

# Les fonctions optiques pour les télécommunications

Dans ce chapitre, nous présentons quelques généralités sur les fonctions optiques pour les télécommunications. Le but est d'introduire les notions de bases nécessaires à la compréhension des chapitres suivants. Ce chapitre n'a rien d'exhaustif, il pourra être complété par la lecture d'ouvrages spécialisés ou de manuscrits de thèse tels que ceux des références [1, 2, 20–27].

Dans un premier temps, nous présenterons quelques généralités sur les télécommunications optiques et notamment la fonction de régénération. Dans un deuxième temps, nous présenterons les fibres optiques fortement non-linéaires et les dernières avancées dans le domaine.

## 1.1 Généralités sur les télécommunications optiques

Le schéma d'un système de télécommunications optiques point-à-point est décrit par la figure 1.1. Dans ce système, le signal optique est émis, transporté, régénéré (si il y a lieu) et détecté au moyens de composants optiques ou opto-électroniques.

Dans la suite de ce paragraphe, nous présenterons certains de ces composants en distinguant la partie émission/réception, la partie transport et la partie régénération.

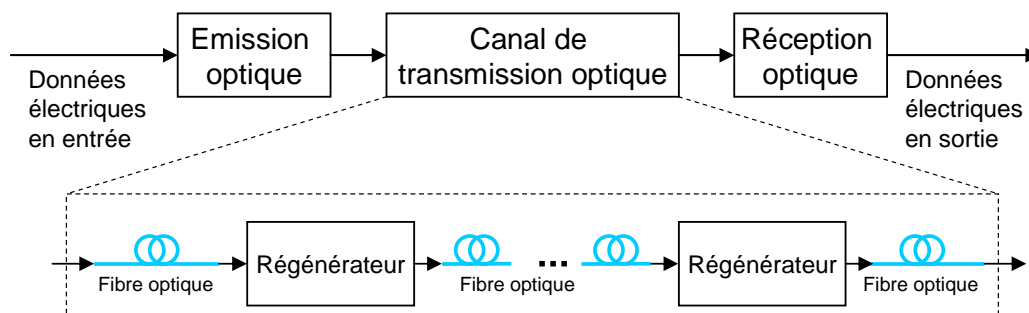


FIG. 1.1 – Schéma d'un système de telecommunications optiques point-à-point.

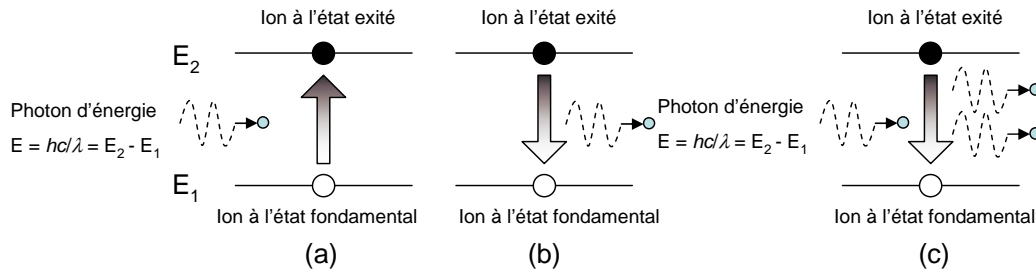


FIG. 1.2 – (a) Absorption, (b) émission spontanée et (c) émission stimulée.

### 1.1.1 La partie émission/réception

#### 1.1.1.1 Le laser

La partie "émission" d'une liaison optique est composée de divers éléments dont un élément clé : le laser (pour Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources optiques s'est porté sur les lasers à semi-conducteur grâce à leurs petites dimensions (par rapport à celles du cœur des fibres optiques), à la facilité de moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, à leur spectre optique relativement étroit et à leur faible consommation énergétique.

Un laser est un dispositif qui émet de la lumière grâce au phénomène d'émission stimulée. Dans un semi-conducteur, un électron peut passer d'un état à un autre de trois manières différentes (figure 1.2) :

- **L'absorption** (figure 1.2.a) : en absorbant un photon, l'électron peut être amené dans un état plus énergétique. Il passe de l'état lié (électron et trou combinés) à l'état ionisé (électron dans la bande de conduction et trou dans la bande de valence).
- **L'émission spontanée** (figure 1.2.b) : de sa propre initiative, l'électron peut tomber dans un état moins énergétique non occupé (il passe d'un état ionisé à un état lié), en émettant un photon spontané.
- **L'émission stimulée** (figure 1.2.c) : stimulé par un photon, l'électron peut retomber dans l'état le moins énergétique (état lié) en émettant un photon stimulé dont le rayonnement correspond à la même longueur d'onde, la même phase, le même état de polarisation et la même directivité que le photon incident. L'émission stimulée introduit la notion de gain ou d'amplification du rayonnement incident puisque, à partir d'un photon, on en obtient deux.

Pour obtenir l'effet laser et donc rendre l'émission stimulée prépondérante, deux conditions doivent être réalisées :

- Il faut qu'il y ait suffisamment d'électrons dans l'état d'énergie supérieure. Lorsque ceci a lieu, on obtient une inversion de population. Dans un semi-conducteur, cette inversion est réalisée par l'opération de pompage électrique qui consiste à fournir de l'énergie aux électrons afin qu'ils passent dans la bande de conduction.

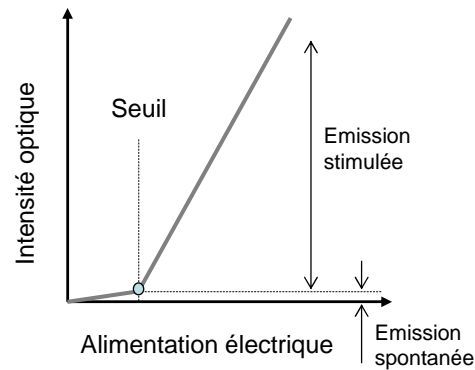


FIG. 1.3 – Fonction de transfert électrique/optique d'un laser.

