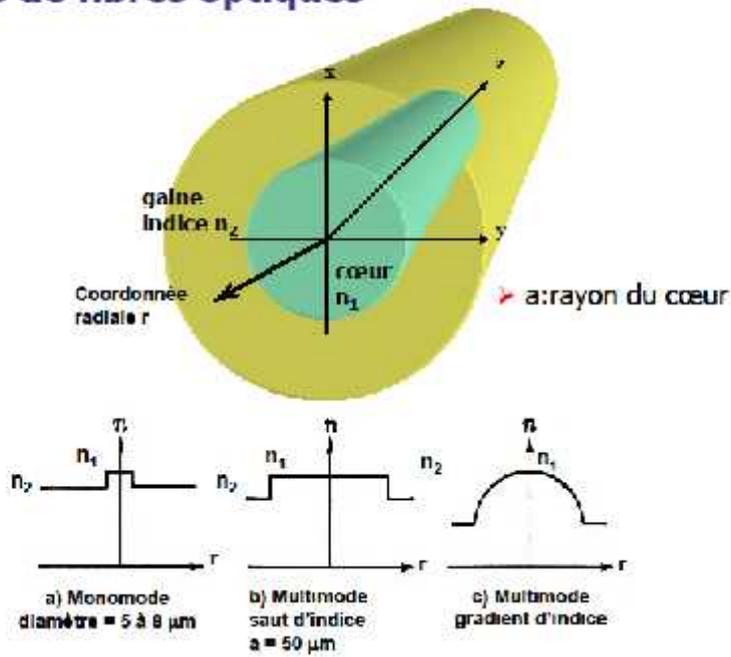
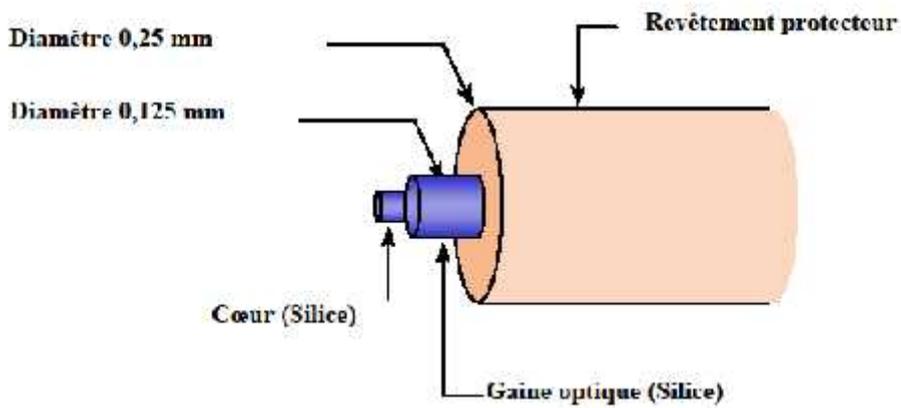


chapitre 3: Fibre Optique

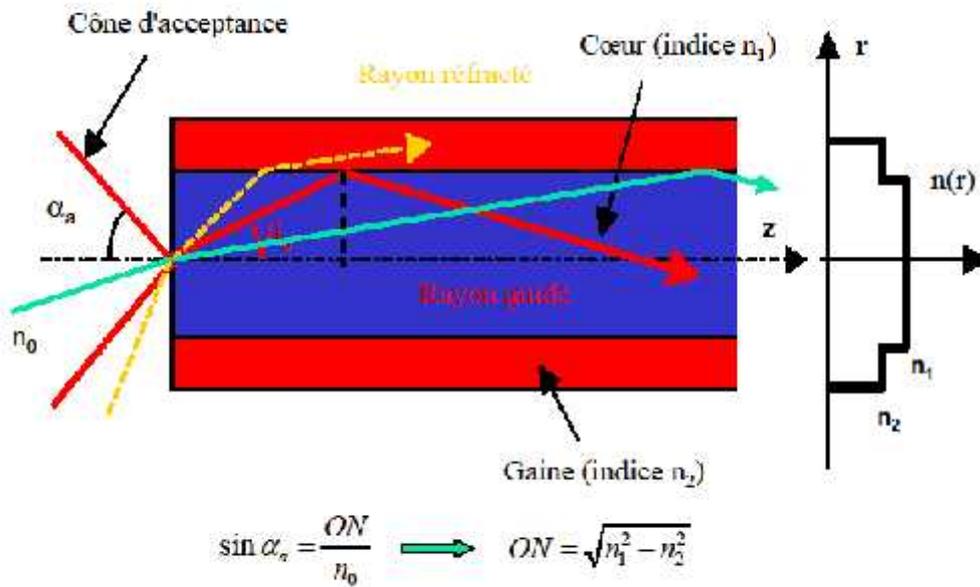
Types de fibres optiques



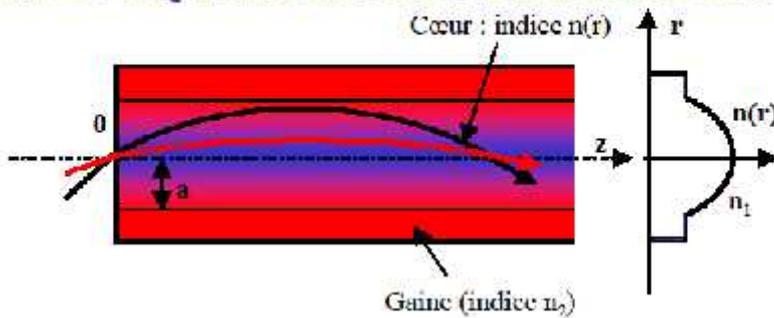
Constitution d'une fibre optique



CÔNE D'ACCEPTANCE – OUVERTURE NUMÉRIQUE



FIBRE OPTIQUE MULTIMODE A GRADIENT D'INDICE

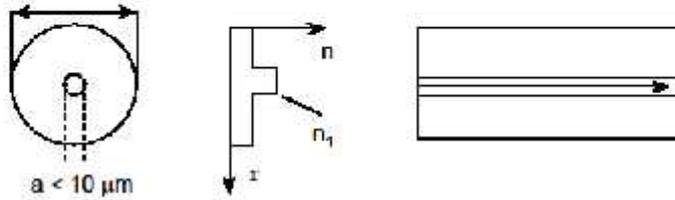


Propagation des rayons méridiens dans une fibre à profil d'indice parabolique ($\gamma = 2$).
 Dans l'approximation paraxiale ces modes sont non dispersifs.

$$\begin{aligned} \text{Cœur } r < a & \quad n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\gamma \right]^{1/2} & \quad \gamma : \text{profil d'indice} \\ \text{Gaine } r > a & \quad n(r) = n_2 \left[1 - 2\Delta \right]^{1/2} \end{aligned}$$

FIBRE OPTIQUE MONOMODE

a extérieur 125 μm



Monomode pour $V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} (ON) < 2,405$
 Longueur d'onde de coupure $\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} (ON)$
 monomode si $\lambda > \lambda_c$
 multimode si $\lambda < \lambda_c$

Un seul mode de propagation → **Pas de dispersion de mode**

Caractéristique de la fibre optique

Introduction :

L'objectif de tout système de transmission est de transmettre un signal $A(t, z)$ à partir de l'émetteur vers le récepteur et ce le plus loin possible (atténuation la plus faible possible) et avec la plus grande bande passante possible (dispersion la plus faible possible) de sorte que le signal $A(t, L)$ au niveau du récepteur sera le plus similaire au signal transmis $A(t, 0)$.

La propagation d'une impulsion de lumière dans une fibre optique est décrite par l'équation non linéaire de Schrodinger :

$$\frac{\partial}{\partial t} = -j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{\alpha}{2} A + j \gamma |A^2| A \quad (3.1)$$

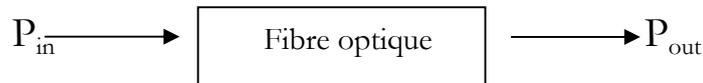
A est le champ électrique, α est le coefficient d'atténuation, β_2 est le coefficient de dispersion, γ est le coefficient de non linéarité, z et t représentent la direction de la propagation et le temps, respectivement. Chacun des trois termes sur le côté droit de l'équation 3.1 décrit une dégradation de la fibre qui cause une distorsion du signal et doit être compensé si une transmission sans erreur est recherchée.

