension réduite de leurs cœurs, et habituellement négligeable dans la fibre multimode.

En effet, une partie de la puissance optique transportée par le mode fondamental se propage aussi dans la gaine (Figure II.1). Les indices de réfraction

de la gaine et du cœur étant différents ; la lumière se propage donc à des vitesses différentes de $v = \frac{c}{n}$.

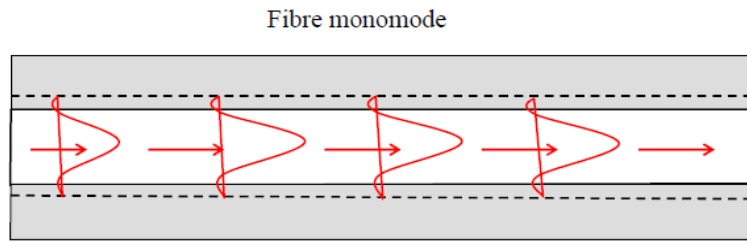


Figure II.1 : Dispersion de guide d'onde [31]

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 :

$$T_{\text{guid}} = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk} \quad (\text{II-05})$$

où β : Constante de propagation et k : vecteur d'onde

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

$$b = \frac{\left(\frac{\beta^2}{k^2}\right) - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} = \frac{\left(\frac{\beta^2}{k^2}\right) - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{II-06})$$

Une autre expression de β peut-être écrite aussi comme :

$$\beta = n_2 k (b\Delta + 1) \quad (\text{II-07})$$

En remplaçant cette équation dans (II-05) nous obtiendrons

$$T_{\text{guid}} = \frac{L}{c} \left(n_2 + n_2 \Delta \frac{d(k\beta)}{dk} \right) \quad (\text{II-08})$$

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

$$V = k a n_2 \sqrt{2\Delta} \quad (\text{II-09})$$

D'où on peut écrire :

$$T_{\text{guid}} = \frac{L}{c} \left(n_2 + n_2 \Delta \frac{d(Vb)}{dV} \right) \quad (\text{II-10})$$

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 :

$$T_{\text{guid}}(\lambda) = \frac{n_2 \Delta L}{c} \frac{d(Vb)}{dV} \quad (\text{II-11})$$

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 :

$$\Delta\tau_{\text{guid}} = \Delta\lambda \frac{d\lambda_{\text{guid}}}{d\lambda} = \Delta\lambda \frac{dV}{d\lambda} \frac{d\lambda_{\text{guid}}}{dV} \quad (\text{II-12})$$

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

$$\frac{dV}{d\lambda} = -\frac{V}{\lambda} \quad (\text{II-13})$$

Aussi en utilisant l'équation (II-11) nous pouvons obtenir l'équation de la dispersion du guide. Elle est donnée par:

$$\Delta\tau_{\text{guid}} = -\frac{V}{\lambda} \Delta\lambda \frac{d\lambda_{\text{guid}}}{dV} = \frac{n_2 L \Delta}{c} \left(V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \right) \quad (\text{II-14})$$

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

$$b(V) = 1 - \frac{u^2}{V^2} = \frac{\left(\frac{\beta^2}{\kappa^2} \right) - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} = \frac{\beta/k - n_2}{n_1 - n_2} \quad (\text{II-15})$$

$$\text{D'où : } \beta = \kappa \sqrt{n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2) b} \quad (\text{II-16})$$

II.1.3 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 II.2 montre l'évolution de l'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde dans la silice.

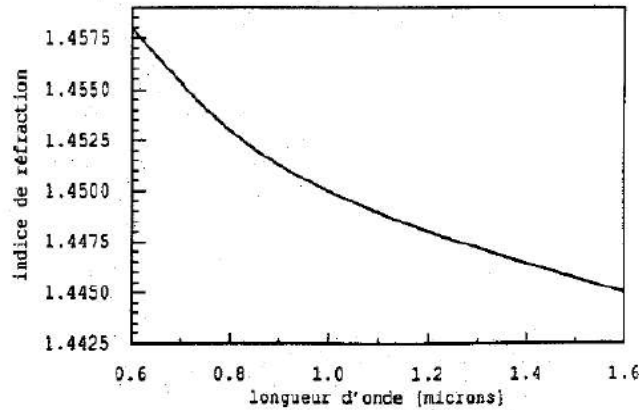


Figure II.2 : Indice de réfraction en fonction de longueur d'onde [32]

Pour mieux comprendre le phénomène de la dispersion du matériau, faisons 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 [33].

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.

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

Tableau II.1 : valeurs d'indice de réfraction

Parce que n est défini comme le rapport $\frac{V}{c}$, 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 :

$$n_v = \frac{c}{V_v} = 1,607 \text{ et } n_r = \frac{c}{V_r} = 1,569 \quad (\text{II-17})$$

En utilisant la relation $\lambda = V.T$, on en déduit :

$$\lambda_v = V_v.T = 400\text{nm} \text{ et } \lambda_r = V_r.T = 600\text{nm} \quad (\text{II-18})$$

La relation de dispersion du matériau est donnée comme étant [34] :

$$\Delta T_{\text{mat}} = -\frac{L}{c} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \left(\lambda^2 \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right) \quad (\text{II-19})$$

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

II.1.4 Dispersion chromatique [30] [35] [36]

Chaque fréquence qui est excitée dans la fibre n'a pas la même vitesse, d'où la déformation a l'issue de la propagation.

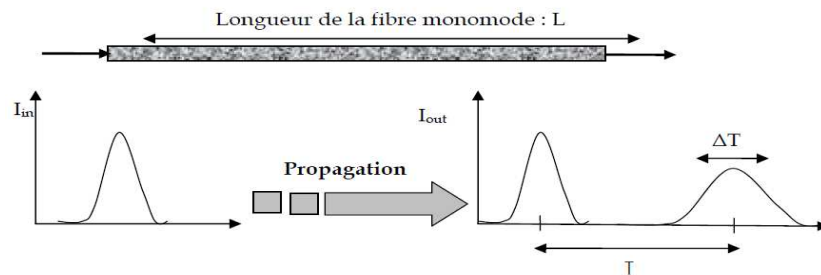


Figure II.3 : Dispersion chromatique dans une fibre optique

Dans une fibre monomode, la dispersion chromatique provient de deux causes principales :

- ❖ La dispersion du matériau D_m

Elle est liée à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde par la relation :

$$D_m(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (\text{II-20})$$

D_m varie d'environ -100ps/km/nm à $0,85\mu\text{m}$; $+25\text{ps/km/nm}$ à $1,55\mu\text{m}$ pour la silice, elle s'annule à $1,27\mu\text{m}$.

❖ La dispersion du guide D_g

Elle est liée à la structure géométrique du guide d'onde, elle est toujours négative et dépend des paramètres de la fibre.

$$D_g(\lambda) = -\frac{n_2 - n_1}{c\lambda} \left(V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} \right) \quad (\text{II-21})$$

$$\text{Avec } V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} = 0,08 + 0,5439(2,834 - V)^2 \quad (\text{II-22})$$

La dispersion chromatique D est par la somme de D_m et D_g :

$$D = D_m + D_g \quad (\text{II-23})$$

À cause de la dispersion chromatique la vitesse de groupe V_g à l'intérieur d'un mode de propagation varie en fonction de la longueur d'onde λ . Le retard de groupe du signal après une longueur de propagation L sera alors :

$$t_g = \frac{L}{V_g(\lambda)} = L \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \quad (\text{II-24})$$

Pour un signal optique possédant un spectre de largeur $\Delta\lambda$, la dispersion du temps de retard de groupe T_g peut s'écrire :

$$T_g = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (\text{II-25})$$

II.2 Les pertes extrinsèques

II.2.1 Atténuations due aux raccordements

Lorsqu'on raccorde bout à bout, par épissure ou à l'aide d'un connecteur, deux fibres optiques, on voit apparaître des pertes ponctuelles dues à 3 types de causes :

Réflexion de Fresnel aux deux interfaces verre-air (au total 8 %). Dans le cas où l'on utilise des connecteurs, on peut éviter cette réflexion en utilisant un liquide adaptateur d'indice (qui de plus protège les faces des fibres). Une autre technique consiste à polir les faces des fibres en biais pour éviter que la lumière réfléchie retourne dans la fibre.

Différence entre les paramètres de deux fibres (en principe identiques, ce qui n'est pas le cas en pratique à une certaine tolérance près) ;

Mauvais positionnement relatif : excentrement transversal, désalignement angulaire, écartement longitudinal.

II.2.2 Atténuation due aux courbures [37]

En pratique, l'effet d'une courbure locale est négligeable lorsque le rayon de courbure R est grand devant un rayon critique R_c donné empiriquement par :

- Pour une fibre monomode :

$$R_c = 20 \frac{\lambda}{(n_1 - n_2)} \left(2,75 - \frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{-3} \quad (\text{II-26})$$

- Pour une fibre multimode :

$$R_c = \frac{2 a n_1^2}{O N^2} \quad (\text{II-27a})$$

Lorsque R n'est pas trop proche de R_c , la perte transitoire à l'entrée de la courbure dans une fibre multimode, due au filtrage spatial, vaut environ :

$$R_c = 10 \log \left(\frac{R}{R - R_c} \right) \quad (\text{II-27b})$$

Dans les deux cas, on remarque qu'une forte différence d'indices permet d'être moins sensible aux courbures ainsi qu'aux micro-courbures. C'est aussi le cas d'un petit diamètre de cœur. L'ordre de grandeur de ce rayon critique est de quelques centimètres, ce qui implique des précautions lors de la pose des câbles. On peut cependant tolérer une perte locale sur une liaison courte lorsqu'il n'est pas possible de trouver un autre chemin pour le câble.

II.2.3 Atténuation due aux micro-courbures [37]

Il est plus complexe. Il dépend de l'amplitude des déformations mais aussi de leurs répartitions spatiales. La perte augmente avec la contrainte appliquée à la fibre mais d'une façon dépendante de la manière dont cette contrainte crée une déformation. Elle est en général étalonnée expérimentalement.

L'atténuation linéique due aux mêmes micro-courbures pour une fibre donnée, à partir de l'atténuation mesurée sur une fibre de référence, est de :

$$\alpha_{\text{mono}} = 0,05 \alpha_{\text{multi}} k_0^4 \omega_0^6 \frac{O N^2}{a_m^2} \quad (\text{II-28})$$

a_m et ON se rapportent à la fibre multimode, ω_0 à la fibre monomode. Cette formule permet de comparer deux fibres, quel que soit leur type, mais leurs caractéristiques mécaniques (diamètres extérieurs et matériaux) doivent être les mêmes. Les fibres monomodes sont plutôt moins sensibles que les fibres multimodes à gradient d'indice.

Pour réduire les micro-courbures par amortissement des contraintes et pour empêcher la propagation de fissures, il faut que les fibres aient des revêtements de protection.

II.3 Les pertes intrinsèques

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

La courbe d'atténuation est caractérisée par :

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

Ces pertes intrinsèques sont dues principalement à deux phénomènes dont les effets se cumulent. Il s'agit de :

- Pertes provoquées par l'absorption du matériau constituant la fibre.
- Pertes provoquées par la diffusion de ce matériau.

II.3.1 Perte 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 [32]:

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (\text{II- 29})$$

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 [38]. Un autre type d'absorption peut être envisagé, c'est le phénomène 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 [39].

La perte par absorption est caractérisée par un coefficient noté α_A dont les valeurs typiques en fonction de la longueur d'onde sont consignées sur le tableau II.2.

λ (μm)	0,5	0,55	0,6	0,7	0,75	0,8	0,85	0,9	1,0
α_A (dB/km)	19,5	16,0	18,0	8,0	4,9	3,4	3,1	3,4	5,5

λ (μm)	1,2	1,3	1,32	1,4	1,5	1,55	1,62	1,675	1,8
α_A (dB/km)	2,5	0,5	0,65	8,0	1,0	0,3	0,4	1,6	5,8

Tableau II.2 : Valeurs typiques du coefficient d'absorption α_A

II.3.2 Perte par diffusion de Rayleigh

La diffusion de Rayleigh est produite par des inhomogénéités du matériau sur des distances inférieures à la longueur d'onde de la lumière, telles que les fluctuations locales de densité figées pendant le processus de fabrication de la fibre, ou des fluctuations de concentration des dopants [40].