- Il faut qu'il y ait suffisamment de photons excitateurs. Pour cela, on oblige l'énergie lumineuse à s'accumuler dans un volume limité telle qu'une cavité résonante de type Fabry-Perot par exemple.

La figure 1.3 illustre une courbe de fonction de transfert électrique/optique (caractéristique  $P(I)$ ) d'un laser.

### 1.1.1.2 Le modulateur

Afin de transmettre des informations par les systèmes de transmissions optiques, il est nécessaire de réaliser une conversion des données électriques en données optiques grâce à un modulateur.

Généralement, il y a deux types principaux de modulation : la modulation d'amplitude (ASK pour Amplitude Shift Keying) et la modulation de phase (PSK pour Phase Shift Keying). Dans la modulation ASK, l'intensité de la lumière est modulée telle que la présence de lumière signifie le symbole "1" et l'absence de lumière signifie le symbole "0". Dans la modulation PSK, la lumière est présente pour les deux symboles mais il y a une différence de phase de  $\pi$  entre deux symboles "1" et "0". Dans ces travaux, nous ne traiterons que de la modulation ASK.

Il existe principalement deux techniques de modulation ASK : (a) la modulation directe et (b) la modulation externe.

**a. La modulation directe** consiste à moduler directement l'intensité de la lumière émise par le laser par le courant d'alimentation du laser [20]. La figure 1.4 montre le schéma et le principe de la modulation directe.

La modulation directe possède quelques avantages tels que la simplicité et le faible coût de mise en oeuvre. Elle comporte cependant une limitation en terme de temps de réponse et n'est pas applicable pour des systèmes de transmissions à haut débit ( $> 10$  Gbit/s) et à large spectre.

**b. La modulation externe** consiste à inscrire les données électriques sur un signal optique continu. Elle est obtenue en modulant optiquement le faisceau lumineux en sortie

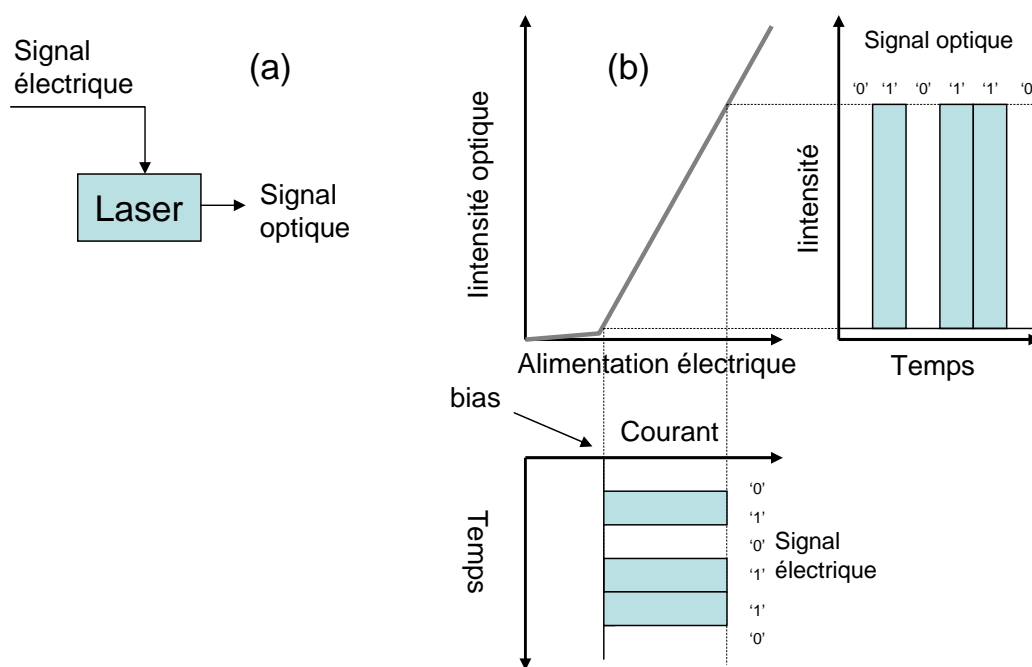


FIG. 1.4 – (a) Schéma et (b) principe de la modulation directe.

du laser et non plus le courant d'alimentation à l'entrée du laser.

De nos jours, une technique courante pour la modulation externe est d'utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI pour Mach-Zehnder Interferometer) à base de niobate de lithium. Le principe de ce composant est de modifier l'indice de réfraction de l'un ou des deux bras de l'interféromètre en y appliquant un champ électrique (effet electro-optique). Une différence de potentiel conduit à un déphasage entre les deux ondes qui se propagent dans les deux bras. Les deux ondes se recombinent ensuite et donnent lieu à des interférences, qui peuvent être constructives (maximum d'intensité transmise) ou destructives (minimum d'intensité transmise).

La figure 1.5 illustre le schéma et le principe d'un modulateur électro-optique. Le champ en sortie du modulateur est proportionnel à  $\cos(\Delta\phi/2)$  où la variation de phase  $\Delta\phi$  est proportionnelle à la différence de tensions ( $V_1 - V_2$ ) avec  $V_1$  et  $V_2$  les tensions appliquées aux deux bras du modulateur.