L'atténuation est une caractéristique qui a une origine intrinsèque et extrinsèque. L'atténuation intrinsèque est due principalement au matériau lui-même ainsi qu'aux impuretés qui se trouvent dans la silice (Fer, Cuivre, ions OH). L'atténuation extrinsèque est due aux imperfections des techniques de fabrication ainsi qu'aux raccordements.

La bande passante quand à elle est limitée par la dispersion totale du signal qui est essentiellement due au caractère intermodales de la fibre (pour les fibres multimodes) et à la dispersion du matériau (l'indice de la silice étant fonction de la longueur d'onde).

Atténuation

L'atténuation est un facteur qui, à partir de la puissance injectée dans la fibre, permet de déterminer la puissance de sortie.



L'atténuation est souvent exprimée en dB par la relation

$$\alpha (d) = 10 \log \left(\frac{P_o}{P_{ei}} \right)$$

Atténuation intrinsèque :

En ignorant l'effet de la dispersion chromatique et la non-linéarité dans l'équation I.1, la solution est donnée par:

$$|A(t, z)|^2 = |A(t, 0)|^2 e^{-\alpha z} \quad (3.2)$$

La constante d'atténuation α est mesurée en (1/m) mais habituellement est donnée en dB par :

$$\alpha \text{ (dB)} = 4.343\alpha.$$

En général, l'atténuation des fibres optiques est exprimée en dB/Km (par unité de longueur)

$$\alpha (d / K) = \frac{\alpha(d)}{L(K)}$$

Origine de l'atténuation intrinsèque

* Pertes par absorption moléculaires

Elles sont causées par l'absorption des rayons optiques par silice et par les impuretés contenues dans celle-ci. Parmi les impuretés on retrouve les métaux (Fer, Cuivre,...) et la vapeur d'eau. Pour minimiser ces pertes, il faut utiliser une meilleure qualité de silicium (industrie des semi-conducteurs) et une technique de fabrication de la fibre optique qui introduit le moins d'ions OH⁻.

Il est à noter que la silice contenue dans la fibre absorbe le rayonnement ultra-violet et infrarouge.

* Pertes par diffusion de RAYLEIGH

C'est le mécanisme dominant dans la fenêtre comprise entre l'ultra-violet et l'infrarouge. Il est dû à la disposition des molécules de SiO₂ (silice) qui ne se fait pas d'une manière homogène dont la conséquence

est la fluctuation de l'indice réfraction. L'atténuation produite par ce phénomène est proportionnelle à $(1/\lambda^4)$ où λ est la longueur d'onde, et est donc donnée en dB par la relation.

$$\alpha_R \quad n(d) = 10 \log(e^{4\tau_R L})$$

τ_R : Coefficient de diffusion de Rayleigh, dépend du milieu de propagation.

L : Longueur du milieu de propagation exprimée m.

Les pertes de Rayleigh par unité de longueur sont obtenues pour une longueur de fibre L= 1000m.

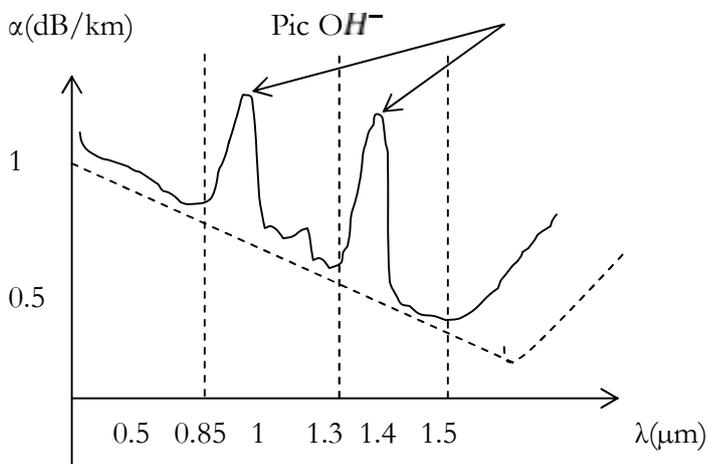
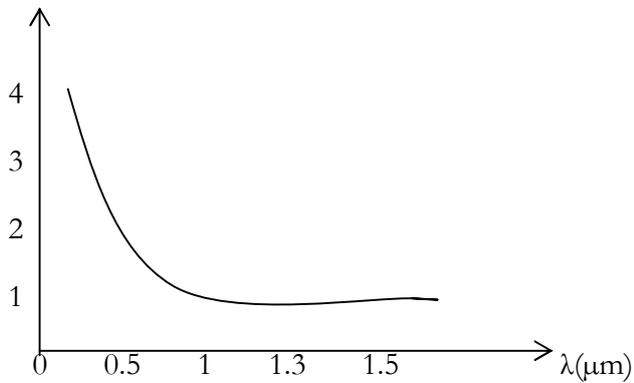
$$\alpha_R \quad n(d) = 10 \log(e^{4 \tau_R})$$

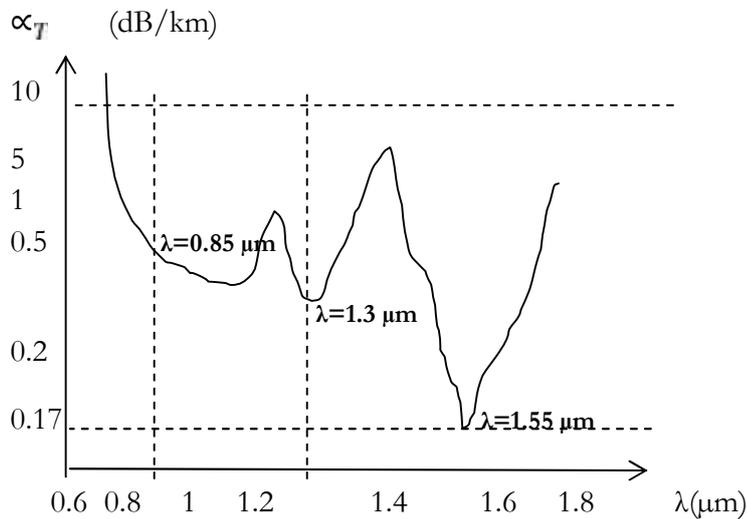
Dans le cas de la silice, le coefficient de diffusion s'écrit :

$$\tau_R (m^{-1}) = \frac{1.895 \cdot 10^{-2}}{\lambda^4}$$

où la longueur d'onde est exprimée en mètre.

$\alpha_R \quad n(dB/km)$





Ordre de grandeur :

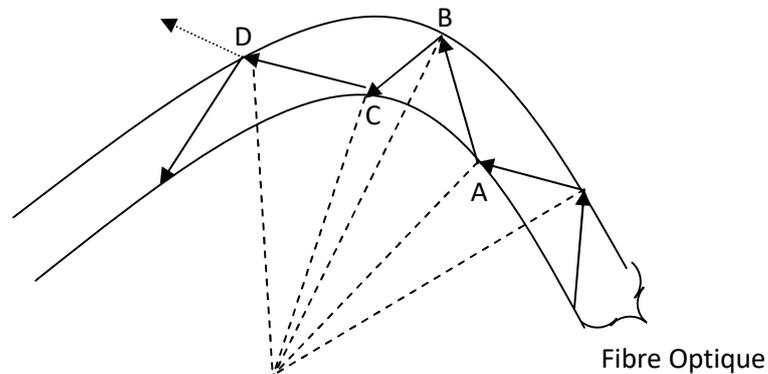
Les ordres de grandeurs de l'atténuation de la fibre, comme par exemple 0.17dB/km à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, témoignent de l'extrême pureté du matériau.

Atténuation extrinsèque:

Il faut considérer les pertes dues à la façon dont la liaison est mise en œuvre.

-Pertes dues aux courbures :

Le câble à fibre optique peut subir des courbures pour franchir des obstacles sur le terrain. En outre, une fibre à l'intérieur d'un câble suit un trajet hélicoïdal, i.e. subit une courbure



On voit que certains rayons qui étaient à la limite du guidage ne respectent plus les conditions de réflexion totale et qu'une partie de l'énergie transportée par les rayons se perd dans la gaine sous forme de rayons réfractés (point D).

L'atténuation résultant est d'autant plus grande que le rayon de courbure est faible (courbure élevée).

L'ordre de grandeur du rayon de courbure critique en deçà duquel les pertes augmentent très rapidement est inférieur à 10 cm. On peut également constater que la perte induite par une courbure est reliée non seulement au rayon de courbure mais aussi à la manière dont la lumière est confinée dans le cœur de la fibre.