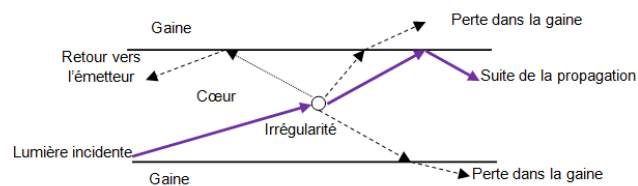


Figure II.4 : Diffusion de Rayleigh dans une fibre optique

Elle est donnée par les relations suivantes:

- Pour une fibre en silice pure, on a :

$$\alpha_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 \rho^2 \beta_c k T_F \quad (\text{II-30})$$

Avec : n indice de réfraction de la fibre; ρ : Coefficient photo-élastique moyenne
 T_F : Température fictive, β_c : Compressibilité isothermique et k : Constante de Boltzmann.

➤ Pour une fibre silice à cœur dopé au germanium, on obtient numériquement :

$$\alpha_{RD} = \frac{0,75 + 66 \Delta n^+}{\lambda^4} \quad (II-31)$$

Avec : λ en microns,

Δn^+ : La différence absolue d'indice entre le cœur dopé au germanium et la silice pure.

Cette dépendance incite à travailler à des longueurs d'ondes élevées donc dans l'infrarouge.

Et le coefficient d'atténuation total est donné par :

$$\alpha_{Total} = \alpha_A + \alpha_R \text{ ou } \alpha_{Total} = \alpha_A + \alpha_{RD} \quad (II.32)$$

II.3.3 Représentation spectrale des pertes

L'allure typique de la perte intrinsèque des fibres optiques, due aux phénomènes de diffusion et d'absorption, en fonction de la longueur d'onde est indiquée par la Figure II.5.

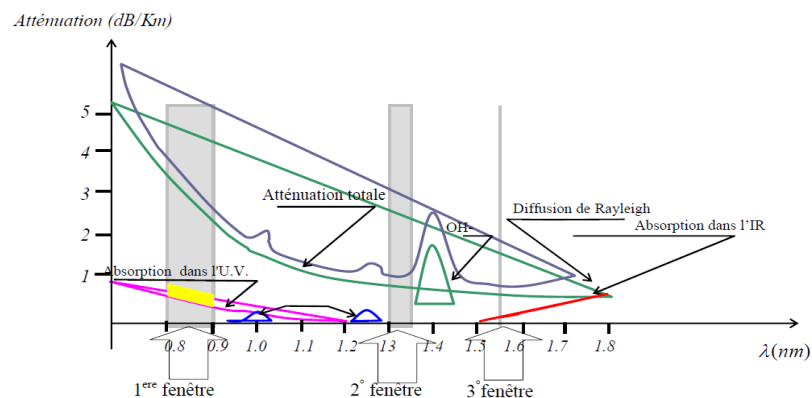


Figure II.5 : Perte intrinsèque de la fibre optique [31]

En superposant ces pertes, trois fenêtres spectrales avec une perte assez faible apparaissent.

La fenêtre de 0,8 à 0,9 μm correspond à une perte de 2,5 dB.km⁻¹ en moyenne et a été historiquement la première utilisée.

La fenêtre de 1,3 à 1,4 μm correspond à une perte moindre de 0,7dB.km⁻¹ 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 de 1,5 à 1,6 μm correspond à une perte 0,2dB.km⁻¹ (une fibre monomode), 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 une fibre optique dans des intervalles dits fenêtres optiques plus convenant quant aux effets de la perte. À cet effet, la technologie de la fibre, les dispositifs d'émission et de réception sont optimisés pour leur utilisation dans ces fenêtres.

II.3.4 Bande passante de la fibre optique

Dans tous les systèmes 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 brève très proches dans le temps, on trouve trois signaux ayant une forme d'une onde de type Gaussienne (Figure II.6).

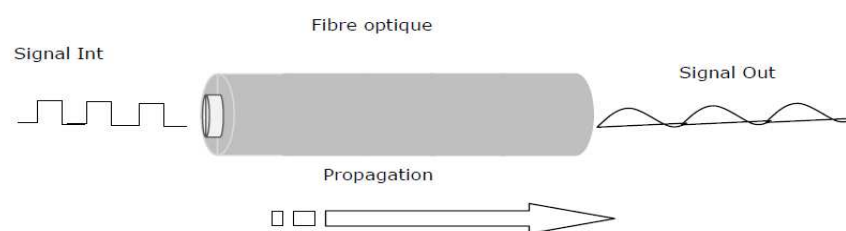


Figure II.6 : Distorsion des impulsions à la réception due à la dispersion de la fibre

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. 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.

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 [37] :

$$B_{\text{Total}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{B_m^2} + \frac{1}{B_c^2}}} \quad (\text{II-33})$$

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 limitée par la dispersion chromatique, tandis que le cas d'une fibre multimode, 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 [37] :

$$B_m = \frac{B_{m_0}}{L^\gamma} \quad (\text{II-34})$$

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 :

$$B_c = \frac{0,44 \cdot 10^{-6}}{\mu \cdot \Delta\lambda \cdot L} \quad (\text{II-35})$$

Où $\Delta\lambda$: est la largeur spectrale de la source à mi amplitude (figure II.7)

L : Longueur de la liaison fibre optique,

μ : Coefficient de dispersion chromatique.

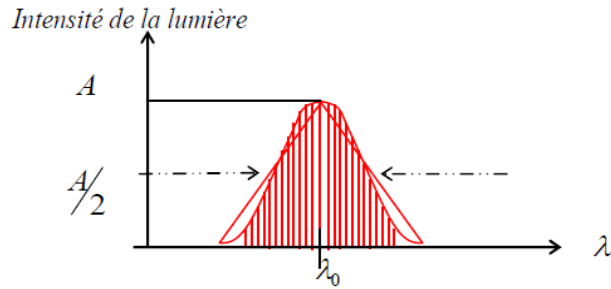


Figure II.7 : Largeur de spectre de la source optique

Le coefficient de dispersion chromatique est défini par la relation :

$$\mu = \frac{\partial \tau(\lambda)}{\partial \lambda} \quad (\text{II-36})$$

μ : S'exprime en $\text{ps} / \text{nm.km}$ 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 $\lambda_{\text{réf}} = 1300\text{nm}$.

II.4 Les effets non-linéaires

La réponse d'un milieu diélectrique à la lumière qui le traverse devient non-linéaire pour des champs électromagnétiques intenses. Elle 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 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 ($< 1 \text{ dB} / \text{km}$) [29]. Ils se voient surtout dans les fibres monomodes et se traduisent par une atténuation du signal en fonction de l'augmentation de $P_{\text{transmise}}$ et une création de nouvelles longueurs d'onde à partir du signal.

Dans une fibre optique, seule la réfraction non-linéaire joue un rôle significatif [41]. La plupart des effets non-linéaires 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 [42].

Dans une fibre optique 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 et conduit à un certain nombre de phénomènes aussi intéressants que complexes.

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 [43] [44].

Cependant, les non-linéarités n'apportent pas seulement des limitations aux systèmes optiques. Il existe de nombreuses applications les mettant à profit [45]. On trouve par exemple : les solitons issus de la compensation de la dispersion chromatique par les effets non-linéaires [46], les lasers et les amplificateurs Raman [47].

II.4.1 L'effet Kerr optique [40] [48]

Il apparaît lorsque l'intensité du signal devient si importante qu'elle peut modifier significativement l'indice moyen de réfraction n de la fibre.

L'effet Kerr optique est découvert en 1875 par le Physicien Ecossais John Kerr. Sous l'action d'un champ lumineux intense, l'indice de réfraction d'un milieu transparent accuse une variation considérée en première approximation comme locale et instantanée.

Cette modification provient de la création de dipôles induits dans le matériau par déplacement du centre de gravité des charges électroniques négatives par rapport à celui des charges nucléaires positives. Cet effet non-linéaire se caractérise par la relation de constitution suivante :

$$n = n_0 + |E|^2 = n_0 + n_2 I \quad (II-37)$$

Avec n_0 : L'indice de réfraction linéaire de la silice, n_2 : L'indice de réfraction non-linéaire, E : L'amplitude du champ électrique et I : L'intensité du signal

Cette dépendance de l'indice moyen de réfraction à l'intensité du signal est à l'origine de certains effets non-linéaires intéressants comme l'auto-modulation de phase (SPM) et la modulation de phase croisée (XPM).

II.4.2 L'auto-modulation de phase (SPM) [49] [50] [51]

Une première conséquence de l'effet Kerr optique se traduit par un phénomène d'auto-modulation de phase (SPM). Une impulsion lumineuse induit une modification d'indice dans le milieu de propagation, et donc une modulation de phase parasite. Le déphasage ainsi généré sera nommé phase non-linéaire Φ_{nl} .

$$\Phi_{nl} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \frac{n'}{A_{eff}} P_0 e^{-\alpha z} dz \quad (II-38)$$

Où n' est le coefficient Kerr, A_{eff} l'aire effective de la fibre, P_0 la puissance initiale, α le coefficient d'atténuation, λ la longueur d'onde du signal utile et L , la longueur de la fibre.

Ses variations, au niveau des fronts de l'impulsion, induisent une variation de la fréquence du signal, tel que le décalage est négatif sur les fronts montants et positif sur les fronts descendants et augmente en valeur absolue avec la distance. De plus, elle provoque la génération de nouvelles fréquences dans le spectre du signal. Ainsi, les fréquences présentes au sein même des impulsions ne sont donc plus en phase. On dit alors que les impulsions présentent du « chirp ».

De plus l'auto-modulation de phase a une relation directe avec la dispersion chromatique de la fibre. En effet, nous rappelons qu'une dispersion normale (<0) a pour effet de répartir les fréquences d'une impulsion de la même manière que l'auto-modulation de phase (basse fréquence à l'avant et haute fréquence à l'arrière de l'impulsion), ainsi les deux effets combinés provoquent un important élargissement temporel des impulsions du signal. Par contre, dans le cas de la dispersion anormale (>0), les basses fréquences se propagent moins vite dans la fibre que les hautes fréquences, les deux effets vont donc se compenser périodiquement et un régime solitonique est alors créé.

II.4.3 La modulation croisée (XPM) [49] [50] [51]

L'autre conséquence de l'effet Kerr est visible. Si plusieurs ondes se propagent dans la fibre, alors la non-linéarité induit une modulation de phase croisée (XPM). Ce type de modulation résulte en premier lieu de l'interaction non-linéaire entre les différents canaux d'un signal WDM, qui ne se manifestent donc qu'en transmission WDM. Et en deuxième lieu d'un déphasage induit par l'effet Kerr. Cependant, contrairement à la SPM, la XPM est la conséquence sur un canal

optique WDM d'un déphasage induit par la présence d'un signal optique issu d'un canal voisin. L'effet global est de décaler dans le temps les impulsions véhiculées par les canaux.

II.4.4 Mélange à quatre ondes [49] [50] [51]

Le mélange à quatre ondes (Four Wave Mixing ou FWM) apparaît aussi dans les transmissions avec plusieurs porteuses optiques sur une seule fibre. Elle se manifeste par le produit d'intermodulation des canaux comme dans les systèmes radioélectriques. L'effet du mélange à quatre ondes est d'autant plus important que la puissance transportée par les canaux est plus élevée, et que l'espacement entre les canaux et la dispersion chromatique est faible.

II.5 Les diffusions stimulées [49] [50] [51]

Contrairement à l'effet Kerr, les diffusions stimulées impliquent un transfert partiel d'énergie du champ optique vers le milieu de propagation. Dans une fibre optique, on peut engendrer essentiellement deux types de diffusions stimulées, la diffusion Brillouin (SBS) et la diffusion Raman (SRS).

La conséquence générale est que lorsque la puissance excède un certain seuil caractéristique du phénomène (une dizaine de milliwatts pour l'effet Brillouin et de 300 à 600 mW pour l'effet Raman dans la silice), le signal utile, agissant comme une pompe, transfère une quantité non négligeable d'énergie au milieu.

II.5.1 L'effet Brillouin [49] [50] [51]

La diffusion Brillouin stimulée (SBS) dans une fibre optique a été observée pour la première fois en 1972. Elle correspond à l'interaction entre les modes électromagnétiques et sonores de la fibre, c'est-à-dire, entre les photons et les phonons acoustiques c.à.d. une interaction entre une onde lumineuse et une onde acoustique générée par électrostriction (créer une onde acoustique par effet thermique, mécanique ou optique). Elle n'agit efficacement que sur des faisceaux ayant des spectres assez fins, de quelques dizaines de mégahertz, donc d'une durée suffisante, au moins de quelques dizaines de nanosecondes.