### 1.1.1.3 Le format RZ et les impulsions optiques

Il existe deux formats principaux pour le codage numérique de type ASK : le format RZ (Return-to-Zero) et le format NRZ (Non-Return-to-Zero). Le format RZ est tel que le signal est éteint d'un bit à l'autre, même si deux symboles "1" sont transmis successivement. C'est un format impulsionnel. Pour le format NRZ, le signal peut garder le même niveau d'un temps bit à l'autre. Si deux symboles "1" se succèdent par exemple, le signal reste au niveau haut. Au cours de ces travaux de thèse, seul le format RZ a été étudié. Par la suite, on parlera fréquemment d'impulsions pour désigner les symboles "1" du signal numérique

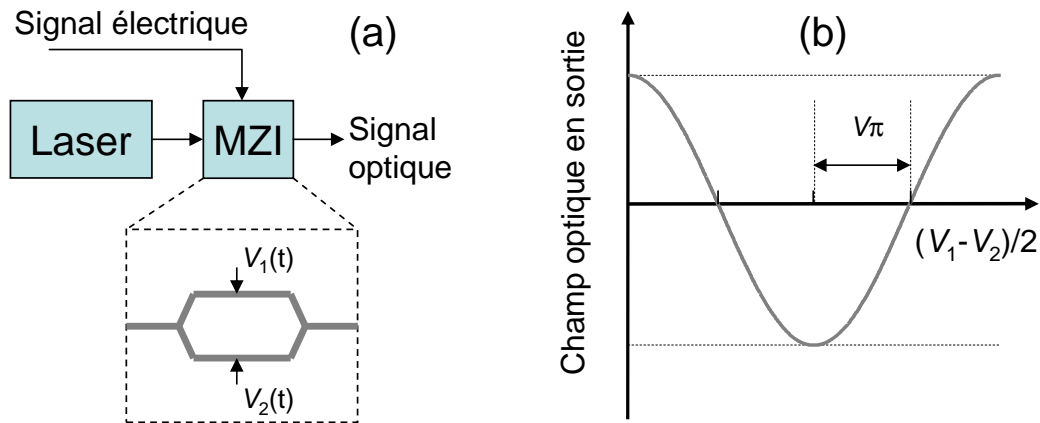
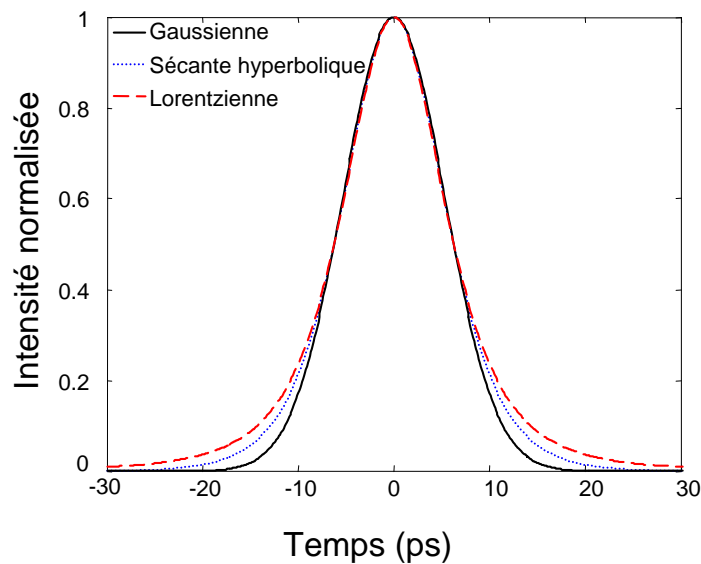


FIG. 1.5 – (a) Schéma et (b) principe d'un modulateur externe.

FIG. 1.6 – Quelques profils d'intensité d'impulsions ( $T_{FWHM} = 12,5$  ps).

optique.

Pour une étude théorique de la transmission optique, plusieurs formes d'impulsion optique peuvent être considérées. Elles se distinguent par des paramètres tels que le profil d'intensité, le profil spectral, la demi-durée  $T_0$  (à  $1/e$  de l'intensité maximale dans le cas d'une impulsion gaussienne), la durée  $T_{FWHM}$  (à mi-hauteur de l'intensité maximale) et la largeur spectrale à 3 dB  $F_{FWHM}$ . La figure 1.6 illustre trois profils temporels d'intensité de trois formes d'impulsions fréquemment utilisées. Les relations entre les paramètres temporels de ces impulsions sont données par le tableau (1.1)

Dans les profils d'intensité d'impulsion ci-dessus, nous n'avons aucune information sur la phase de l'impulsion. Cette information peut être connue si l'on considère le champ électrique lié à l'impulsion. Lorsque la phase de l'impulsion varie de manière hyperbolique dans le temps, sa fréquence instantanée (dérivée de la phase) varie linéairement dans le

Forme d'impulsion	Profil d'intensité	$T_{FWHM}$
Gaussienne	$\exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right)$	$1,665 \times T_0$
Sécante hyperbolique	$\operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{T_0}\right)$	$1,763 \times T_0$
Lorentzienne	$\frac{1}{\left(1+\frac{t^2}{T_0^2}\right)^2}$	$1,287 \times T_0$

TAB. 1.1 – Quelques formes d'impulsions et leurs paramètres. Remarque : les définitions de  $T_0$  varient selon la forme d'impulsion mais les définitions de  $T_{FWHM}$  restent les mêmes.

temps. Cette information sur la fréquence instantanée est décrite par un paramètre, appelé coefficient du chirp  $C$ . Ce paramètre correspond à la pente de la variation de la fréquence dans le temps. Par exemple, une impulsion gaussienne "chirpée" avec un coefficient  $C$  est présentée comme suit :

$$U(t) = \exp\left(-\frac{(1-iC)t^2}{2T_0^2}\right) \quad (1.1)$$

#### 1.1.1.4 La détection

Le but de la détection est de réaliser la fonction inverse de celle du modulateur à savoir convertir le signal optique en signal électrique. Cette fonction se fait grâce à un composant clé, la photodiode, qui fait la conversion des variations de puissance optique, porteuses d'information, en variations de courant électrique.