Une fibre dans laquelle la lumière est plus confinée est moins sensible à la courbure.

A ce titre, une fibre monomode possède un rayon de courbure critique plus petit que celui d'une fibre multimodes.

Typiquement :

R_{\max} courbure = 45 mm pour fibre multimodes

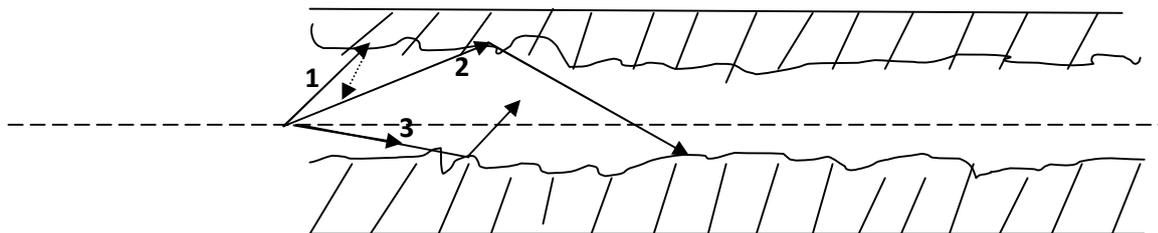
R_{\max} courbure = 20 mm pour fibre monomode

En fait, la rigidité du câble est telle que les rayons de courbures possibles sont supérieurs à la courbure critique de la fibre.

Les précautions sont donc à prendre au niveau des jarretières et des lovages de mou (par exemple dans les boîtiers d'épissures).

-Pertes dues aux micros courbures

Les micros courbures sont des perturbations géométriques de faible amplitude mais qui se répètent le long de la fibre avec une période de quelques millimètres. Les micros courbures changent l'angle de la lumière et introduisent des couplages, c'est-à-dire des transferts d'énergie entre mode de propagation (rayon) voisins et ces transferts d'énergie peuvent se faire vers des modes qui ne pourront plus se propager puisque ne satisfaisant plus les conditions de guidage (réflexion totale).



Selon le rayon incident on a :

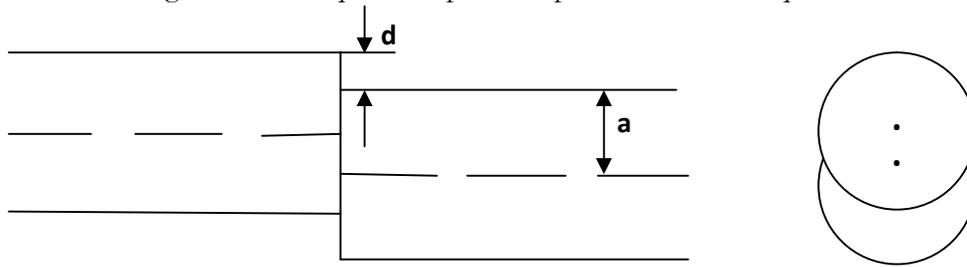
- 1- Réflexion de l'énergie vers la source.
- 2- Conservation du mode.
- 3- Conservation du mode.

-Pertes dues aux connexions

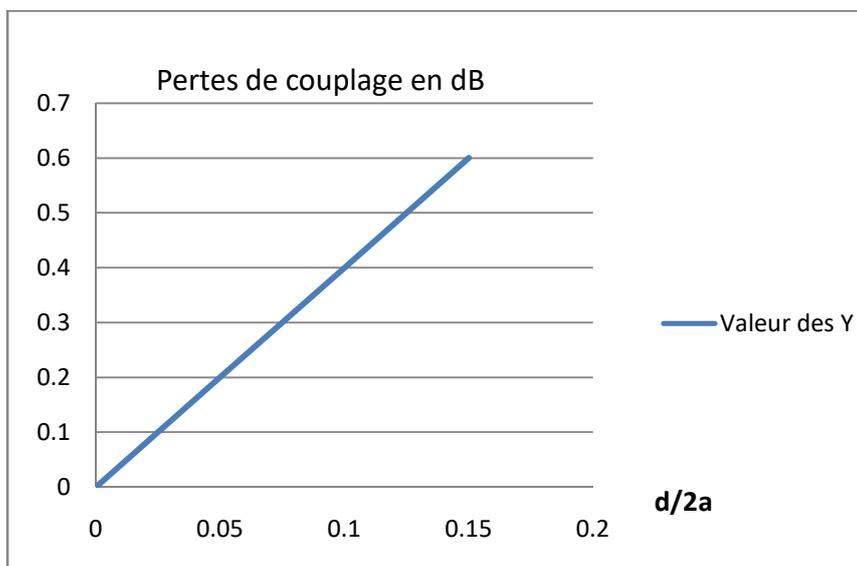
Une liaison optique est constituée d'un certain nombre de tronçons de câble qu'il faut raccorder les un aux autres de façon permanente par des épissures. Les deux extrémités sont reliées aux équipements terminaux par des connecteurs qui eux sont démontables. Un raccordement introduit une certaine perte d'énergie dont les causes principales sont :

) Décalage axiale :

Le transfert d'énergie se fait uniquement pour les portions de cœur qui coïncident.

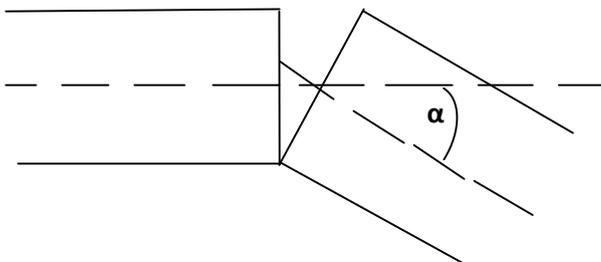


La figure ci-dessous donne une idée des pertes de couplage dans ces conditions.

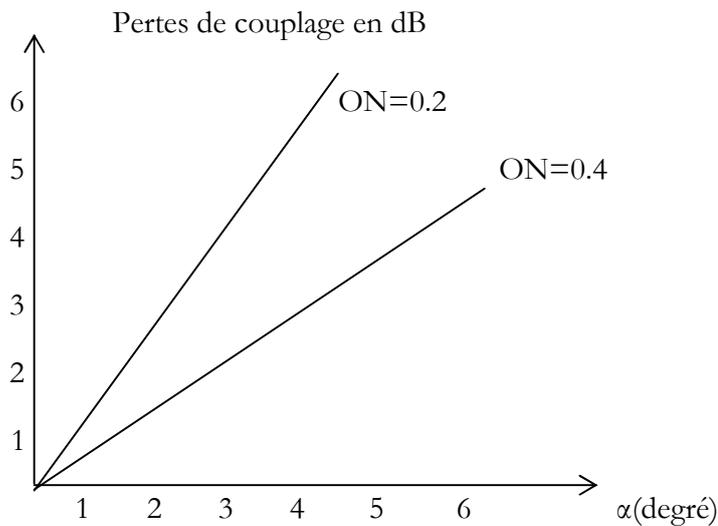


Décalage angulaire

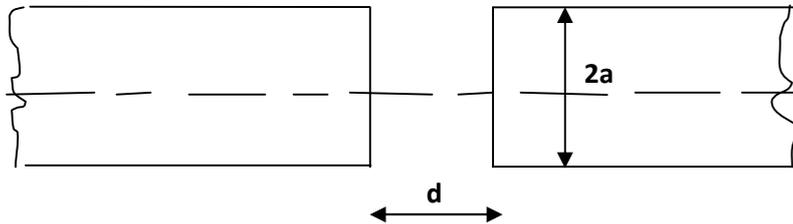
La quantité de lumière couplée se calcule par l'intersection de deux cônes dont les angles sont reliés à l'ouverture numérique de la fibre



La figure ci-dessous donne une idée des pertes de couplage suivant les conditions pour différentes ouvertures numériques.