Cette diffusion provoque un gain beaucoup plus élevé que celui de Raman (facteur 500). Le seuil de puissance pompe où apparaît le phénomène a été estimé par :

$$P_{\text{seuil}} = \frac{21\alpha}{|G_B|} A_{\text{eff}} \quad (\text{II-39})$$

Son gain élevé et les longues distances d'interaction font que le SBS est l'un des effets non-linéaires prédominants dans les systèmes optiques. Dans les systèmes multi gigabit, il dégrade considérablement le taux d'erreur binaire.

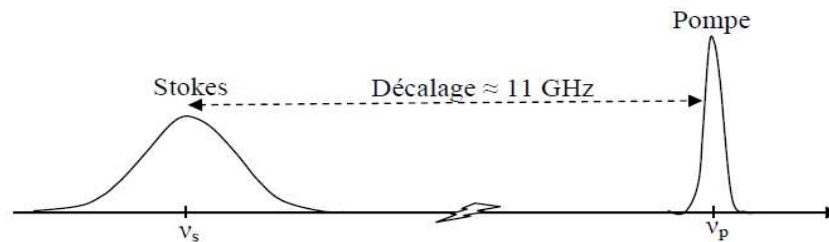


Figure II.8 : Diffusion Brillouin dans une fibre optique en silice à 1,55 µm.

La SBS est similaire à la SRS, la différence entre les deux est principalement dans la fréquence de décalage, la puissance de seuil, la valeur du gain et la largeur de raie.

II.5.2 L'effet Raman [49] [50] [51]

L'un des effets non-linéaires les plus connus est celui du Raman. Il s'agit d'une interaction photon-phonon, qui se traduit par un échange d'énergie entre l'onde optique et les vibrations du matériau dans lequel elle se propage. Cette diffusion est dite stimulée à l'existence d'une forte puissance de pompe. Pour créer cette diffusion Raman stimulée (SRS) malgré la faible valeur du "Gain Raman" GR dans la silice, on doit satisfaire :

- une forte densité de puissance $I_0 = P_p / A_{\text{eff}}$ de l'onde pompe (donc avec une très faible section de guidage A_{eff}).
- une grande longueur d'interaction L_{eff} (par l'utilisation d'un grand tronçon de fibre).
- une faible atténuation α .

Ces conditions seront remplies si en sortie, la puissance de l'onde pompe est égale à la puissance du signal, une estimation de la puissance seuil de pompe est donnée par :

$$P_{\text{seuil}} = \frac{16\alpha}{|G_B|} A_{\text{eff}} \quad (\text{II-40})$$

La diffusion Raman spontanée a un seuil d'apparition relativement élevé ($\approx 500\text{mW}$ pour un canal unique) et on peut la considérer négligeable, c'est surtout la diffusion stimulée qu'il faut contrôler pour les applications WDM à cause d'éventuels problèmes de diaphonie.

La solution sera de réduire fortement la puissance de chaque canal.

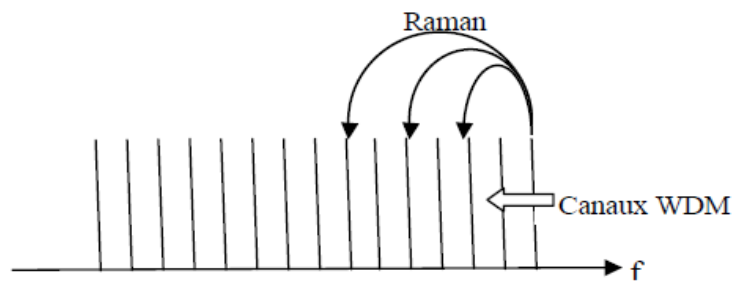


Figure II.9 : Diffusion Raman dans le contexte WDM.

Malgré que la fibre optique soit considérée comme le meilleur support de transmission, elle présente des limitations majeures pouvant provoquer une grande déformation du signal émis en dégradant sa qualité au bout d'une longueur de transmission donnée. Pour les évaluer quantitativement, nous allons effectuer une simulation en précisant que nous limitons notre étude sur la diffusion Rayleigh pour laquelle des formules théoriques sont disponibles.

Troisième chapitre : Simulation de la diffusion de Rayleigh dans une fibre optique

Chapitre III : Simulation de la diffusion de Rayleigh dans une fibre optique

Ce dernier chapitre de notre travail est consacré à la conception et à la réalisation d'une interface de simulation permettant d'étudier la diffusion de Rayleigh dans une fibre optique. Cette étude est indispensable pour pouvoir examiner les aspects numériques de la diffusion de Rayleigh selon les théories présentées dans le chapitre précédent. Pour ce faire, nous allons d'abord détailler les objectifs ainsi que les algorithmes de la simulation. Ensuite nous présenterons l'interface de simulation proprement dit ainsi que les résultats correspondants.

III.1 Objectifs et algorithme de la simulation

III.1.1 Objectifs

Notons que les théories présentées dans le chapitre précédent exposent deux origines différentes de l'atténuation du signal propageant dans une fibre optique. Il y a les pertes dues à l'absorption du matériau qui sont reliées à sa composition (présence des ions OH^- et molécules de SiO_2). D'autre part la structure amorphe du verre provoque le phénomène de diffusion pour des longueurs d'onde correspondantes aux fenêtres de télécommunication. Nous nous intéresserons précisément à la diffusion de Rayleigh. La variation de l'atténuation par absorption en fonction de la longueur d'onde étant connue, il nous reste donc à étudier la variation du coefficient de diffusion de Rayleigh α_R en fonction des paramètres pouvant l'influencer d'après la formule (II.30) pour le cas de la silice pure. Par ailleurs, la formule (II.31) nous donne également le coefficient de diffusion α_{RD} pour le cas d'un cœur dopé au germanium. Nous avons ainsi à étudier quantitativement l'effet de non pureté du matériau constituant le cœur de la fibre. Ces deux coefficients peuvent être estimés soit en dB/km soit en % par rapport à l'atténuation totale.

Cette simulation nous permet alors d'examiner les aspects numériques de la diffusion de Rayleigh et de traiter les trois points suivants :

- Etude du coefficient α_R :
 - Variation de α_R en fonction de la longueur d'onde λ pour une valeur fixée de l'indice du cœur n ,

- Variation de α_R en fonction de l'indice du cœur n pour une valeur fixée de la longueur d'onde λ ,

- Evaluation de α_R avec l'atténuation totale en dB/km,

- Estimation en pourcentage de α_R par rapport à l'atténuation totale.

- Etude du coefficient α_{RD} :

- Variation de α_{RD} en fonction de la longueur d'onde λ pour une valeur fixée de la différence absolue d'indice Δn^+ ,

- Variation de α_{RD} en fonction de la différence absolue d'indice Δn^+ pour une valeur fixée de la longueur d'onde λ ,

- Evaluation de α_{RD} avec l'atténuation totale en dB/km,

- Estimation en pourcentage de α_{RD} par rapport à l'atténuation totale.

- Comparaison de α_R et α_{RD} en fonction de la longueur d'onde λ :

- Influence de l'indice du cœur n ,

- Influence de la différence absolue d'indice Δn^+ .

Les trois points précédents se traitent un après l'autre dans l'ordre tel qu'ils sont représentés et nous allons successivement :

1) Représenter la courbe montrant la variation de α_R en fonction de λ pour une valeur donnée de n ,

2) Représenter la courbe montrant la variation de α_R en fonction de n pour une valeur donnée de λ ,

3) Evaluer le coefficient α_R par rapport à l'atténuation totale en tenant compte de la perte par absorption,

4) Déterminer la contribution de α_R en pourcentage par rapport à l'atténuation totale en fonction de λ ,

5) Représenter la courbe montrant la variation de α_{RD} en fonction de λ pour une valeur donnée de Δn^+ ,

6) Représenter la courbe montrant la variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ pour une valeur donnée de λ ,

7) Evaluer le coefficient α_{RD} par rapport à l'atténuation totale en tenant compte de la perte par absorption,

8) Déterminer la contribution de α_{RD} en pourcentage par rapport à l'atténuation totale en fonction de λ ,

- 9) Comparer les courbes représentatives de α_R et α_{RD} en fonction de λ pour des valeurs données de n et Δn^+ ,
- 10) Modifier les valeurs de n et Δn^+ tout en comparant α_R et α_{RD} .

III.1.2 Algorithme

D'après les objectifs précédents, notre simulation se fait en trois étapes : la première étape consiste à choisir l'étude à effectuer : α_R , α_{RD} ou comparaison des deux. La deuxième étape consiste à choisir la variable d'étude à considérer : λ et n pour α_R , λ et Δn^+ pour α_{RD} et uniquement λ pour la comparaison des deux. Enfin, la troisième étape est consacrée au calcul numérique et à la représentation graphique des résultats obtenus selon les choix précédents. Ces trois étapes sont illustrées sur la figure III.1.

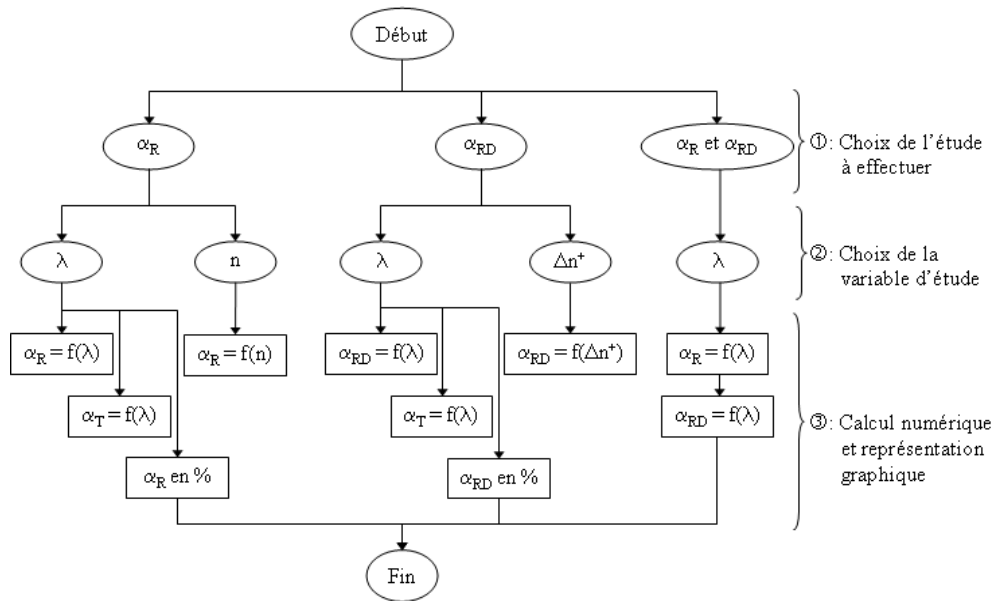


Figure III.1 : Algorithme de la simulation

Notre étude se fait tout en tenant compte des caractéristiques des fibres optiques en tant que supports de transmission de signal. La longueur d'onde λ doit alors varier en tenant compte des trois fenêtres de transmission optique classiques à savoir la fenêtre de $0,8\mu\text{m}$ à $0,9\mu\text{m}$, la fenêtre de $1,3\mu\text{m}$ à $1,4\mu\text{m}$ et la fenêtre de $1,5\mu\text{m}$ à $1,6\mu\text{m}$. Il est donc raisonnable de considérer des valeurs de λ comprises entre $0,5\mu\text{m}$ et $1,8\mu\text{m}$. Les valeurs possibles des paramètres de la simulation sont consignées dans le tableau III.1.

Paramètres	Valeur(s) possible(s)
Longueur d'onde λ	0,5 μm à 1,8 μm ; 1,5 μm par défaut
Indice du cœur n	1,3 à 1,5 ; 1,46 par défaut
Coefficient photo-élastique moyenne ρ	0,286
Compressibilité isothermique β_c	$7 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$
Constante de Boltzmann k	$1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
Température fictive T_F	1950 K
Différence absolue d'indice Δn^+	10^{-5} à 10^{-1} ; 10^{-3} par défaut

Tableau III.1 : Valeurs possibles des paramètres de la simulation

Pour faciliter la réalisation de notre étude vu le nombre de paramètres à considérer, l'établissement d'une interface de simulation s'avère indispensable. Cette interface doit être établie avec un langage de programmation présentant une très grande souplesse aussi bien pour le calcul numérique que pour la représentation graphique. Pour cela, nous pouvons faire appel au logiciel de programmation MATLAB qui est actuellement très utilisé dans le domaine scientifique et que nous allons présenter par la suite.