Le principe de la photodiode est de convertir l'énergie lumineuse en libérant des électrons dans la jonction P-N de la photodiode. Le courant généré  $I_p$  est proportionnel à la puissance optique  $P_{in}$  [21] :

$$I_p = \frac{\eta\lambda}{1,24} P_{in} \quad (1.2)$$

où  $\eta$  est le rendement de la conversion photon-électron et  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière. Le rendement  $\eta$  dépend du coefficient d'atténuation  $\alpha$  et de la longueur  $W$  de la jonction [21] :

$$\eta = 1 - \exp(-\alpha W) \quad (1.3)$$

#### 1.1.1.5 Le bruit

A la détection, la photodiode crée un courant électrique en présence du rayonnement optique qui l'éclaire. La valeur du courant électrique reçu dans le circuit électrique associé (voir figure 1.7) est proportionnelle au nombre de photons incidents dans la photodiode. Mais le nombre de photons incidents, pendant un intervalle de temps donné, est une variable aléatoire qui suit une loi de Poisson. Par conséquent, le courant détecté dans le circuit est

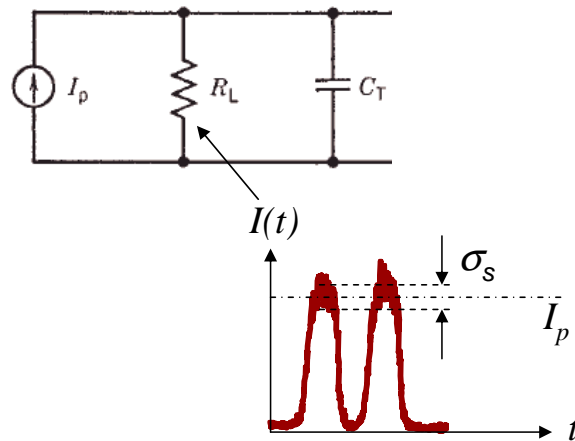


FIG. 1.7 – Circuit associé à la photodiode et courant réel reçu sur la résistance  $R_L$ .  $C_T$  est la capacité totale équivalente des jonctions dans la photodiode.

une variable aléatoire. Ce courant est constitué du signal  $I_p$  pur et du bruit  $i_s(t)$  ajouté par la photodiode :

$$I(t) = I_p + i_s(t) \quad (1.4)$$

Le bruit  $i_s(t)$  est appelé bruit quantique ou bruit de grenaille (shot noise en anglais). Sa variance  $\sigma_s$  est calculée selon la formule [21] :

$$\sigma_s^2 = 2qI_p\Delta f \quad (1.5)$$

où  $q$  est la charge de l'électron et  $\Delta f$  la bande passante effective de la photodiode.

En plus du bruit de grenaille, la détection va ajouter un autre type de bruit appelé bruit thermique.

Dans les études que nous mènerons par la suite, nous négligerons ces deux types de bruits introduits lors de la détection pour ne considérer que le bruit d'origine optique. L'origine du bruit optique sera détaillée au paragraphe 1.1.3.2.

#### 1.1.1.6 Le rapport signal sur bruit optique

Considérons un signal présentant un bruit optique. Comme nous le verrons au paragraphe 1.1.3.2, le bruit optique provient de l'émission spontanée des amplificateurs optiques.

Le rapport signal sur bruit optique (ou OSNR pour Optical Signal to Noise Ratio) est un paramètre permettant de quantifier la qualité du signal à la réception. La valeur de ce paramètre est le rapport entre la puissance du signal optique et la puissance du bruit optique. Ce paramètre doit être supérieur à une certaine valeur pour que le signal puisse être détecté correctement.

L'OSNR est mesuré dans le domaine spectral. C'est le rapport entre la puissance optique du signal sur le domaine spectral occupé par le signal et la puissance du bruit optique

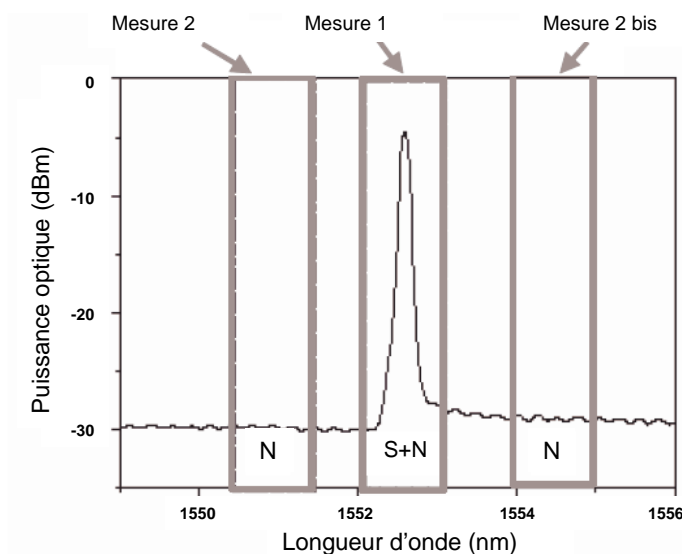


FIG. 1.8 – Exemple de mesure pour calculer l'OSNR, d'après [1].

mesurée sur une bande de référence, en général 0,1 nm. L'unité de l'OSNR est en général le dB/0,1nm.

La figure 1.8 décrit le principe d'une telle mesure.

La première mesure  $P_1$  consiste à mesurer en même temps le signal et le bruit associé. La deuxième mesure  $P_2$  est le résultat de deux mesures de bruit (de part et d'autre du signal). L'OSNR en dB, sur une bande spectrale  $B$ , est calculé par la formule :

$$\text{OSNR}^B(\text{dB}) = 10\log\left(\frac{P_{\text{signal}}^B}{P_{\text{bruit}}^B}\right) = 10\log\left(10^{P_1/P_2} - 1\right) \quad (1.6)$$

Pour ramener à une bande spectrale déterminée, par exemple 0,1 nm, on utilise la formule suivante :

$$\text{OSNR}^{0,1\text{nm}}(\text{dB}) = \text{OSNR}^B(\text{dB}) + 10\log\left(\frac{B(\text{nm})}{0,1}\right) \quad (1.7)$$

### 1.1.1.7 Le diagramme de l'œil

Le diagramme de l'œil est la superposition d'un grand nombre de symboles binaires du signal émis. Il est obtenu, dans le domaine électrique après détection par une photodiode, au moyen d'un oscilloscope à échantillonnage, et d'une synchronisation à la fréquence de l'horloge.

Il permet d'évaluer la qualité du signal en termes de bruit d'amplitude, d'interférences entre symboles ou de gigue temporelle.

La figure 1.9 représente des exemples de diagrammes de l'œil.