Distances entre deux fibres :



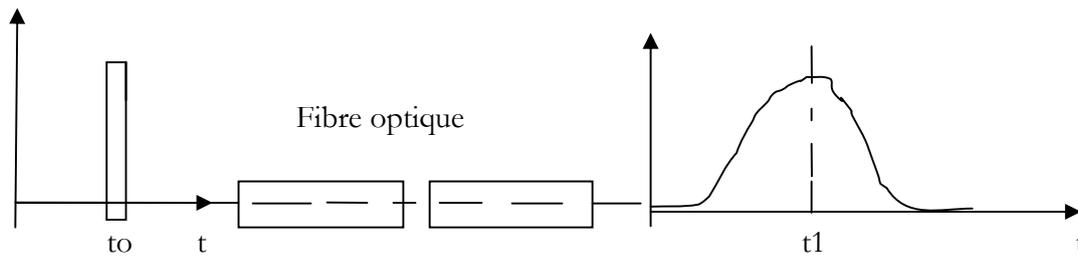
Dispersion :

Introduction :

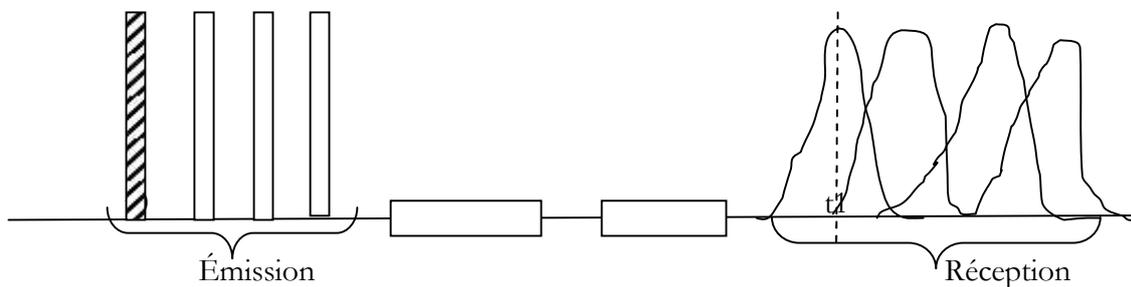
La fibre optique est utilisée comme canal de transmission et à ce titre, elle possède une bande passante. Tout canal de transmission se comporte comme un filtre à passe bas ou passe bande, c.à.d. de bande passante limitée, or il faut savoir que la répartition, dans l'espace des fréquences, des composantes fréquentielles d'un signal numérique (densité spectrale de puissance) occupe une bande passante infinie.

Le canal de transmission va amputer le signal d'information d'une partie de ses composantes fréquentielles et il y aura un retard du signal d'information à la sortie du canal (retard correspondant à la traversée du filtre) et outre l'atténuation dont on a parlé précédemment une déformation est inévitable du signal.

Par exemple, représentons sur un schéma une impulsion à l'entrée de la fibre et sa « réponse » qui est reçue à l'autre extrémité.



n imagine alors ce qui se passe quand l'information à transmettre se présente, ce qui est en général le cas, sous forme numérique, c.à.d. sous forme d'un train d'impulsion : si le débit en ligne de l'information est trop grand, les réponses correspondantes à des impulsions adjacentes vont se mélanger et le récepteur ne saura pas décoder correctement l'information à cause de cette interférence inter symbole.



Ce phénomène fait qu'il est nécessaire de réduire le débit en ligne (rapidité de modulation) de la transmission, c.à.d. augmenter l'intervalle de temps entre deux impulsions successives, ce qui limite de façon simultanée la capacité de transmission c.à.d. le débit binaire.

D'autre part, la déformation induite par la traversée du canal de de transmission (fibre optique pour notre cas) ne doit pas être importante car il serait impossible de reconnaître le signal émis et donc les éléments binaires d'informations.

Pour limiter cette déformation, il est nécessaire de réaliser une adaptation (critère de Nyquist) entre le signal à transmettre par l'intermédiaire de sa rapidité de modulation R ou débit binaire) et la bande passante de la fibre optique : le canal de transmission doit posséder au moins la bande passante minimale :
 $B_m = R/2$ (ceci constitue la bande passante théorique. Dans la pratique, on choisit en général :
 $B_m = 0.7R$)

Dispersion chromatique :

Ce type de dispersion existe dans toute les fibres, il est du au fait que la source de lumière n'est pas monochromatique et qu'elle possède une largeur spectrale non nulle.

La dispersion chromatique résulte de la différence de vitesse de groupe des différentes composantes spectrales du signal à transmettre. Le caractère dispositif est lié au fait que la silice (SiO_2) a un indice de réfraction qui dépend de la longueur d'onde.

En ignorant la non-linéarité et l'atténuation dans l'équation 3.1, le système devient linéaire et on peut écrire l'expression qui montre l'effet de la dispersion chromatique sur l'enveloppe $A(z, t)$:

$$\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial z^2} = -j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} \quad (3.3)$$

où z est la distance de propagation, t est la variable de temps et β_2 est le coefficient de dispersion qui représente la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) et est souvent appelé simplement dispersion.

En résolvant analytiquement l'équation 3.3 dans le domaine des fréquences de Fourier donne:

$$A(z, \omega) = A(0, \omega) e^{j \frac{\beta_2}{2} \omega^2 z} \quad (3.4)$$

On peut voir d'après l'équation I.4 que dans le domaine des fréquences, la dispersion chromatique introduit une distorsion sur la phase du spectre du signal sans changer la distribution spectrale de puissance et à la fin de la propagation l'impulsion se trouve élargie.

Étalements des impulsions :

Il peut être obtenu en considérant le temps de groupe $t_g = \frac{L}{v_g}$ où L est la longueur parcourue par l'onde et v_g la vitesse de groupe.

Vitesse de groupe :

Chaque composant spectrale se propage avec une certaine vitesse de groupe qui est donnée par : $v_g = \frac{\delta \omega}{\delta \beta}$

relation que l'on peut écrire : $v_g = \frac{\delta \omega}{\delta \lambda} \cdot \frac{\delta \lambda}{\delta \beta}$

Calculons es différentes dérivées :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_1(\lambda) \implies \delta \beta = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\delta n_1(\lambda)}{\delta \lambda} - \frac{2\pi}{\lambda^2} \cdot n_1(\lambda) \right) \delta \lambda$$

$$\implies \frac{\delta \lambda}{\delta \beta} = \frac{1}{\frac{2\pi}{\lambda^2} \left[\lambda \frac{\delta n_1(\lambda)}{\delta \lambda} - n_1(\lambda) \right]}$$

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} \implies \delta \lambda = \frac{2\pi c}{\omega^2} \delta \omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \delta \omega$$

$$\implies \frac{\delta \omega}{\delta \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}$$

Ce qui conduit finalement à la relation suivante :

$$v_g = \frac{c}{\left[n_1(\lambda) - \lambda \frac{dn_1(\lambda)}{d\lambda} \right]}$$

Indice de groupe :

Il est défini à partir de la vitesse de groupe

$$N_1(\lambda) = n_1(\lambda) - \lambda \frac{dn_1(\lambda)}{d\lambda}$$

Étalement des impulsions :

Considérons une source de lumière de largeur spectrale σ_λ . L'élargissement moyen σ_c de l'impulsion dû à la dispersion chromatique est donné par :

$$\sigma_c = \sigma_\lambda \cdot \frac{\delta t_1(\lambda)}{\delta \lambda}$$

-Calcul de la variation du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde :

Sachant que :

$$t_1 = \frac{L}{c} \cdot \left[n_1(\lambda) - \lambda \frac{dn_1(\lambda)}{d\lambda} \right]$$

$$\implies \frac{\delta t_1(\lambda)}{\delta \lambda} = -\frac{L}{c} \left(\lambda \cdot \frac{d^2 n_1(\lambda)}{d\lambda^2} \right)$$

Paramètres de dispersion chromatique :

Il est donné par la relation suivante :

$$M(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n_1(\lambda)}{d\lambda^2} \quad \left[\frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}} \right]$$

Un paramètre de $\frac{8 \text{ ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}}$ signifie qu'un signal de largeur spectrale 1 nm subit un étalement de 8 ps le long d'une fibre optique de 1km.