III.2 Présentation de MATLAB et de l'interface de simulation

III.2.1 Présentation de MATLAB

MATLAB est l'abréviation de MATrix LABoratory. C'est à la fois un langage et une plate-forme de programmation. Il fut conçu initialement, au début des années 1980, pour manipuler aisément des matrices à l'aide de fonctions pré-programmées. Cette orientation calcul matriciel a depuis évolué vers un outil pouvant être vu comme une super-calculatrice graphique et regroupant dans la version de base la quasi-majorité des problèmes numériques.

MATLAB est un logiciel interactif disposant d'un vaste ensemble de procédures ou sous-programmes directement utilisables par une simple instruction. Il présente un environnement puissant, complet et facile à utiliser destiné au calcul scientifique. La particularité de MATLAB est qu'il permet de travailler interactivement soit en mode commande, soit en mode programmation tout en ayant toujours la possibilité de faire des visualisations graphiques. Dans MATLAB, aucune déclaration n'est à effectuer sur les nombres et les variables. En effet, il n'existe pas de distinction entre les nombres entiers, les nombres réels, les nombres complexes, la

simple précision ou la double précision. Cette caractéristique facilite considérablement le mode de programmation.

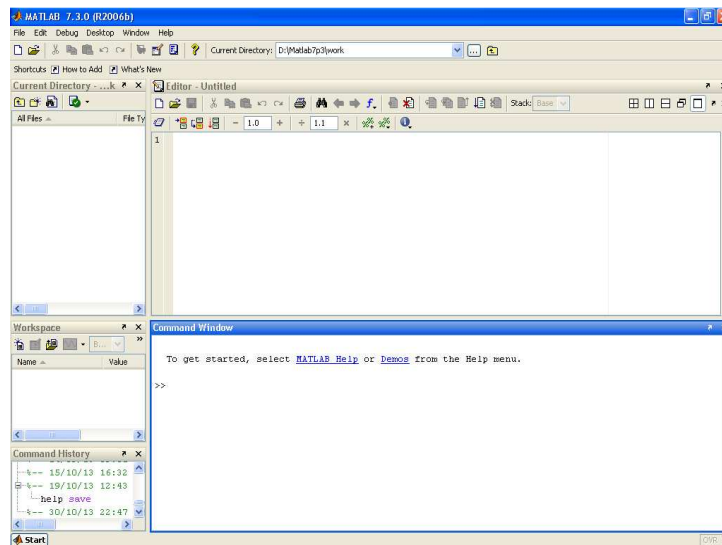


Figure III.2 : Accueil graphique du MATLAB, version 7.3

À titre d'illustration, la Figure III.2 nous montre l'accueil graphique de la version 7.3 de MATLAB qui date d'Août 2006. Nous distinguons principalement deux fenêtres primaires et trois fenêtres secondaires :

Les deux fenêtres primaires sont les suivantes :

- « Command Windows » ou fenêtre de commande : pour taper directement des instructions, introduire des données, afficher des résultats, lancer un programme et visualiser d'éventuels messages d'erreurs,
- « Editor » ou éditeur : pour saisir, modifier ou enregistrer des instructions formant des programmes. Il est aussi possible de lancer directement un programme à partir de l'éditeur.

Les trois fenêtres secondaires sont telles que :

- « Current Directory » ou répertoire courant : pour connaître la liste des fichiers dans le répertoire de travail en cours,
- « Workspace » ou espace de travail : pour connaître la liste des variables déjà utilisées,
- « Commande History » ou historique des commandes : pour connaître la liste des instructions déjà tapées sur la fenêtre de commande.

Considéré comme un des meilleurs langages de programmation scientifique, MATLAB possède les caractéristiques suivantes :

- programmation aisée,
- continuité parmi les valeurs entières, réelles et complexes,
- gamme étendue des nombres et leurs précisions,
- bibliothèque mathématique très compréhensible,
- outil graphique incluant des fonctions d'interface graphique et des utilisateurs,
- possibilité de liaison avec les autres langages classiques de programmation tels que C, Fortran, etc.

L'approche matricielle de MATLAB permet de traiter des données sans aucune limitation de taille et de réaliser des calculs numériques de façon fiable et rapide. Dans MATLAB, aucune déclaration n'est à effectuer sur la nature des variables.

Bref, les possibilités de calculs numériques et de représentations graphiques offertes par MATLAB nous permettront d'établir aisément notre interface de simulation et la version 7.3 (figure III.2) est déjà satisfaisante pour atteindre notre objectif.

III.2.2 Fichiers programmes nécessaires

Les détails de programmation en MATLAB ne sont pas donnés ici, mais nous limitons à décrire brièvement les fichiers programmes nécessaires pour le bon fonctionnement de l'interface de simulation. Nous avons créé six fichiers au total avec un programme principal et cinq sous-programmes. Le programme principal est appelé « diffusion.m ». Il assure l'affichage de la fenêtre d'accueil de l'interface de simulation (figure III.4) ainsi que la liaison entre les différents sous-programmes représentés sur la figure III.3.

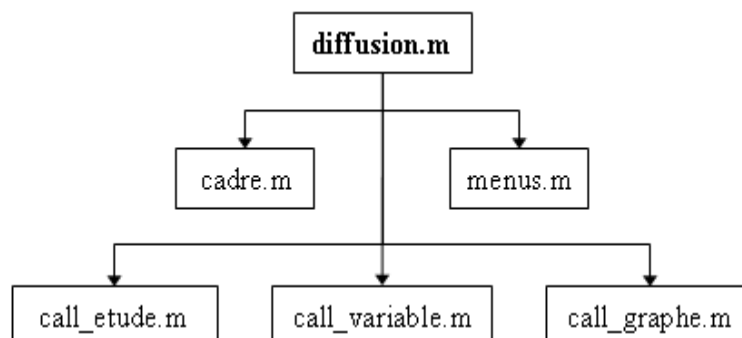


Figure III.3 : Fichiers programmes nécessaires pour la simulation

- diffusion.m : affichage de la fenêtre d'accueil représentée sur la figure III.4,

- cadre.m : création de cadre pour bien séparer les différentes zones de la fenêtre graphique,
- menus.m : définition des actions à exécuter en cliquant sur chaque sous-menu des menus « Fenêtre » et « Affichage »,
- call_etude.m : définition des actions à exécuter en cliquant sur chaque bouton de la zone « Etude »,
- call_variable.m : définition des actions à exécuter en cliquant sur chaque bouton de la zone « Variable »,
- call_graphe.m : définition des actions à exécuter en cliquant sur chaque bouton de la zone « Graphe »,

III.2.3 Fenêtre d'accueil

En lançant le programme principal « diffusion.m », la fenêtre d'accueil représentée sur la figure III.4 s'affiche à l'écran. Conformément aux trois étapes de l'algorithme de la figure III.1, elle est composée de plusieurs zones :

- la zone « Etude » permet de choisir l'étude à effectuer parmi α_R , α_{RD} ou les deux ensembles. L'option « Pourcentage » n'est activée que si l'option « Atténuation totale » est cochée,
- la zone « Variable » permet de choisir la variable d'étude à considérer selon l'étude à effectuer. Seuls les boutons nécessaires sont activés, les boutons qui ne doivent pas être utilisés sont désactivés. Un message d'erreur sera affiché dans le cas où les valeurs introduites ne sont pas en accord avec celles consignées dans le tableau III.1,
- la zone « Graphe » permet d'actualiser les résultats affichés graphiquement sur l'axe après chaque modification. Il est également possible d'afficher ou non un quadrillage sur l'axe pour mieux repérer ses graduations selon le besoin,
- la zone composée d'un axe est réservée pour la représentation graphique des résultats de la simulation,
- la zone constituée par deux menus : le menu 'Fenêtre' permet d'initialiser (retour à l'affichage et aux paramètres par défaut), d'exporter (en un fichier image *.bmp, *.tif ou *.jpg), d'imprimer (vers une imprimante) et de quitter la fenêtre graphique. Le menu 'Affichage' permet d'afficher ou non la barre d'outils standard de toute fenêtre graphique créée avec MATLAB, cette dernière est particulièrement nécessaire pour faire un zoom sur l'axe.

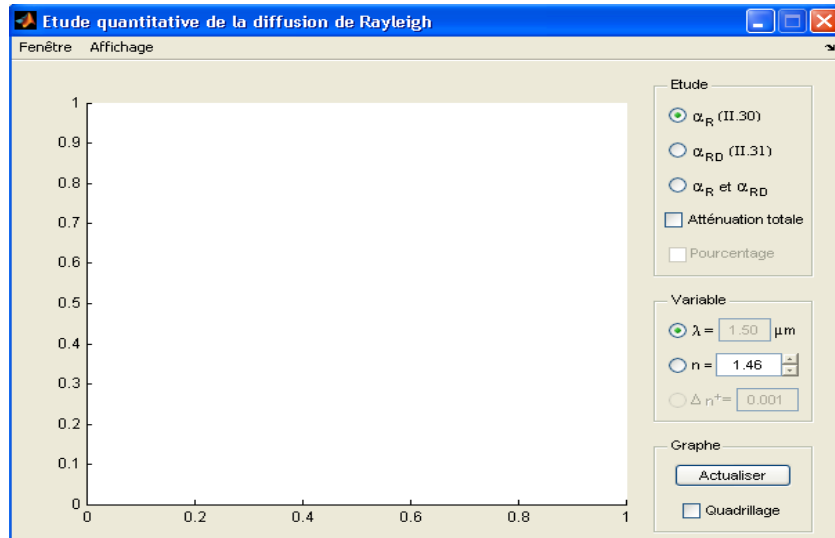


Figure III.4 : Fenêtre d'accueil de l'interface de simulation

La suite de notre travail consiste maintenant à représenter les résultats obtenus avec l'interface de simulation que nous venons de décrire. Bien que l'interface permette d'étudier un très grand nombre de cas, nous allons nous limiter à considérer quelques cas permettant de comprendre les principales caractéristiques de la diffusion de Rayleigh dans une fibre optique.

III.3 Résultats avec le coefficient α_R

III.3.1 Variation de α_R en fonction de λ

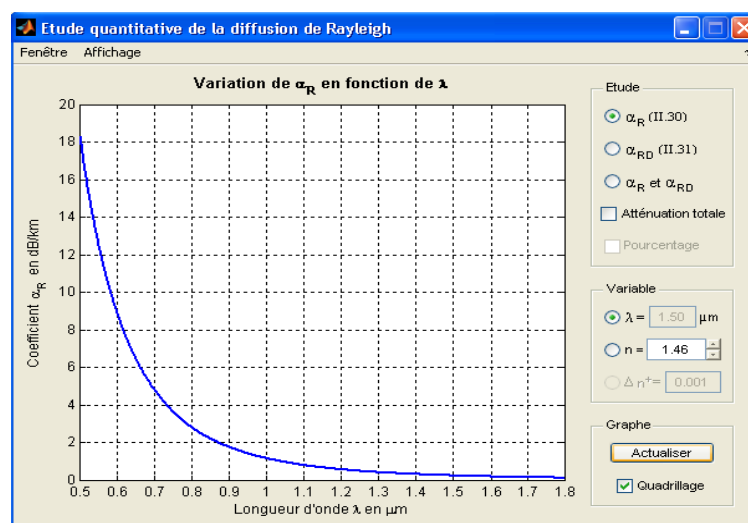


Figure III.5a : Variation de α_R en fonction de λ avec $n = 1,46$

La figure III.5a montre la variation de α_R en fonction de λ avec la valeur par défaut de $n = 1,46$.

Il est évident que α_R décroît en fonction de λ : la décroissance est plus rapide pour des faibles valeurs de λ inférieures à $0,7\mu\text{m}$ où α_R diminue de $18,3\text{dB/km}$ à $4,8\text{dB/km}$ pour λ variant de $0,5\mu\text{m}$ à $0,7\mu\text{m}$. Ensuite, la décroissance diminue et α_R devient inférieur à 1dB/km pour des valeurs de λ supérieures à $1,03\mu\text{m}$ et elle devient ensuite inférieurs à $0,5\text{dB/km}$ pour des valeurs de λ supérieures à $1,22\mu\text{m}$.