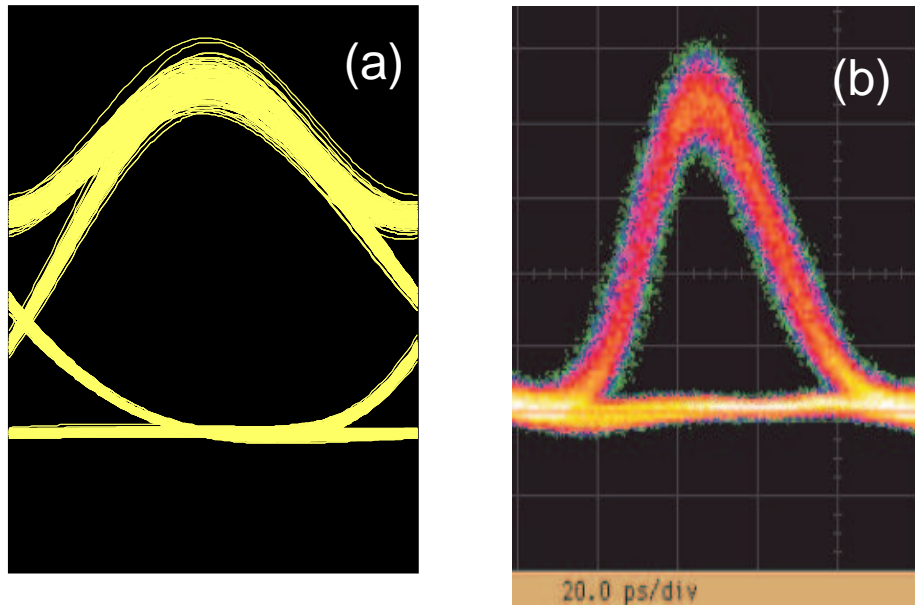


FIG. 1.9 – Exemples de diagrammes de l'œil simulé (a) et expérimental (b).

#### 1.1.1.8 La décision

On doit assurer, en bout de transmission, une bonne qualité d'information. Pour cela, une remise en forme du signal détecté est réalisée grâce au bloc de décision. Ce dernier est composé d'un détecteur à seuil et d'un circuit de récupération d'horloge, encore appelé circuit de synchronisation. La figure 1.10 illustre le principe de la décision au moyen d'un diagramme de l'œil.

A un instant donné, appelé instant de décision, le niveau du signal est mesuré. Généralement, les niveaux mesurés sont distribués autour de deux valeurs moyennes  $I_1$  et  $I_0$ . La variation autour du niveau haut  $I_1$  est appelée bruit sur les "1" et la racine carré de la variance des densités de probabilité est appelée  $\delta_1$ . La variation autour du niveau bas est appelée bruit sur les "0" et la racine carrée de la variance des densités de probabilité est  $\delta_0$ . Il nous semble bon de préciser que, par abus de langage, les impulsions optiques présentant un niveau après détection proche du niveau  $I_1$ , respectivement  $I_0$ , sont souvent appelées symboles "1", respectivement symboles "0". Il s'agit en effet d'un abus de langage puisque, pour un signal bruité ou distordu, il existe une probabilité non nulle qu'un niveau proche de  $I_1$  corresponde en réalité à un "zéro". De même un niveau proche de  $I_0$  peut correspondre à un "un".

On notera que l'instant de décision doit provenir d'une horloge synchronisée sur le signal incident. Cette récupération de rythme peut être effectuée grâce à une boucle à verrouillage de phase classique.

Une fois détecté, le niveau du signal reçu est comparé à un seuil de décision. S'il est supérieur, alors un niveau haut est détecté (signal "1"), sinon, c'est un niveau bas (signal "0").

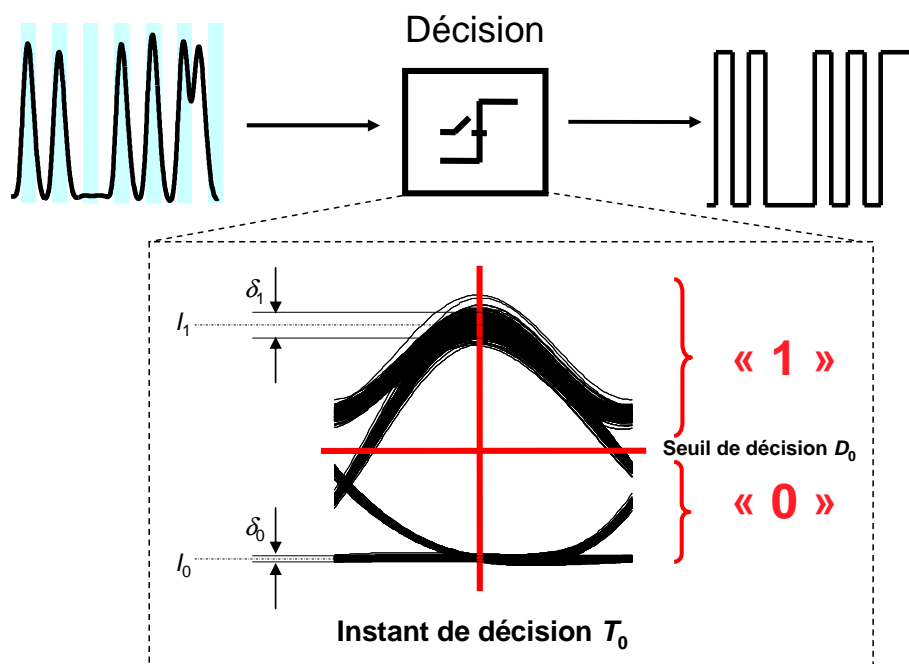


FIG. 1.10 – Principe de la décision.

#### 1.1.1.9 Le taux d'erreur binaire

Le moyen quantitatif pour évaluer la qualité d'une transmission consiste à évaluer la probabilité d'erreur, qui correspond à la probabilité de prendre une décision erronée sur un bit. Le taux d'erreur binaire (TEB) est le rapport entre le nombre de bits erronés et le nombre de bits émis.