Dans ces conditions, l'étalement moyen dû à la dispersion chromatique est donné par :

$$\sigma_c = \sigma_\lambda \cdot |M| \cdot L$$

Puisque on a :

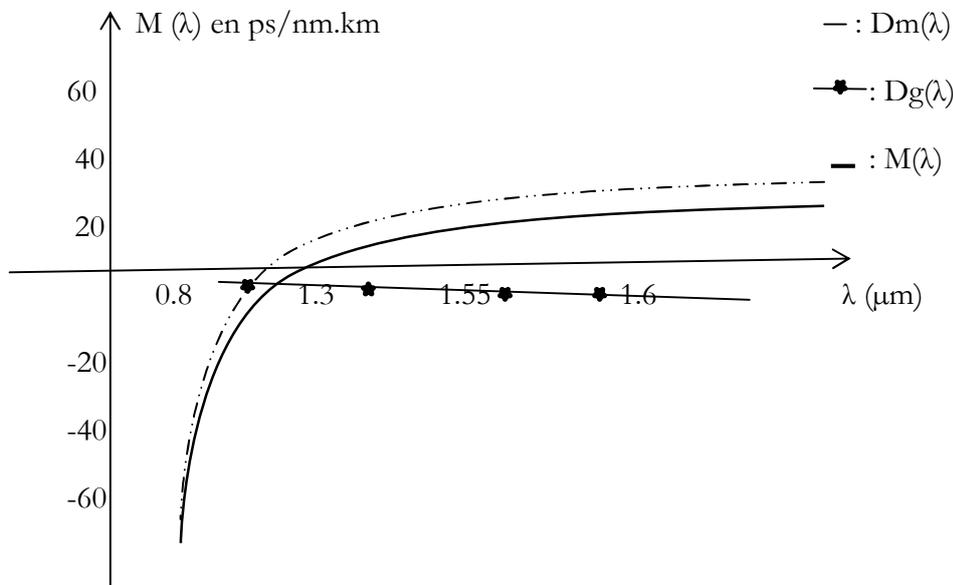
$$tg = \frac{L}{c} \left(n_1(\lambda) - \lambda \frac{dn_1(\lambda)}{d\lambda} \right)$$

$$t_1 = \frac{L}{c} n_1(\lambda) - \frac{L}{c} \lambda \frac{dn_1(\lambda)}{d\lambda}$$

On peut écrire $tg = tg_{\text{matériau}} + tg_{\text{guide}}$

On peut écrire le coefficient $M(\lambda)$ comme :

$M(\lambda) = D_m(\lambda) + D_g(\lambda)$ où $D_m(\lambda)$: représente la dispersion du matériau et $D_g(\lambda)$: représente ce qu'on appelle la dispersion du guide d'onde.



Un moyen simple pour diminuer la dispersion chromatique $M(\lambda)$ consiste à travailler avec des sources de faible largeur spectrale donc à utiliser plutôt des diodes laser ($\sigma_\lambda=10\text{nm}$) que des diodes électroluminescentes (DEL, $\sigma_\lambda=100\text{nm}$), voire même à utiliser des diodes laser très élaborés (DFB, DBR, $\sigma_\lambda=0,01\text{nm}$).

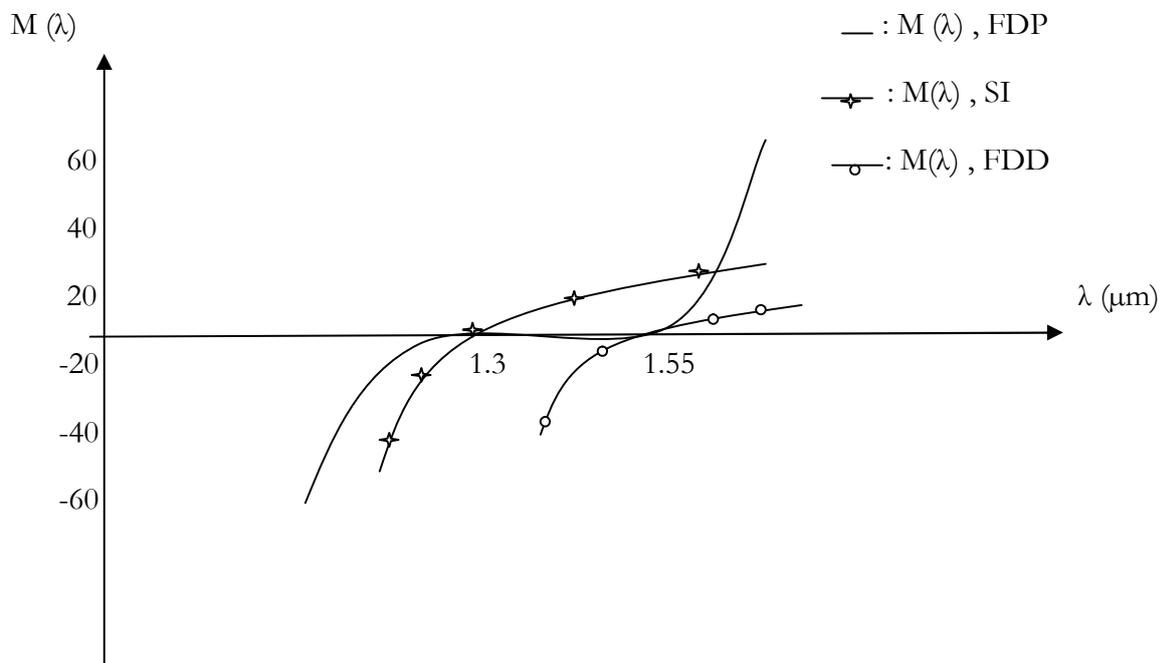
Une autre solution consiste à privilégier comme longueur d'onde celle de la deuxième fenêtre ($\lambda=1,3 \mu\text{m}$) d'affaiblissement que l'on peut utiliser avec des DEL qui sont plus économique que les DL et a fortiori que les DFB et les DBR.

On peut penser jouer sur le coefficient de dispersion $M(\lambda) = D_m(\lambda) + D_g(\lambda)$.

Malheureusement, en ce concerne le terme $D_m(\lambda)$ est lié à la nature du verre utilisé. Il est donc impossible de modifier ce paramètre physique.

Il est par contre envisageable de jouer sur la dispersion du $D_g(\lambda)$ en jouant sur le profil d'indice.

On réalise ainsi des fibres dites à dispersion décalée qui possède un minimum de dispersion ($M(\lambda) = 5 \text{ ps/nm.km}$) à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, ce qui en fait des fibres idéales en termes d'atténuation et de capacité de transmission à partir de profils de type triangulaire ou des fibres dites à dispersion plates entre 1,3 et 1,55 μm très intéressantes pour faire du multiplexage en largeur d'onde à partir des profils en W.



Dispersion de mode de polarisation

Comme la fibre monomode standard (SSMF) est utilisée dans les liens longue distances, le champ qui s'y propage est décrit comme un seul mode se composant de deux modes dégénérés correspondant chacun à deux polarisations orthogonales. La dégénérescence est due à la symétrie cylindrique de la fibre optique. Cependant, les fibres optiques réelles ont une structure physique qui n'est pas parfaitement cylindrique et cause des imperfections du cœur de la fibre et des perturbations dues à la tension mécanique, gradients thermiques, etc.

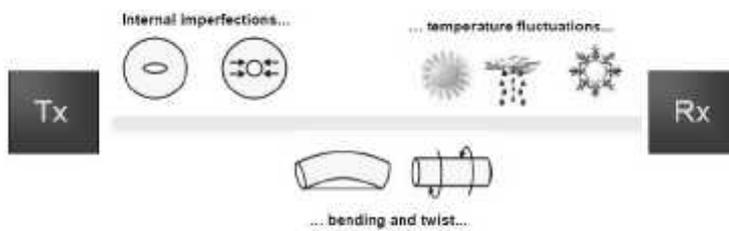


Figure. 1.2: Imperfection de la fibre

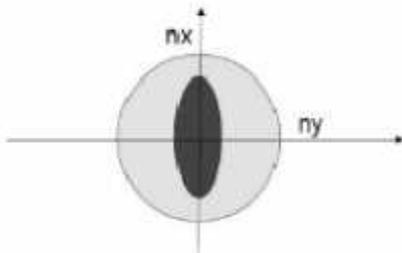


Figure. 1.3: Cœur de la fibre perturbé

En raison de ces imperfections, les deux modes fondamentaux voient différents indices de réfraction (Fig. 3.3) et la fibre optique acquiert de la biréfringence, ce qui signifie que les deux modes de polarisation se propagent avec des vitesses de groupe sensiblement différentes. L'état de polarisation dépendant de la longueur d'onde varie au cours de la propagation et à l'extrémité de la liaison, les deux impulsions avec des polarisations différentes arriveront avec un retard relatif appelé Délai de groupe différentiel (Differential Group Delay ou DGD) (Fig. 3,4).