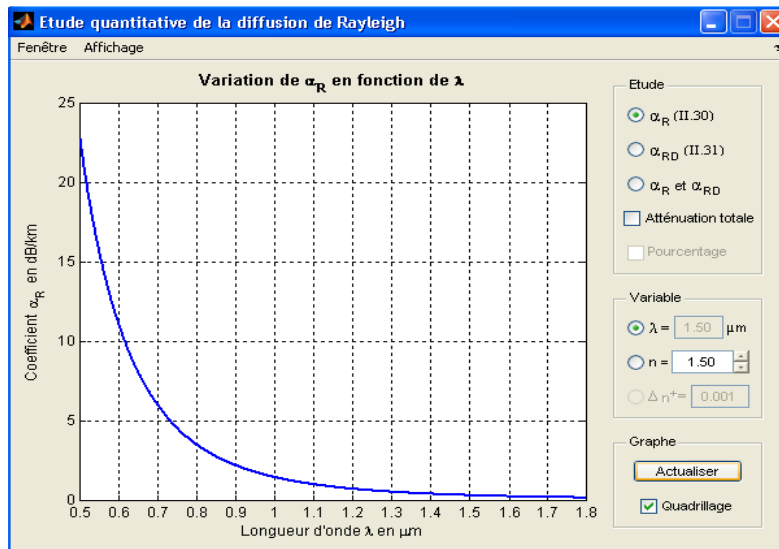


Figure III.5b : Variation de α_R en fonction de λ avec $n = 1,50$

La figure III.5b montre la variation de α_R en fonction de λ avec $n = 1,50$.

Le coefficient α_R décroît toujours en fonction de λ mais les valeurs observées sont plus élevées que celles avec $n = 1,46$ (figure III.5a). α_R décroît plus rapidement pour des faibles valeurs de λ inférieures à $0,7\mu\text{m}$ où il diminue de $22,7\text{dB/km}$ à $5,9\text{dB/km}$ pour λ variant de $0,5\mu\text{m}$ à $0,7\mu\text{m}$. Ensuite, la décroissance diminue et α_R devient inférieur à 1dB/km pour des valeurs de λ supérieures à $1,1\mu\text{m}$ puis α_R devient inférieur à $0,5\text{dB/km}$ pour des valeurs de λ supérieures à $1,3\mu\text{m}$.

III.3.2 Variation de α_R en fonction de n

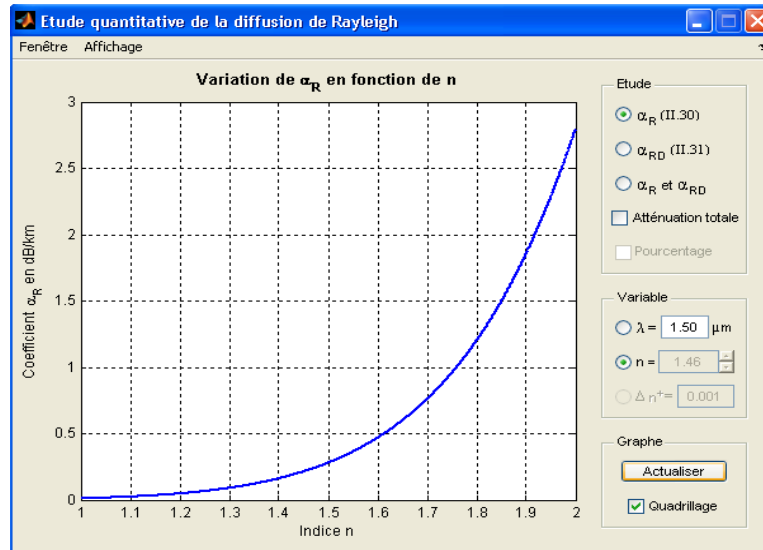


Figure III.6a : Variation de α_R en fonction de n avec $\lambda = 1,50\mu\text{m}$

La figure III.6a montre la variation de α_R en fonction de n avec la valeur par défaut de $\lambda = 1,50\mu\text{m}$.

Il est évident que α_R croît en fonction de n : le coefficient augmente de 0,09dB/km à 0,28dB/km pour n variant de 1,3 à 1,5. Il est égal à 0,22dB/km pour la valeur par défaut de $n = 1,46$.

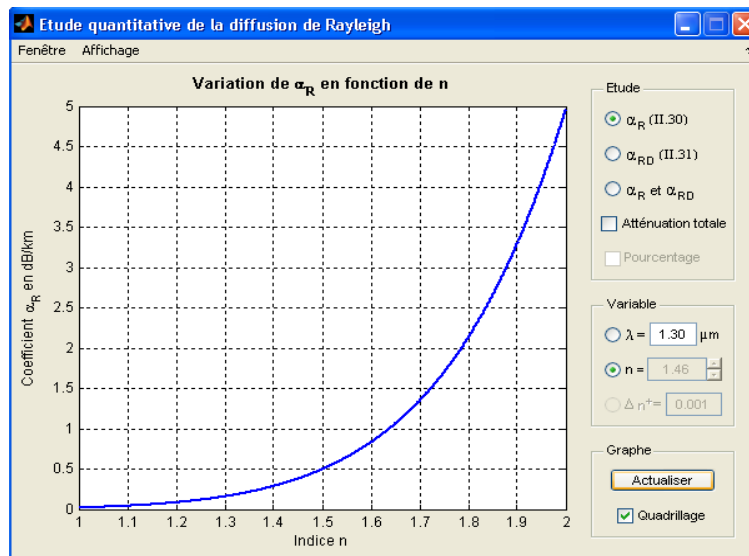


Figure III.6b : Variation de α_R en fonction de n avec $\lambda = 1,30\mu\text{m}$

La figure III.6b montre la variation de α_R en fonction de n avec $\lambda = 1,30\mu\text{m}$.

Le coefficient α_R croît toujours en fonction de n mais les valeurs observées sont plus élevées que celles avec $\lambda = 1,50\mu\text{m}$ (figure III.6a). α_R croit de 0,16dB/km à 0,50dB/km pour n variant de 1,3 à 1,5. Il devient 0,40dB/km pour la valeur par défaut de $n = 1,46$; soit aux environs de deux fois plus élevé que celui avec $\lambda = 1,50\mu\text{m}$.

III.3.3 Evaluation de α_R par rapport à α_{Total}

Le coefficient de diffusion de Rayleigh α_R et le coefficient d'atténuation totale α_{Total} sont représentés sur figure III.7a.

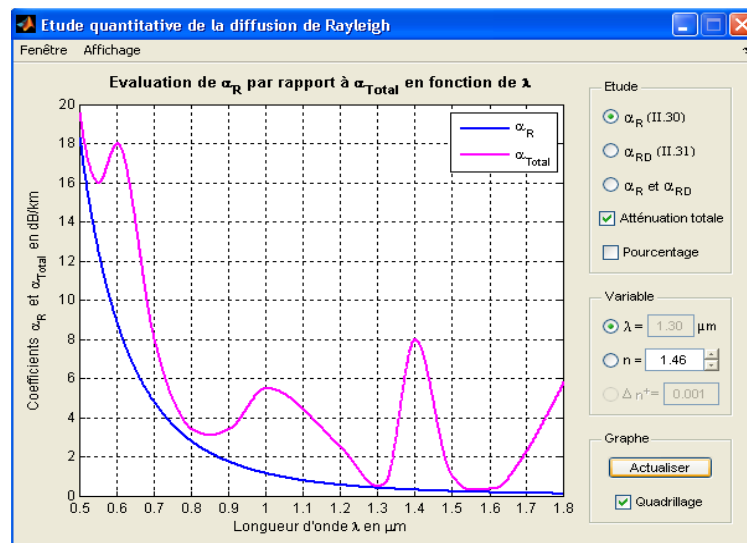


Figure III.7a : Comparaison de α_R avec α_{Total} avec $n = 1,46$

Nous observons que α_R détermine la tendance de base de l'atténuation dans une fibre optique qui décroît généralement en fonction de la longueur d'onde λ . Par ailleurs, il est évident que α_R et α_{Total} sont très voisins pour les trois fenêtres de longueur d'onde couramment utilisées en télécommunication, notamment les fenêtres autour de $0,85\mu\text{m}$; $1,30\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ où α_{Total} présente des minima locaux.

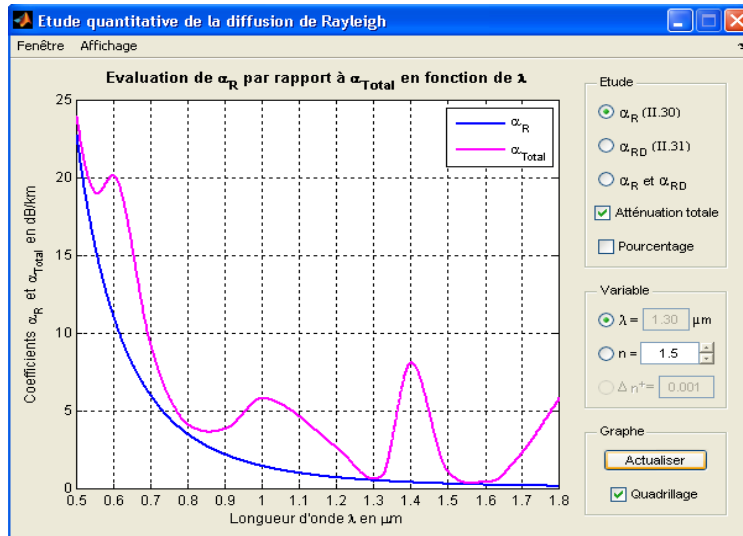


Figure III.7b : Comparaison de α_R avec α_{Total} avec $n = 1,50$

Lorsque la valeur de n augmente, α_R et α_{Total} gardent toujours les mêmes allures comme nous observons sur la figure III.7b avec $n = 1,55$ à la différence que les valeurs d'atténuation observées sont plus élevées que celles de la figure III.7a.

Nous pouvons déduire de cette étude que l'existence des maxima et minima sur α_{Total} sont liés par la présence d'impuretés dans les matériaux qui absorbent à ces différentes longueurs d'onde.

Pour terminer notre étude sur α_R , examinons sa contribution sur l'atténuation dans la fibre en estimant son pourcentage par rapport à α_{Total} .

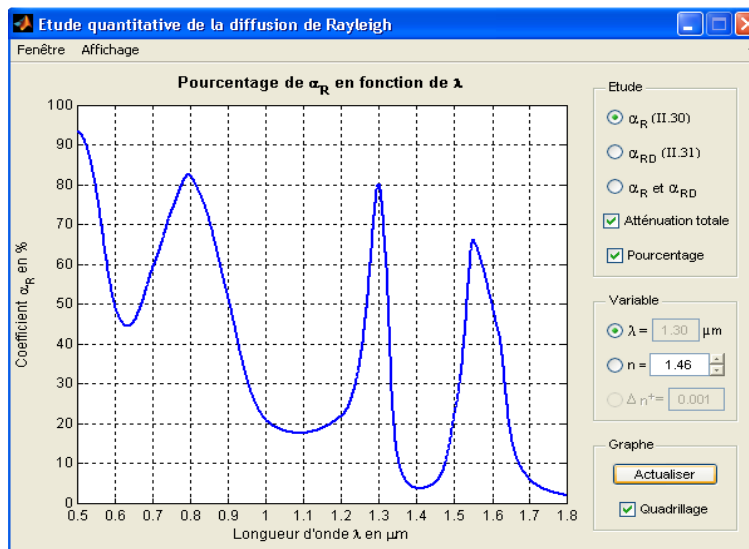


Figure III.8a : Pourcentage de α_R en fonction de λ avec $n = 1,46$

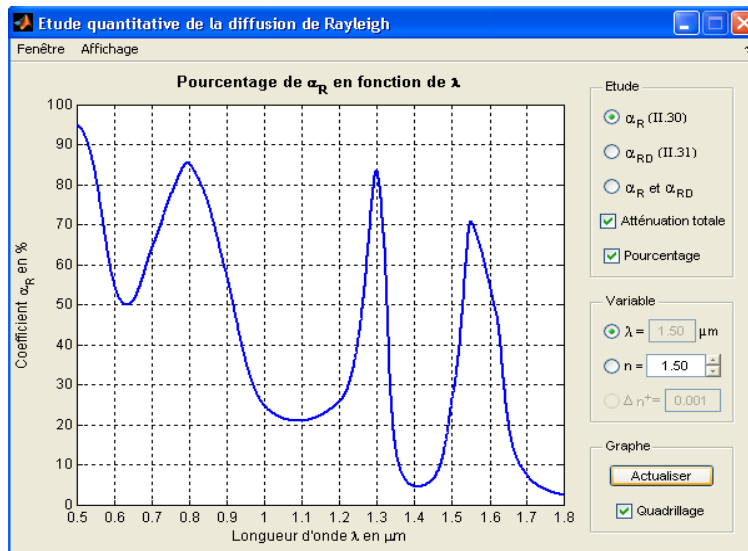


Figure III.8b : Pourcentage de α_R en fonction de λ avec $n = 1,50$

La figure III.8a montre le pourcentage de α_R en fonction de λ pour $n=1,46$. α_R représente 82,6% ; 80,3% et 66,1% de l'atténuation totale pour les fenêtres autour de $0,85\mu\text{m}$; $1,30\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ respectivement. Ces valeurs deviennent respectivement 88,5% ; 86,8% et 75,9% avec $n=1,55$ (figure III.8b). Nous remarquons encore que la diffusion de Rayleigh est particulièrement dominante pour les trois fenêtres de longueur d'onde couramment utilisées en transmission optique et pour des valeurs élevées de n .