Comme nous l'avons décrit dans le paragraphe 1.1.1.8, le récepteur prend une décision sur la présence d'un symbole "1" ou "0" selon le niveau de signal reçu à un instant donné appelé instant de décision. Si les fluctuations d'amplitude et temporelles sont importantes, la tension d'un symbole "1" peut passer au-dessous du seuil et la tension d'un symbole "0" au-dessus du seuil, des erreurs sont alors commises.

Pour nos travaux dans le laboratoire, un TEB acceptable à la réception est généralement inférieur à  $10^{-9}$ .

#### 1.1.1.10 La pénalité

Lorsque des fonctions optiques sont insérées dans un système de transmission, elles vont modifier les performances de ce système. Pour évaluer l'impact de la modification, on utilise un paramètre : la pénalité. Il est défini comme la différence (en dB) entre les puissances reçues sur le récepteur pour avoir un TEB donné (par exemple  $10^{-9}$ ) avant et après l'insertion de la fonction dans le système (notons que la puissance reçue sur le récepteur pour avoir un TEB de  $10^{-9}$  est appelée sensibilité du récepteur). La mesure de la pénalité évalue le bruit ajouté et les déformations du signal introduites par le dispositif. La figure 1.11 illustre un exemple

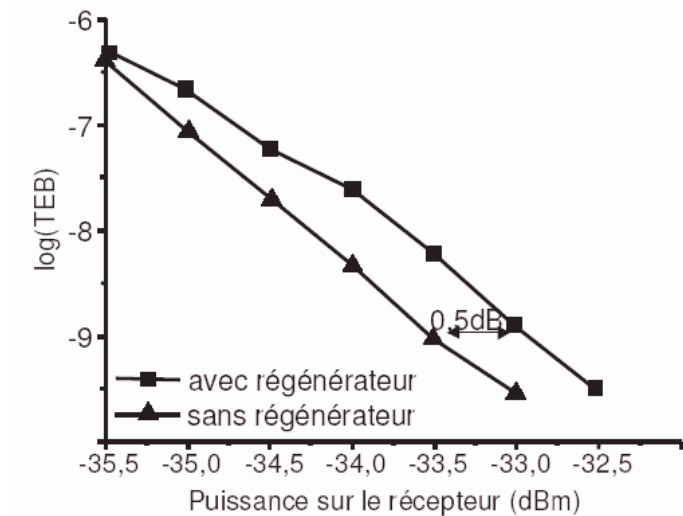


FIG. 1.11 – Un exemple d'évaluation de la pénalité d'un régénérateur dans un système de transmission, d'après [2].

de mesure de pénalité due à l'insertion d'un régénérateur dans un système. La pénalité pour un TEB de  $10^{-9}$  est de 0,5 dB.

#### 1.1.1.11 Le facteur de qualité $Q$

Le facteur de qualité est un paramètre permettant de quantifier la qualité d'un diagramme de l'œil. Il est défini par [21, 23] :

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\delta_1 + \delta_0} \quad (1.8)$$

où  $I_1$  et  $I_0$  sont les valeurs moyennes des photo-courants des symboles "1" et "0" et  $\delta_1$  et  $\delta_0$ , les racines carrées des variances des densités de probabilité des symboles "1" et "0".

Lorsque les hypothèses de la distribution gaussienne de bruit et de l'équilibre entre la présence des "1" et des "0" sont valables, nous avons une relation mathématique entre le facteur de qualité  $Q$  et le taux d'erreur binaire TEB [21] :

$$TEB = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \approx \frac{\exp(-Q^2/2)}{Q\sqrt{2\pi}} \quad (1.9)$$

où

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt \quad (1.10)$$

Notons que dans les systèmes de télécommunication actuels, le TEB fixé pour une transmission optique correcte est de  $10^{-9}$  sans code correcteur d'erreur (ou FEC pour Forward Error Correction), ce qui correspond à une valeur de facteur de qualité  $Q = 6$ . Avec FEC, le TEB maximum acceptable est de l'ordre  $10^{-4}$ , ce qui correspond à une valeur de facteur de qualité  $Q = 3,7$ .

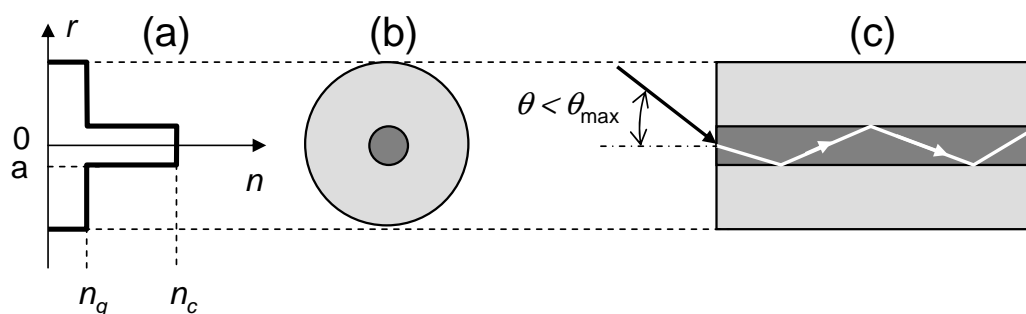


FIG. 1.12 – (a) Distribution de l'indice, (b) section transverse d'une fibre à saut d'indice et (c) principe du guidage de la lumière par réflexion totale interne.

Après avoir passé en revue les différents éléments faisant partie de la partie émission ou de la partie réception d'une ligne de télécommunications optiques, nous allons maintenant nous intéresser au support de transmission, c'est-à-dire à la fibre optique standard.

### 1.1.2 La fibre optique standard

Une fibre optique conventionnelle peut être schématisée par une partie centrale (cœur) d'indice de réfraction  $n_c$  entourée d'une gaine dont l'indice de réfraction  $n_g$  est légèrement plus faible. Le cœur, constitué d'un matériau diélectrique transparent, est généralement de la silice dopée en oxyde de germanium  $\text{GeO}_2$  et/ou de potassium  $\text{P}_2\text{O}_5$ .