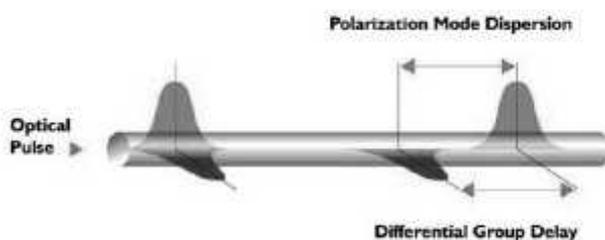


Fig. 3.4: Impact de la PMD sur la propagation de l'impulsion

Ce phénomène est appelé dispersion modale de polarisation (PMD). C'est un phénomène à caractère stochastique du fait de la nature aléatoire de son origine. Le délai de groupe différentiel (DGD) total est donné par:

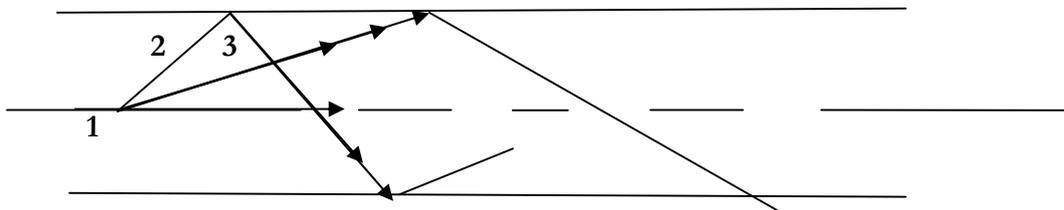
$$\sigma(z) = D_g \sqrt{z} \quad (3.5)$$

où D_g est le coefficient de la PMD et sa valeur typique est dans la gamme entre 0,1 et 1 ps/km.

Dispersion intermodale :

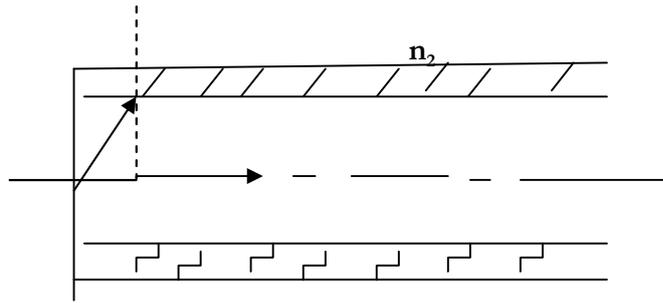
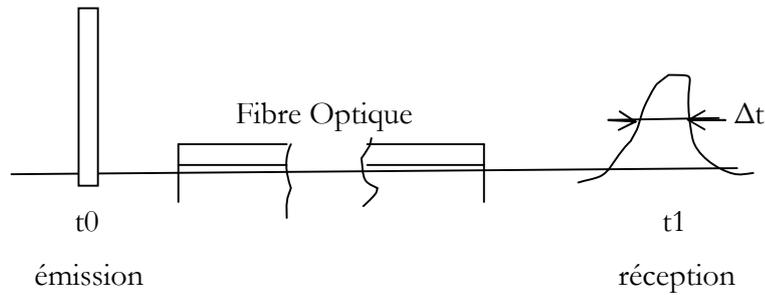
L'élargissement de l'impulsion dû à la dispersion modale résulte de la différence des temps de propagation des différents modes qui propagent dans une fibre multimodes.

Dans une fibre optique multimodes à saut d'indice, l'indice de réfraction du cœur est constant et les différents modes (les rayons si l'on utilise l'approche géométrique) ne se propagent pas tous suivant les mêmes trajectoires et ne parcourent donc pas la même distance mais ont cependant la même vitesse de propagation, $v = \frac{c}{n_1}$



Supposons que l'on émette une impulsion lumineuse à l'entrée de la fibre. L'énergie lumineuse se répartit entre tous les modes (rayons). On a représenté sur la figure ci-dessus les rayons extrêmes, c.à.d. le rayon 1 qui se propage en ligne droite et le rayon 2 à la limite de la réflexion totale qui présente le plus grand nombre de réflexions totales à l'interface cœur-gaine, ainsi qu'un rayon intermédiaire 3.

On voit sur cette figure que l'énergie véhiculée par le rayon 1 arrive à l'extrémité de la fibre avant l'énergie véhiculée par le rayon 2. La réception se faisant de façon globale. Ce phénomène entraîne un élargissement temporel de l'impulsion émise, soit Δt_{m}



$$t_{i\ m}^s = \frac{L}{v_g} = \frac{L}{\frac{c}{n_1}} = \frac{L \cdot n_1}{c}$$

$$t_{i\ m}^s = \frac{L'}{v_g} = \frac{L}{\cos \theta_m} \cdot \frac{n_1}{c}$$

$$= \frac{t_{i\ m}^s}{\cos \theta_m}$$

$$\Delta t_{\text{di}} = t_{i\ m}^s - t_{i\ m}^s = \frac{L \cdot n_1}{c} \left[\frac{1}{\cos \theta_m} - 1 \right]$$

Sachant que $\cos \theta_m = \sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}$, et $n_0 \cdot \sin \theta_a = n_0 \cdot 0 = n_1 \cdot \sin \theta_m = n_1 \cdot c \cdot \theta_c$

Donc $n_0 \cdot 0 = n_1 \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \theta_c} = n_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}}$ et comme $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ alors

$$\Delta t_{\text{di}} = \frac{L \cdot n_1}{c} \cdot \frac{n_1 - n_2}{n_1} = \frac{L \cdot n_1}{c} \cdot \Delta$$

$\Delta t_{\text{di}} = \frac{L}{2c} \cdot \frac{\theta^2}{n_1}$, Ce qui vient dire que la déformation est proportionnelle à la longueur de la fibre et au carré de l'ouverture numérique ON.

Plus l'ON est grande, plus il y a des dispersions (plus la bande passante de la fibre est limitée). Par-ailleurs, plus l'ON est grande et plus la puissance injectée dans la fibre est importante (meilleur est le rendement de couplage) et moins il y a de pertes de connexions. Il faudra donc trouver un compromis. Cette différence

de temps prise par les différents modes pour parcourir une longueur donnée de la fibre est à l'origine de ce qu'on appelle la dispersion modale (ou intermodale) de la fibre.

Pour remédier à ce problème, deux solutions sont possibles :

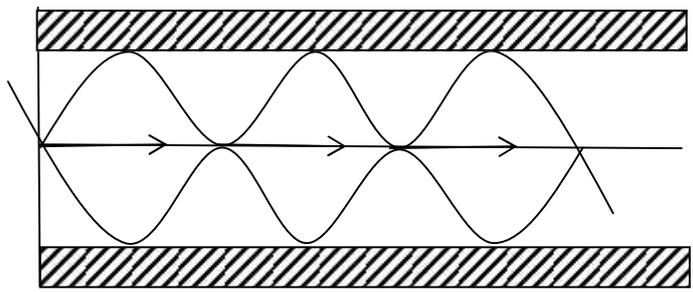
- travailler avec une fibre monomode (qui ne véhicule qu'un seul mode).
- faire en sorte que les rayons qui ont à faire une plus grande distance (c.à.d. ceux qui subissent le plus grand nombre de réflexions totales) se propagent plus rapidement. Pour ce faire, on fait varier l'indice de réfraction du cœur de la fibre de l'indice n_1 à l'indice n_2 qui est $< n_1$. On parle de fibre à gradient d'indice.

Les rayons prennent ainsi de la vitesse quand ils se rapprochent de la gaine (puisque $v = \frac{c}{n}$) et avec une telle fibre on peut s'arranger en choisissant judicieusement le profil d'indice pour que les temps de propagation à travers la fibre des rayons 1 et 2 soient à peu près (le plus possible) égaux.