III.4 Résultats avec le coefficient α_{RD}

III.4.1 Variation de α_{RD} en fonction de λ

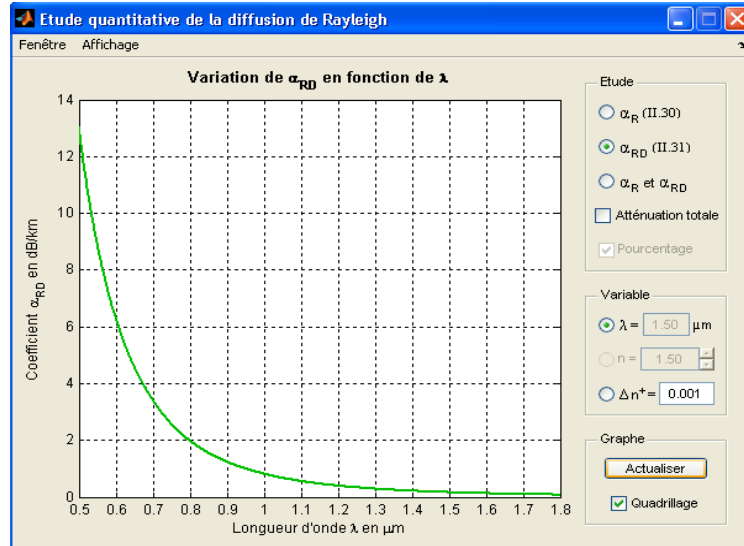


Figure III.9a : Variation de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-3}$

La figure III.9a montre la variation de α_{RD} en fonction de λ avec la valeur par défaut de $\Delta n^+ = 10^{-3}$.

Dans cette figure α_{RD} décroît généralement en fonction de λ : la décroissance est plus rapide pour des faibles valeurs de λ inférieures à $0,7\mu\text{m}$ où α_{RD} diminue de 13,1dB/km à 3,4dB/km pour λ variant de $0,5\mu\text{m}$ à $0,7\mu\text{m}$. Ensuite, la décroissance diminue et α_{RD} devient inférieur à 1dB/km pour des valeurs de λ supérieures à $0,95\mu\text{m}$. Pour des valeurs de λ supérieures à $1,13\mu\text{m}$; α_{RD} est inférieur à 0,5dB/km.

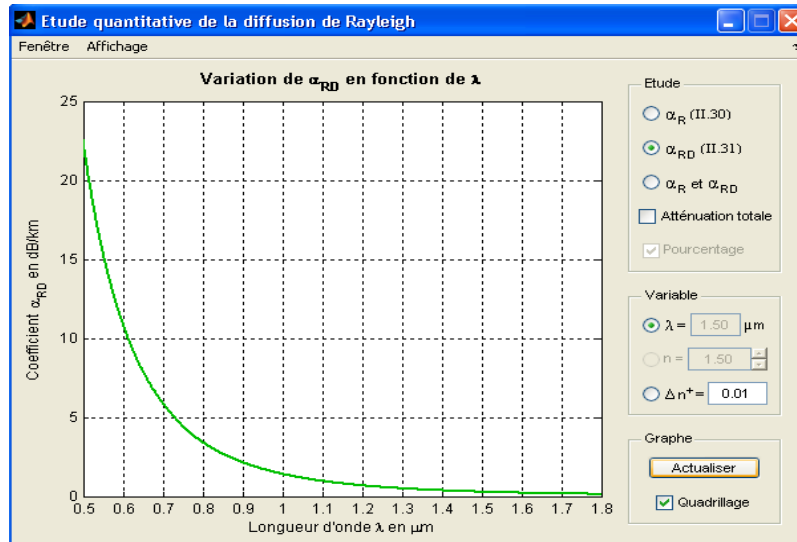


Figure III.9b : Variation de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-2}$

La figure III.9b montre la variation de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-2}$.

Le coefficient α_{RD} décroît toujours en fonction de λ mais les valeurs observées sont plus élevées que celles avec $\Delta n^+ = 10^{-3}$. α_{RD} décroît plus rapidement pour des faibles valeurs de λ inférieures à $0,7\mu\text{m}$ où il diminue de $22,6\text{dB/km}$ à $5,9\text{dB/km}$ pour λ variant de $0,5\mu\text{m}$ à $0,7\mu\text{m}$. Ensuite, la décroissance diminue et α_{RD} devient inférieur à 1dB/km pour des valeurs de λ supérieures à $1,08\mu\text{m}$. α_{RD} devient inférieur à $0,55\text{dB/km}$ pour des valeurs de λ supérieures à $1,29\mu\text{m}$.

III.4.2 Variation de α_{RD} en fonction de Δn^+

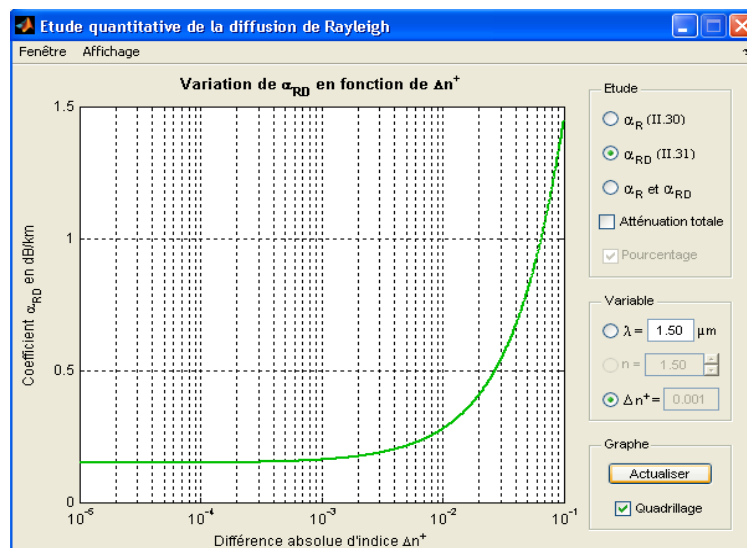


Figure III.10a : Variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ avec $\lambda = 1,50\mu\text{m}$

La figure III.10a montre la variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ avec la valeur par défaut de $\lambda = 1,50\mu\text{m}$.

Ici généralement, α_{RD} croît en fonction de Δn^+ : la croissance est très lente pour des faibles valeurs de Δn^+ et α_{RD} reste pratiquement constant à 0,15dB/km pour des valeurs de Δn^+ inférieures à 10^{-3} . La croissance devient rapide pour des valeurs de Δn^+ supérieures à $3 \cdot 10^{-2}$ puis α_{RD} devient supérieur à 0,5dB/km pour des valeurs de Δn^+ supérieures à $3 \cdot 10^{-2}$. Il devient supérieur à 1dB/km pour des valeurs de Δn^+ supérieures à $7 \cdot 10^{-2}$.

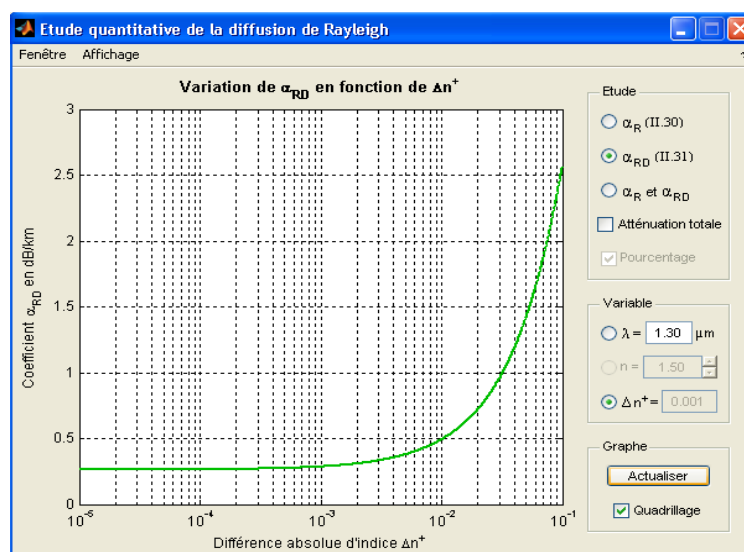


Figure III.10b : Variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ avec $\lambda = 1,30\mu\text{m}$

La figure III.10b montre la variation de α_{RD} en fonction de Δn^+ avec $\lambda = 1,30\mu\text{m}$.

Le coefficient α_{RD} croît toujours en fonction de Δn^+ mais les valeurs observées sont plus élevées que celles avec $\lambda = 1,50\mu\text{m}$ (figure III.10a) : α_{RD} reste pratiquement constant à 0,27dB/km pour des faibles valeurs de Δn^+ inférieures à 10^{-3} . La croissance devient rapide pour des valeurs de Δn^+ supérieures à $3 \cdot 10^{-2}$ puis α_{RD} devient supérieur à 1dB/km pour des valeurs de Δn^+ supérieures à $3 \cdot 10^{-2}$. Elle devient supérieure à 2dB/km pour des valeurs de Δn^+ supérieures à $6 \cdot 10^{-2}$.

III.4.3 Evaluation de α_{RD} par rapport à α_{Total}

Le coefficient de diffusion de Rayleigh avec dopage au germanium α_{RD} et le coefficient d'atténuation totale α_{Total} sont représentés sur figure III.11a.

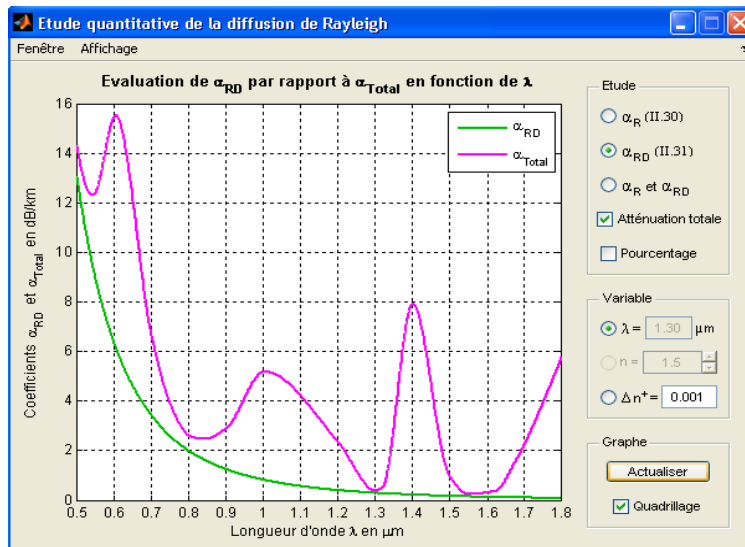


Figure III.11a : Comparaison de α_{RD} avec α_{Total} avec $\Delta n^+ = 10^{-3}$

Nous observons également que α_{RD} détermine la tendance de base de l'atténuation dans une fibre optique qui décroît généralement en fonction de la longueur d'onde λ . Par ailleurs, α_{Total} tend vers α_{RD} à l'intérieur des trois fenêtres de longueur d'onde couramment utilisées en télécommunication, notamment les fenêtres autour de $0,85\mu\text{m}$; $1,30\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$.