La plupart des fibres optiques ont un cœur de symétrie cylindrique autour d'un axe noté  $Oz$  appelé axe de propagation. La section transverse présente une différence d'indice entre le cœur et la gaine qui peut être discontinue (fibre à saut d'indice) ou graduelle (fibre à gradient d'indice).

La figure 1.12 schématise la section transverse d'une fibre à saut d'indice et le principe du guidage de la lumière par réflexion totale interne dans le cœur de la fibre.

La lumière se propage le long de la fibre par réflexions successives entre le cœur et la gaine. Cela n'est possible que si le cœur et la gaine sont constitués de matériaux transparents et que l'indice de réfraction de la gaine est inférieur à celui du cœur (une différence de quelques pourcents est suffisante). La seconde condition est d'envoyer un signal lumineux dans la fibre avec un angle inférieur à un angle critique  $\theta_{max}$  (voir figure 1.12.c). On utilise un paramètre appelé l'ouverture numérique (ON) pour quantifier cette valeur angulaire. Elle représente une mesure de la quantité maximum de lumière qu'un système optique peut accepter. Elle s'écrit [22] :

$$\text{ON} = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.11)$$

Dans une fibre optique, la lumière peut être guidée selon plusieurs modes. Le paramètre  $V$ , appelé fréquence normalisée, est un paramètre important pour définir les conditions de propagation monomode [22] :

$$V = \frac{2\pi aON}{\lambda} \quad (1.12)$$

où  $a$  est le rayon du cœur de la fibre et  $\lambda$  la longueur d'onde.

L'intérêt du guidage monomode est d'éviter l'effet de dispersion intermodal qui cause une déformation du signal lumineux dans la fibre. Dans le cadre de cette thèse, nous ne parlerons que de fibres monomodes. Pour s'adapter à la condition de guidage monomode, une fibre optique à saut d'indice doit vérifier  $V < 2,405$  [23]. En d'autres termes, la longueur d'onde utilisée doit être supérieure à longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  (en dessous de  $\lambda_c$ , un deuxième mode apparaît dans la fibre). La longueur d'onde de coupure est déterminée à partir de la formule (1.12). Elle vaut :

$$\lambda_c = \frac{2\pi aON}{2,405} \quad (1.13)$$

### 1.1.2.1 Le mode fondamental

Le mode fondamental est le seul mode guidé par une fibre monomode. Mathématiquement, le mode fondamental est la seule solution des équations de Maxwell qui décrit la propagation des champs électromagnétiques dans une fibre optique lorsque  $V < 2,405$ .

Un paramètre important caractérisant le mode fondamental dans une fibre est l'aire effective (ou surface effective) qui est calculée à partir de la répartition transverse du champ modal se propageant dans la fibre. Soit  $F(r)$  la distribution de ce champ en fonction du rayon transverse de la fibre dont l'origine est au centre du cœur. Par intégration sur toute la section droite de la fibre, l'aire effective  $A_{eff}$  est définie par [22] :

$$A_{eff} = \frac{(\int_0^\infty |F(r)|^2 dr)^2}{\int_0^\infty |F(r)|^4 dr} \quad (1.14)$$

Si la distribution spatiale de mode est supposée de forme gaussienne, l'aire effective est calculée par la formule suivante [22] :

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad (1.15)$$

où  $w$  est la demi largeur du mode à  $1/e^2$  du pic maximal d'intensité.

En général, le mode fondamental d'une fibre optique peut être assimilé à une distribution gaussienne. La figure 1.13 présente la distribution réelle (mesurée expérimentalement) du mode fondamental et son approximation gaussienne.

La distribution transverse du mode fondamental est approchée par une forme gaussienne de la forme :

$$\Phi(r) = A \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (1.16)$$

On choisit  $w$  de manière à maximiser l'intégrale de recouvrement entre les solutions approchée et exacte :

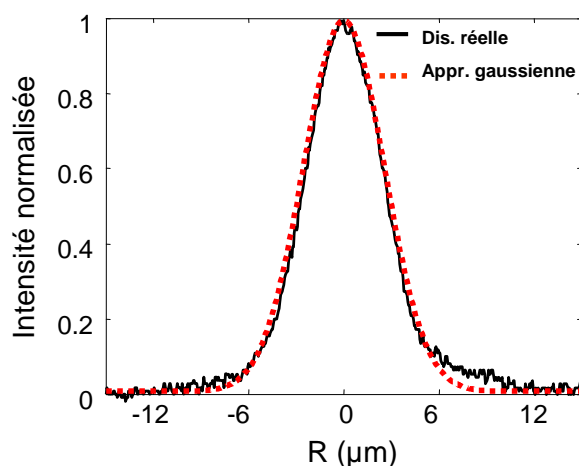


FIG. 1.13 – Distribution d'intensité de mode fondamental (ligne continue) et son approximation par une forme gaussienne (ligne discontinue).

$$\eta = \frac{\int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) F(r)r dr}{\sqrt{\int_0^{+\infty} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) r dr \int_0^{+\infty} F^2(r)r dr}} \quad (1.17)$$

Lorsque  $\eta$  est maximum,  $w$  est considéré comme une valeur optimisée.

Il existe une expression analytique empirique qui permet de déterminer  $w$  en fonction de  $V$  pour une fibre standard à saut d'indice. Il s'agit de la formule de Marcuse dont la précision est meilleure que 1% pour  $1,2 < V < 2,4$  [28] :

$$\frac{w}{a} = 0,65 + 1,619V^{-3/2} + 2,879V^{-6} \quad (1.18)$$

Le facteur de confinement décrit la fraction de puissance du mode contenue dans le cœur par rapport à la puissance totale du mode :

$$\Gamma = \frac{P_{cœur}}{P_{totale}} = \frac{\int_0^a F(r)r dr}{\int_0^{+\infty} F(r)r dr} = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{w^2}\right) \quad (1.19)$$

La figure 1.14 présente la dépendance en  $V$  du facteur de confinement. On remarque que  $\Gamma$  n'est pas égal à 1 si  $V = 2,405$ , donc qu'une certaine partie de la puissance se propage dans la gaine. On constate également que  $\Gamma$  diminue rapidement lorsque  $V$  diminue.