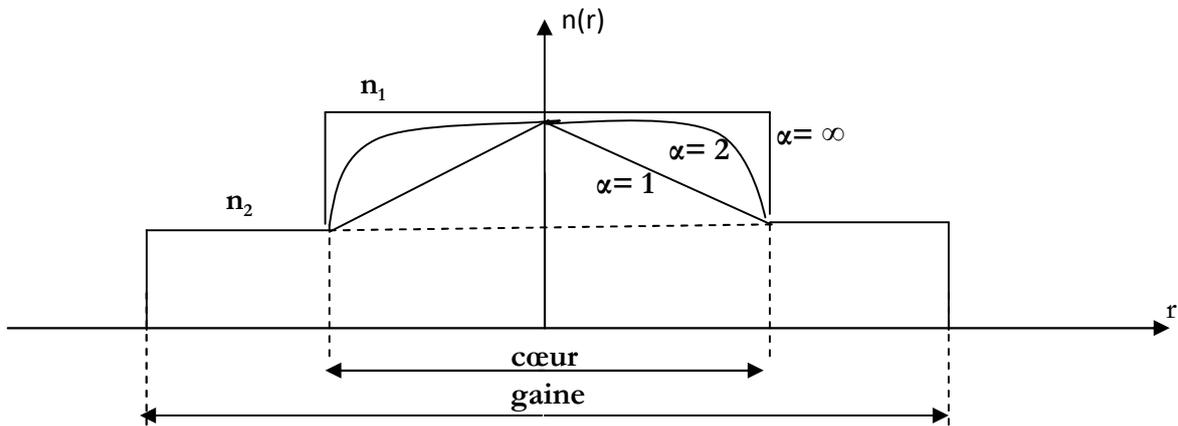
La question est donc de déterminer quel est le profil d'indice qui minimise la dispersion intermodale. Pour cela on modélise le profil d'indice par une fonction de puissance du rayon, l'exposant étant nommé α

$$n(r) = n_1 \left[\left(1 - 2 \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

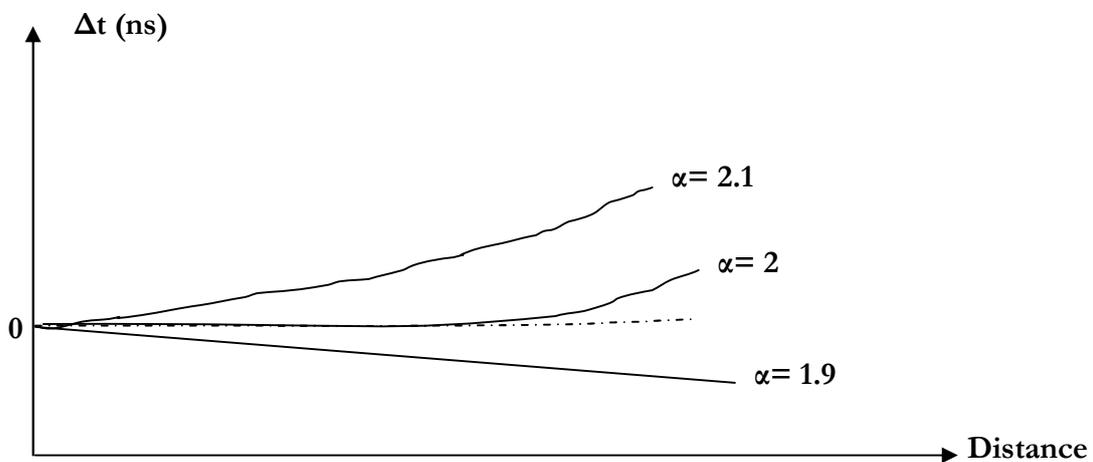
Où a étant le rayon du cœur et Δ la différence d'indice de réfraction.



On voit sur la figure ci-dessous les allures des différents profils en fonction de α . A $\alpha=1$ correspond une variation linéaire. A $\alpha=2$ correspond à une variation parabolique, alors que $\alpha = \infty$ est la représentation d'un saut d'indice.



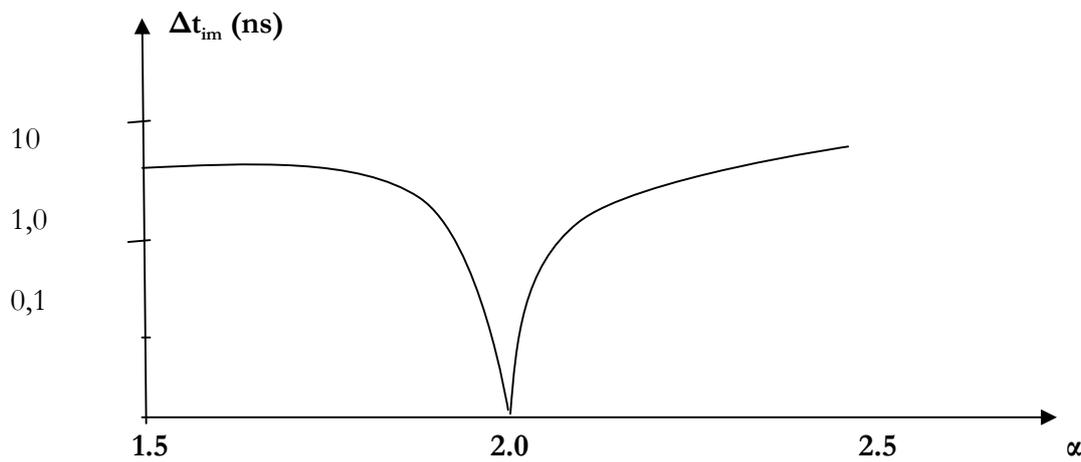
On peut montrer que le profil qui minimise la dispersion intermodale a un α très voisin de 2, et est donc parabolique et est illustré sur la figure ci-dessous où on peut visualiser l'élargissement Δt d'une impulsion en fonction du paramètre du profil d'indice



On peut montrer que pour une telle fibre à gradient d'indice $\Delta t_{II} = \frac{L}{3c} \frac{\Delta n^2}{n_1^3}$ est bien inférieur à celui trouvé dans le cas de la fibre à saut d'indice.

Malheureusement, le bénéfice obtenu en terme de dispersion des fibres à gradient d'indice réelles est moins importante ce que laissait prévoir la théorie.

La raison en est simple : il se trouve que la compensation sur le temps de groupe apportée par le gradient d'indice très sensible au profil comme on peut le voir sur la figure ci-dessous pour $L=1\text{Km}$ et $\Delta=0.01$.



Ainsi, une très petite déviation par rapport au profil idéal (parabolique) est très pénalisante. Il faut savoir que pour des raisons technologiques, le profil d'indice obtenu par une introduction judicieuse de dopants n'est qu'une approximation par une fonction en escalier du profil parabolique idéal. La bande passante de la fibre fabriquée sera d'autant meilleure que le profil sera plus proche d'une parabole.

Bande passante :

La bande passante B de la fibre est inversement proportionnelle à la déformation apportée par la transmission. Pour une impulsion émise de forme gaussienne, on démontre que :

$$B = \frac{0,3}{\Delta t}$$

En général, on admet la formule $B = \frac{1}{2\Delta t}$

Les étalements dus respectivement aux dispersions intermodales et chromatiques se conjuguent comme suit : $\Delta = \sqrt{\Delta t_{ii}^2 + \Delta t_{chr}^2}$

$$\text{Donc } \frac{1}{B^2} = \frac{1}{B_{ii}^2} + \frac{1}{B_{chr}^2}$$

Avec $B_{ii} = \frac{0,3}{\Delta t_i}$ et $B_{chr} = \frac{0,3}{\sigma_\lambda \cdot M(\lambda) \cdot L}$ pour une impulsion gaussienne.

On a coutume d'appeler bande modale B₀ la valeur de B_{im} pour un 1 Km de fibre. Pour une longueur L de fibre, on constate par la mesure que $B_L = \frac{B}{L^\gamma}$, où γ est le facteur de concaténation.

Ce facteur, compris entre 0,5 et 1 est un coefficient empirique déterminé pour chaque fibre de manière expérimentale.

En effet, la théorie prévoyait une variation de l'élargissement impulsionnel proportionnelle à la distance parcourue ce qui laissait supposer que la bande passante modale suivait une évolution en $\frac{1}{L}$

En fait, lorsqu'on mesure la bande passante en fonction de la longueur, on remarque que la bande passante disponible se dégrade moins rapidement que prévus intuitivement. L'explication de ce phénomène est que, dans une fibre, il se produit au cours de la propagation des échanges constants (on parle de couplage) entre les différents modes (rayons). Une toute perturbation au niveau du guide d'onde (géométrique, thermique,...) va provoquer un transfert d'énergie d'un mode sur un autre (en terme de rayon, on peut considérer qu'il y a modification de l'angle du rayon).

L'effet sur la bande passante peut être interprété de la manière suivante : tout d'abord le couplage entre rayons réfléchis et rayons réfractés vont provoquer rapidement l'élimination de ces derniers. Ainsi, au bout d'une certaine longueur de propagation on retrouve dans la fibre des rayons extrêmes moins nombreux qu'au départ. L'élargissement temporel d'une impulsion lumineuse sera moindre conduisant à une bande passante diminuant moins rapidement que prévu.