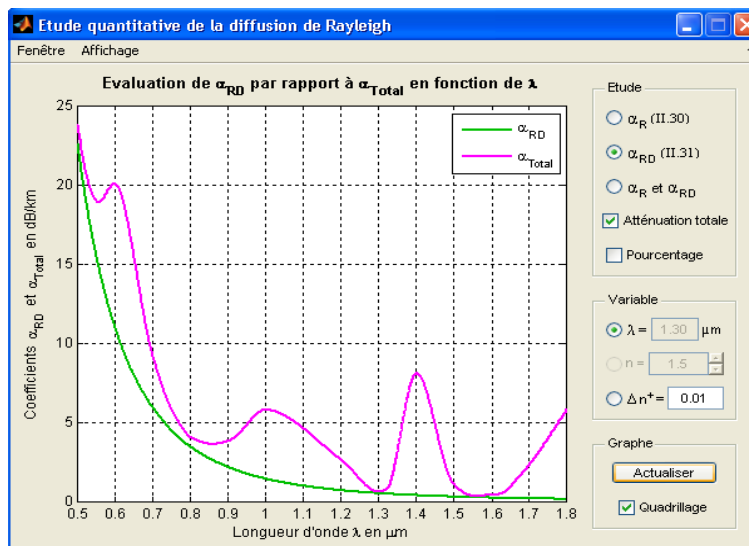


Figure III.11b : Comparaison de α_{RD} avec α_{Total} avec $\Delta n^+ = 10^{-2}$

Pour les figures III.11a et III.11b, les coefficients α_{RD} et α_{Total} gardent toujours les mêmes allures. Cependant les valeurs d'atténuation observées de la figure III.11b sont plus élevées que celles de la figure III.11a lorsqu'on augmente la valeur de Δn^+ .

Nous pouvons déduire de cette étude que la présence des maxima et minima sur α_{Total} sont liés par la présence d'impuretés dans les matériaux qui absorbent à ces différentes longueurs d'onde.

Pour terminer notre étude sur α_{RD} , examinons sa contribution sur l'atténuation dans la fibre en estimant son pourcentage par rapport à α_{Total} .

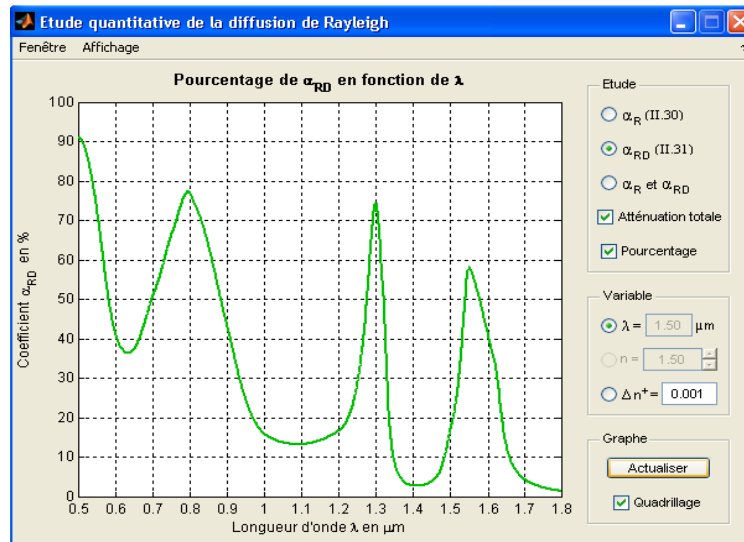


Figure III.12a : Pourcentage de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-3}$

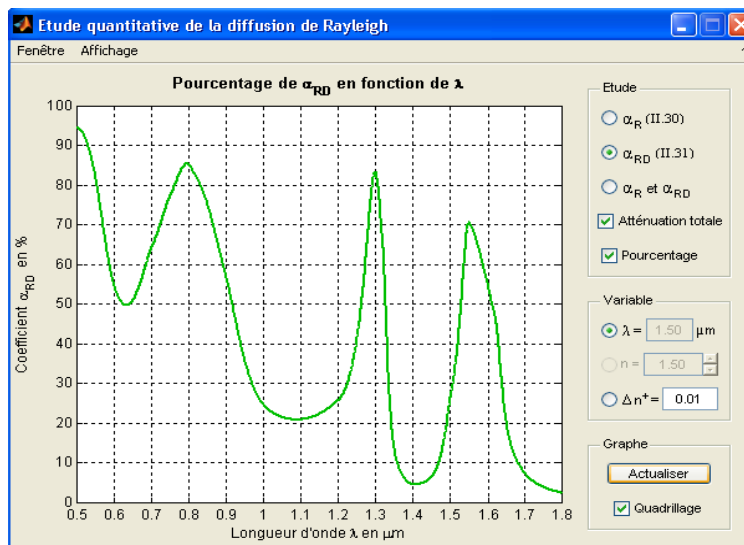


Figure III.12b : Pourcentage de α_{RD} en fonction de λ avec $\Delta n^+ = 10^{-2}$

La figure III.12a montre le pourcentage de α_{RD} en fonction de λ pour $\Delta n^+ = 10^{-3}$.

α_{RD} représente 77,3% ; 74,4% et 58,2% de l'atténuation totale pour les fenêtres autour de $0,85\mu\text{m}$; $1,30\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ respectivement. Ces valeurs deviennent respectivement 84,4% ; 83,4% et 70,6% pour $\Delta n^+ = 10^{-2}$ (figure III.12b). Nous constatons encore que la diffusion de Rayleigh est particulièrement dominante pour les trois fenêtres de longueur d'onde couramment utilisées en transmission optique et pour des valeurs élevées de Δn^+ .

D'après les résultats précédents, les trois fenêtres de longueur d'onde classiquement utilisées en transmission par fibre optique sont caractérisées par le fait que l'atténuation correspondante est pratiquement due à la diffusion de Rayleigh qui diminue en fonction de la longueur d'onde. Les autres intervalles de longueur d'onde ne sont pas exploitables car l'absorption y est dominante.

III.5 Comparaison des coefficients α_R et α_{RD}

Pour terminer cette étude sur la diffusion de Rayleigh, comparons les coefficients α_R et α_{RD} en fonction de la longueur d'onde λ .

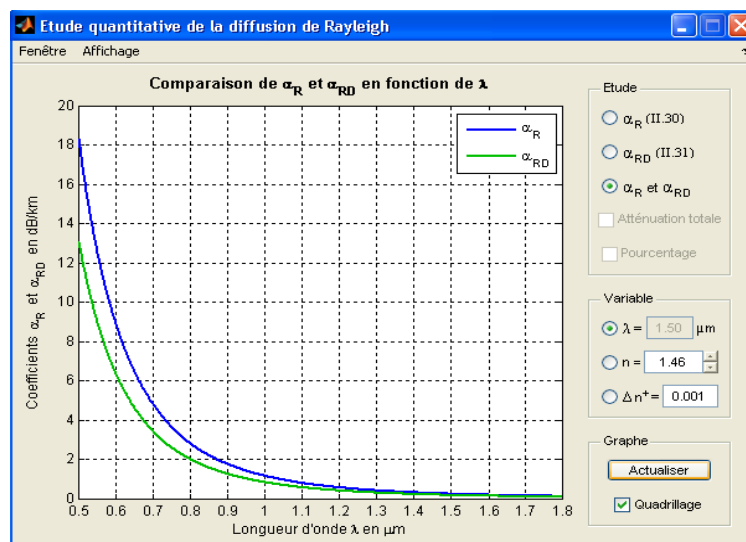


Figure III.13 : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,46$ et $\Delta n^+ = 10^{-3}$

Nous observons que l'allure des courbes correspondantes aux deux coefficients sont pratiquement identiques pour des valeurs de λ supérieures à $1,3\mu\text{m}$. Par contre, α_R est nettement supérieur à α_{RD} pour des valeurs de λ inférieures à $1,3\mu\text{m}$. Autrement dit, le dopage au germanium permet de diminuer la diffusion de

Rayleigh pour les faibles valeurs de la longueur d'onde. Mais les essais montrent que tout dépend des valeurs de n et Δn^+ .

III.5.1 Influence de n

En gardant la valeur par défaut de $\Delta n^+ = 10^{-3}$ et en faisant varier la valeur de n , la figure III.14a montre que α_{RD} devient supérieur à α_R contrairement à ce que nous observons sur la figure III.13 ; et d'après la figure III.14b, avec la valeur de $n = 1,40$, α_R et α_{RD} sont pratiquement identiques pour toutes les valeurs de λ comprises entre $0,5\mu\text{m}$ et $1,8\mu\text{m}$.

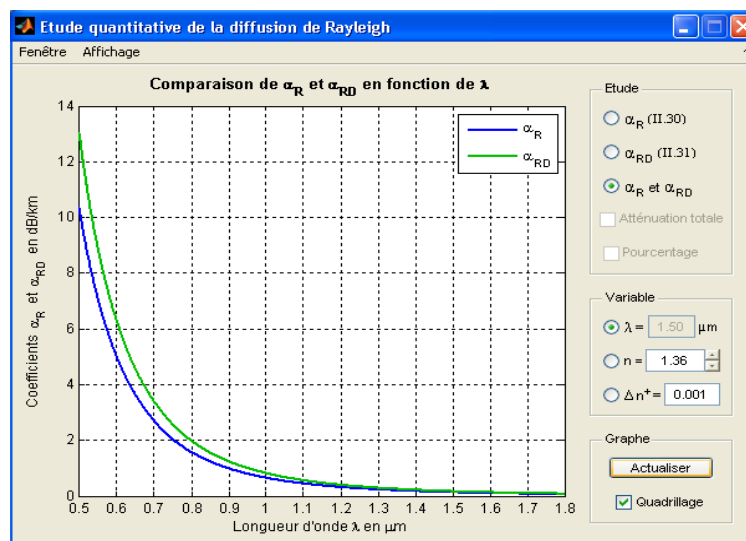


Figure III.14a : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,36$ et $\Delta n^+ = 10^{-3}$

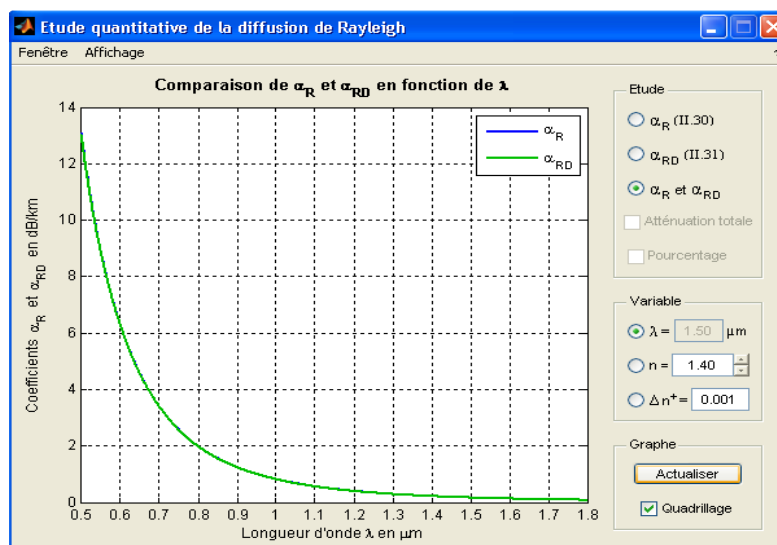


Figure III.14b : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,40$ et $\Delta n^+ = 10^{-3}$

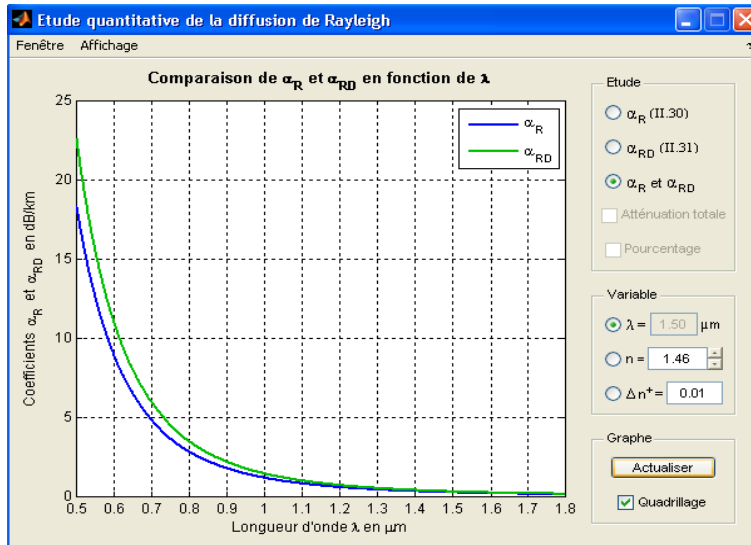


Figure III.15a : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,46$ et $\Delta n^+ = 10^{-2}$