NB : une répartition stable des modes n'est obtenue qu'après une certaine distance de propagation dite distance d'équilibre.

Fibre monomode :

$\Delta t_{im} = 0$ (pas de dispersion intermodale puisque la fibre monomode ne véhicule qu'un seul mode).

On a : $\Delta = \sqrt{\Delta t_{ii}^2 + \Delta t_{chr}^2} = \Delta t_{chr}$

$$B = B_c = \frac{0,35}{\sigma_\lambda \cdot M(\lambda) \cdot L}$$

Fibre multimodes à saut d'indice :

Dans ce type de fibre, la dispersion intermodale est toujours prépondérante

$$\Delta t_{im} \gg \Delta t_{chr}$$

$$B = B_{ii} = \frac{B}{L \cdot \gamma} \text{ pour une longueur } L \text{ de fibre.}$$

Les valeurs multimodes de B_0 et γ étant données par le constructeur.

Fibre multimodes à gradient d'indice :

Pour ces fibres, les deux types de dispersion peuvent être du même ordre de grandeur. Il faut donc utiliser la formule générale :

$$\frac{1}{B^2} = \frac{1}{B_{ii}^2} + \frac{1}{B_{chr}^2}$$

Il s'avère que si on utilise pour ce type de fibre une diode Laser en émission (composant à largeur spectrale étroite), la dispersion intermodale est en général plus importante et on peut négliger la dispersion chromatique. On a alors $B = B_{II} = \frac{B}{L^2}$

Si on utilise, pour ce type de fibre, une diode électroluminescente en émission (composant à largeur spectrale importante), la dispersion intermodale est en générale du même ordre de grandeur que la dispersion chromatique. On a alors :

$$B = \frac{1}{\sqrt{\frac{L^2 \gamma}{B_0^2} + \frac{\sigma_\lambda^2 \cdot M^2(\lambda) \cdot L^2}{0.3^2}}}$$

Cependant, ces informations sont données à titre indicatif, il faut vérifier le calcul des ordres de grandeur respectifs de ces dispersions.

Après les fibres à saut d'indice (apparues les premiers sur les marchés des systèmes de transmission sur fibre), dont la bande passante est de quelques dizaines de Mhz.Km, on a très rapidement fabriqué des fibres à gradient d'indice dont la bande passante est de quelque centaines de Mhz.Km.

On utilise maintenant de manière quasi exclusive (au moins dans les systèmes longue distance) la fibre monomode dont on peut difficilement donner la bande passante (quelques dizaines à quelques centaines de Ghz.Km).

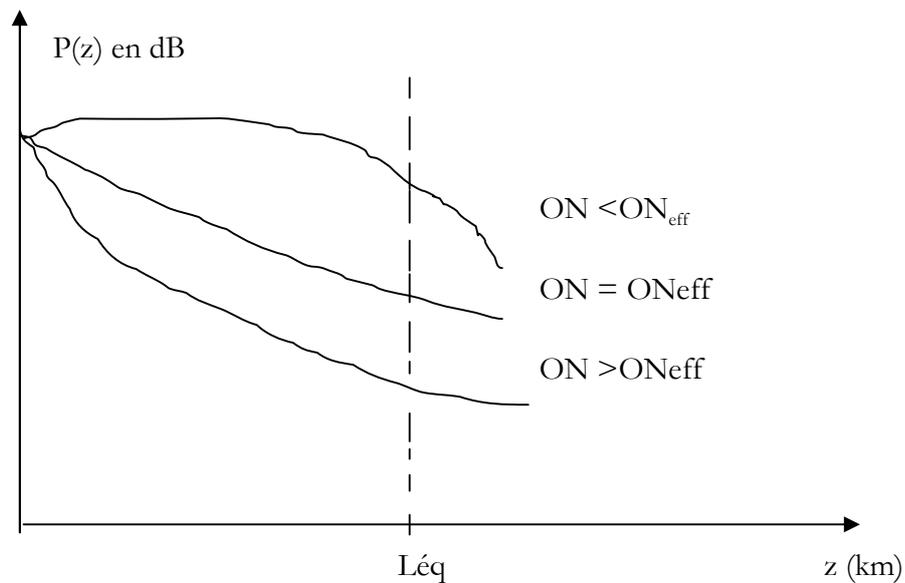
Influence de couplage de modes

Le couplage de mode n'influe pas que sur la dispersion (coefficient de la voir) : il faut également en tenir compte lors de la mesure de l'atténuation linéique d'une fibre.

On constate en effet que pour une injection avec un cône de lumière important ($ON > ON_{eff}$) la puissance décroît rapidement car les rayons présentant un angle d'incidence élevé sont réfractés ou couplés à des rayons réfractés dès les premières mètres de propagation. La puissance disponible va donc diminuer très vite au départ. Inversement, pour des conditions d'injection bcp plus directives ($ON > ON_{eff}$), les rayons en début de fibre sont peu inclinés. Il y a peu de rayons réfractés au départ, ils n'apparaîtront que par couplage.

Dans ces conditions, la puissance décroît moins rapidement au début qu'en régime permanent.

Le cas $ON > ON_{eff}$ est le cas intermédiaire où on a une injection idéale



On aperçoit ici un des problèmes qui se présentent lors de la mesure de l'atténuation linéique de la fibre (ou même de dispersion) qui est la dépendance de la mesure avec les conditions d'injection de la lumière dans la fibre, tant que l'on n'est pas dans les conditions stables de répartitions modales (c'est-à-dire la longueur d'équilibre).

On prendra donc soin, lors de toute mesure sur fibres d'être dans des conditions d'équilibre par exemple en insérant une fibre amorce avant la fibre à mesurer ou en « simulant » la longueur d'équilibre à l'aide d'un dispositif brouilleur de mode (généralement obtenu par induction de micro courbures sur la fibre en test).

La longueur d'équilibre L_{eq} est difficile à préciser car elle dépend essentiellement des caractéristiques de la fibre. Une fibre ayant beaucoup de défauts aura une longueur d'équilibre très courte (quelques mètres) alors que pour une fibre de bonne qualité les perturbations induisant des couplages de modes sont peu nombreuses et la longueur d'équilibre beaucoup plus longue (environ km).

Exercice

Soit une fibre caractérisée par :

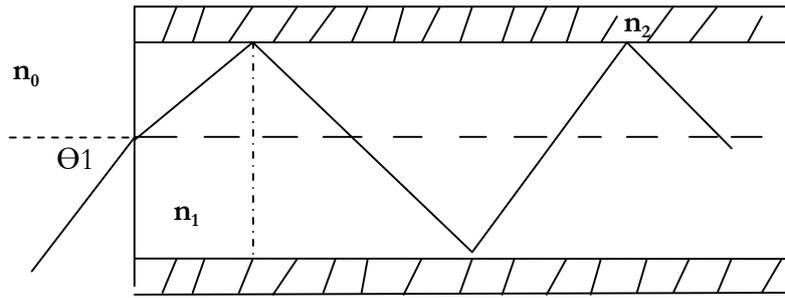
Rayon du cœur = $50 \mu\text{m}$

Indice n_1 du cœur = 1,5

Indice n_2 de la gaine = 1,47

Déterminer la distance parcourue un rayon optique au bout de 1000 réflexions. En déduire la longueur de la fibre.

Solution



$$\sin \theta_{\max} = \frac{R}{L}$$

$$D = \frac{R}{\sin \theta_{\max}} = \frac{R}{\sin \theta_c}$$

$$ON = D \sin \theta_1$$

$$n_0 \sin \theta_1 = n_1 \sin \theta_{\max}$$

$$= n_1 \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_c \right)$$

$$n_0 = 1 \implies ON = n_1 \cos \theta_c \implies D = \frac{Rn_1}{\sin \theta_c} = \frac{Rn_1}{\sqrt{n_1^2 - n_0^2}}$$

$$\sin \theta_c = \frac{ON}{D}$$

$$\text{AN: } \frac{5 \cdot 10^{-6} \cdot 1.5}{\sqrt{1.5^2 - 1.4^2}} = 251 \mu\text{m}$$

$$D_{\max} = (D \cdot 4) \cdot 1000 / 2 = (D \cdot 2) \cdot 1000$$

$$D_{\max} = 0,5025189 \text{ m}$$

$$L = \sqrt{D^2 - R^2} \implies L = (l \cdot 4) \cdot 1000 / 2$$

$$= \sqrt{251^2 - 50^2} \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1000}{2}$$

$$L = 0,491920 \text{ m}$$