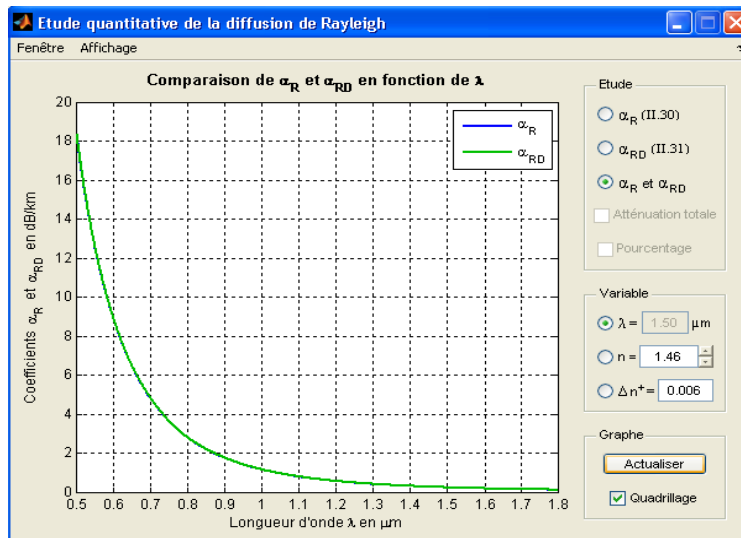


Figure III.15b : Comparaison de α_R et α_{RD} avec $n = 1,46$ et $\Delta n^+ = 6.10^{-3}$

III.5.2 Influence de Δn^+

En gardant la valeur par défaut de $n = 1,46$ et en faisant varier la valeur de Δn^+ , la figure III.15a montre que α_{RD} devient supérieur à α_R contrairement à ce que nous observons sur la figure III.13 précédente ; et d'après la figure III.15b, avec la valeur de $\Delta n^+ = 6.10^{-3}$, α_R et α_{RD} sont pratiquement identiques pour toutes les valeurs de λ comprises entre $0,5\mu\text{m}$ et $1,8\mu\text{m}$.

Les résultats précédents montrent qu'à une valeur de n donnée, il y a une valeur de Δn^+ pour laquelle α_R et α_{RD} sont pratiquement identiques et inversement, à

une valeur de Δn^+ donnée, il y a une valeur de n pour laquelle on a pratiquement les mêmes coefficients de diffusion. Ces valeurs remarquables de n et Δn^+ sont consignées dans le tableau III.2.

N	1,38	1,40	1,42	1,44	1,46	1,48	1,50
Δn^+	10^{-5}	10^{-3}	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}

Tableau III.2 : Valeurs de n et Δn^+ pour lesquelles α_R et α_{RD} sont identiques

D'après les formules correspondantes à α_R (II.30) et α_{RD} (II.31) d'une part et les valeurs consignées dans le tableau III.2 ci-dessus d'autre part pour lesquelles α_R et α_{RD} sont identiques, les valeurs de n et Δn^+ sont liées par la relation III.1 :

$$\Delta n^+ = 8,38910^{-4} n^8 - 0,01136 \quad (\text{III-1})$$

Pour $n \in [1,38 ; 1,42]$

Pour les valeurs de n variant de 1,44 à 1,50 ; la relation (III.1) devient linéaire et on a :

$$\Delta n^+ = 0,1n - 0,14 \quad (\text{III-2})$$

Pour $n \in [1,44 ; 1,50]$

Bref, ce travail de simulation nous a effectivement permis d'étudier les aspects de la diffusion de Rayleigh qui contribue de manière importante dans l'atténuation du signal dans une fibre optique.

CONCLUSION

Conclusion

De nos jours, des débits d'informations de plus en plus élevés sont demandés aux supports de transmission et en particulier une fibre optique. En revanche, des efforts considérables sont nécessaires à fournir pour le développement de cette nouvelle technologie permettant d'avoir le minimum de pertes et de dispersion. Ce développement nécessite la compréhension des aspects théoriques et pratiques de la fibre optique.

Ce travail nous a permis de comprendre les principes de propagation dans une guide d'ondes telle que la fibre optique. Il nous a permis d'étudier les différents problèmes associés au mode de transmission par fibre optique plus particulièrement le phénomène de diffusion de Rayleigh dans le cas d'une fibre en silice pure et d'une fibre dopée au germanium. Ces derniers dépendent théoriquement de la longueur d'onde, de l'indice du cœur et de la différence absolue d'indice entre la silice et le germanium.

Dans la partie simulation, nous avons étudié qualitativement le processus de diffusion Rayleigh. Cette dernière diminue généralement en fonction de la longueur d'onde et est particulièrement dominante dans les trois fenêtres de longueur d'onde couramment utilisées en transmission optique. Par ailleurs, nous avons pu déterminer numériquement les valeurs des paramètres pour lesquelles les deux coefficients α_R et α_{RD} sont identiques. Dans tous les cas, une valeur de longueur d'onde plus élevée et un indice du cœur plus faible permettent d'avoir un coefficient de diffusion plus faible. Ceci contribue à la réduction des pertes lors de la propagation dans la fibre.

Ce travail mérite d'être complété par des expériences de mesures en laboratoire afin de confirmer ces résultats obtenues par la simulation. Et nous suggérons de continuer les études sur les mécanismes de diffusion par des mesures expérimentales.

Références

- [1] P.Lecoy : Télécommunications optiques : Hermes : Paris, 1992
- [2] I. Joindot et M. Joindot, Fibres optique pour télécommunications, Technique de l'Ingénieur, traité Electronique. 1999, www.technique-ingénieur.fr/.../fibres-optiques-pour-télécommunication.html, consulté en Mai 2013
- [3] D. Colladon, "Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique," Comptes Rendus 15, 800 (1842) La fontaine laser (laboratoire de physique des lasers)
- [4] I. Joindot et M. Joindot, Les télécommunications par fibre optique, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Dunod, Paris 1996
- [5] www.wikipedia.org, « fibre optique » consulté en Septembre 2013
- [6] G.Hincelin J-C.Dudek, 2000, « transmission des télécommunications », CNAM
- [7] Christian CALACA, lauraent BAYSSE, Mars 2005 « La Fibre optique »
- [8] benoît LANOIR, 2007, « La fibre Optique » ; SupInfo
- [9] K.Charles Kao, G.A.Hockhan, 1966 «Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies»
- [10] Chrstian-Cyril CORDAT, 2003, « La Fibre optique »
- [11] Michel de Vecchis, « Liaison d'essai à 34 Mb/s sur fibre optique entre deux centraux parisiens », *Commutation et transmission*, janvier 1981, p. 13-24
- [12] Livre blanc sur les autoroutes de l'information 1994
- [13] desserte par fibre de l'abonné, sur le site franceterme.culture.gouv.fr
- [14] benoît LANOIR, 2007, « La fibre Optique » ; SupInfo
- [15] Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique, Julien Maury, Thèse pour obtenir le grade de docteur de l'université de Limoges, 2003
- [16] G.G vienne, J.E. Caplen, L.Dong, J.D.Minelly, J.Nilson DN Payne « Fabrication & characterisation of $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$; Phospholicate fibres for lasers »
- [17] Y. Sumatsu, 1996 : Télécommunication : Transmission par fibre optique, Masson, Paris.
- [18] C. François, P. Chrisrophe, Réseau et routage optiques, DESS TNI-ASR, Promotion 2004-2005
- [19] RAZAFIMAHATRATRA Dominique, Cours de propagation de l'onde guidée, AEA 2012
- [20] M^{ed}. Apithy, Thèse de Maîtrise : " Contribution à l'étude de la propagation dans des composants passifs à fibres optiques", EMAT, Août 2004.
- [21] B. Thomas, rapport de stage, "Réalisation des réseaux de Bragg sur fibre monomode standard", ENIB, 2005
- [22] J.Auge, J.P. Pcocholle et J.Raffy, Modes de caractérisation de fibres optiques unimodales, Février 1984
- [23] « Technologie des télécoms » Hermes, Paris 1995
- [24] « Transmission des télécommunications » CNAM, cours B11- Partie 2 Chapitre 5, 2005
- [25] Werts A., 1966 : « Propagation de la lumière cohérente dans une fibre optique ». L'Onde Electrique, 460, pp967-998.
- [26] O. Andro, 2008 : Avantages procurés par la fibre optique dans le réseau des télécommunications.
- [27] Dossier technique, Partie théorique, « Une fibre optique », thème d'autonomie 1999
- [28] Stéphane Dellier « contribution à la conception des circuits micro-ondes » Thèse de doctorat Université de LIMOGES 2005
- [29] Youne Zouine « Contribution sur la simulation système à l'étude de Contraintes des

composantes optoélectroniques sur la transmission optique utilisant technique CDMA »
Thèse de doctorat Université de LIMOGES 2005

- [30] Weil F., « Optique moderne », Ellipses : Paris, 2006.
- [31] BENDRIHEM Abdelaziz « Etude des phénomènes liés à la propagation dans les fibres optiques » Mémoire Magister en électronique soutenu en 2008
- [32] Govind P Agrawal « Nonlinear Fiber Optics » Third Edition-Academic press 2001
- [33] Newton et la naissance de la théorie des couleurs par Claude Guthmann, professeur émérite de physique à l'Université Paris-Denis Diderot (Paris VII)
- [34] Ting Zhang, Xiupu Zhang and Guodong Zhang « Distributed Fiber Raman Amplifiers With Incoherent Pumping » IEEE photonics technology letters, Vol. 17, N°6, June 2005
- [35] Cozannet A., Fleuret J., Maître H. et Rousseau M., Optique et Télécommunications, Eyrolles : Paris, 1981.
- [36] Laurent J., « Communications optiques à très haut débit », Examen probatoire, Dép. STIC – Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris, 3 Décembre. 2004.
- [37] Ecole nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.
- [38] Irène et Michel Joindot et douze co-auteurs « Les télécommunications par fibre optique »- DUNOD et CENT-ENST, Paris, 1996
- [39] Ecole nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.
- [40] Elena Olmedo « Etude 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
- [41] Raman Kashyap « Fiber Bragg Gratings » BT Laboratories, Martlesham Heath Ipswich, United Kingdom ACADEMIC PRESS 1999.
- [42] Serge Huard « Polarisation de la lumière » Masson, Paris 1993.
- [43] Amnon Yariv « Quantum electronics » Third Edition, John Wiley and Sons, 1989.
- [44] D. L. Mills « Nonlinear Optics: Basic concept » Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999 pp 73-91.
- [45] Oren Levinson and Moshe Horowitz « Generation of Complex Microwave and Millimeter-Wave Pulses Using Dispersion and Kerr Effect in Optical Fiber Systems » Journal of Light wave Technology, Vol. 21, No 5, May 2003.
- [46] 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
- [47] Ting Zhang, Xiupu Zhang and Guodong Zhang « Distributed Fiber Raman Amplifiers With Incoherent Pumping » IEEE photonics technology letters, Vol. 17, N°6, June 2005
- [48] Irène et Michel Joindot et douze co-encadreurs « les télécommunications par voix optique »-DUNOD et CENT-ENST, Paris, 1996
- [49] Mathieu Lefrançois « Etude de technologies avancées pour l'optimisation des systèmes de transmission optique multiplexés en longueur d'onde au débit de 40 Gbit/s » Thèse de doctorat. Université Paris-Sud.2007.
- [50] Frédéric Gérome « Conception et caractérisation de fibres compensatrices de dispersion chromatique pour application aux liaisons optiques WDM » Thèse de doctorat. Université de LIMOGES 2005.
- [51] David Massoubre « Composant passif à absorbants saturables sur InP pour la régénération tout-optique à très hauts-débits » Thèse de doctorat. Université Paris XI, UFR scientifique d'Orsay 2006.