### 1.1.2.2 L'atténuation

L'atténuation est la grandeur physique qui traduit l'affaiblissement du signal au cours de la propagation.

Soient  $P_0$  et  $P_L$  les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur  $L$ . L'atténuation dite linéique se traduit par une décroissance exponentielle de la puissance en fonction de la longueur de fibre :

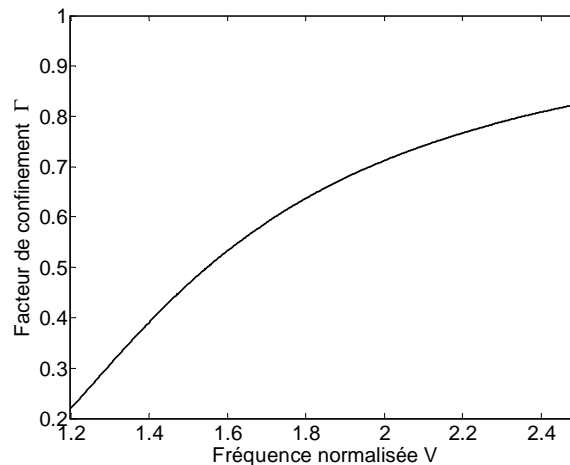


FIG. 1.14 – Facteur du confinement du mode fondamental dans le cœur en fonction de la fréquence normalisée  $V$ .

$$P_L = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (1.20)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation linéique ( $\text{m}^{-1}$ ).

On utilise souvent le coefficient d'atténuation exprimé en dB/km. Il est relié à  $\alpha$  par la relation :  $\alpha \text{ en dB/km} = 4343\alpha \text{ (en } \text{m}^{-1}\text{)}$

L'atténuation de la fibre a plusieurs origines [29]. On citera notamment l'absorption intrinsèque de la silice, la diffusion Rayleigh, la diffusion par les inhomogénéités de la fibre et l'absorption par des impuretés présentes dans la fibre, majoritairement les ions  $\text{OH}^-$ . L'atténuation a également une origine mécanique : courbures, micro-courbures ou fluctuations du diamètre de la fibre mais aussi épissures (zones de jonctions entre la fibre et un autre élément de la liaison donnant lieu à de la diffusion ou de la réflexion).

La figure 1.15 présente la courbe d'atténuation dans une fibre standard en silice (ou SMF pour Single Mode Fiber).

L'atténuation varie suivant la longueur d'onde. La diffusion Rayleigh limite les performances dans le domaine des courtes longueurs d'onde (domaine du visible et du proche infrarouge) et le pic d'absorption, dû à la présence de radicaux  $\text{OH}^-$  dans la silice, limite les performances autour de 1400 nm. Ce pic d'OH est la principale cause de séparation de la bande conventionnelle (bande C ou fenêtre autour de 1550 nm) et la bande originelle (bande O ou fenêtre autour de 1300 nm) dans les télécommunications.

Les fibres en silice connaissent un minimum d'atténuation vers 1550 nm. Cette longueur d'onde sera donc privilégiée pour les communications optiques. L'histoire des communications optiques est parsemée de jalons concernant l'évolution de la fabrication des fibres optiques :

- En 1970, la compagnie Corning Glass Works réalise une fibre silice avec des pertes de 20 dB/km par la méthode de dépôt chimique en phase vapeur [30].

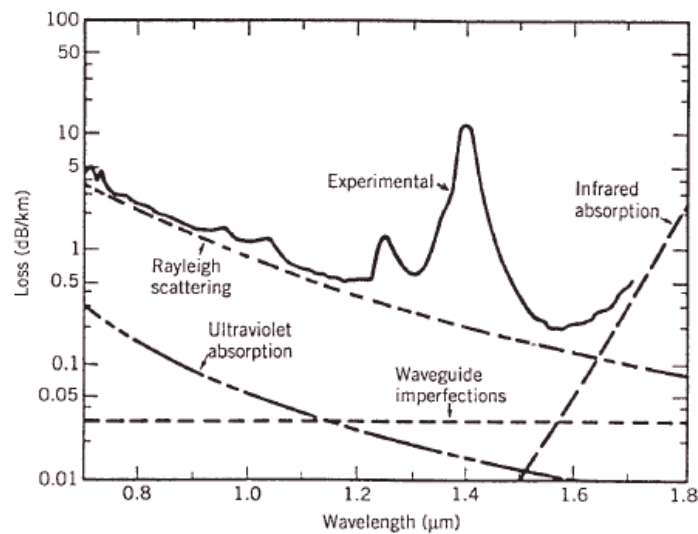


FIG. 1.15 – Atténuation dans une fibre optique en silice, d’après [3].

- En 1974, Bell laboratories réalise une fibre silice avec des pertes de 2 à 3 dB/km à 1060 nm par la méthode de dépôt chimique en phase vapeur métallique [31].
- En 1976, NTT et Fujikura Ltd. fabriquent une fibre avec des pertes de 0,47 dB/km à 1200 nm en utilisant les techniques de réduction de l’absorption des pics OH dans la fibre [32].
- En 1979, NTT réussit à fabriquer une fibre avec des pertes de 0,2 dB/km à 1550 nm en utilisant des techniques pour minimiser l’imperfection géométrique de la fibre [3].
- En 1986, un record de pertes dans une fibre a été établi par la compagnie Sumitomo Electric Industries Ltd. : 0,154 dB/km à 1550 nm [33].

Depuis, les fabricants de fibre dans le monde maîtrisent les techniques de fabrication. Ils produisent en général des fibres silice avec les pertes d’environ 0,2 dB/km.

De nos jours, la maîtrise des procédés de fabrication permet d’atteindre couramment une atténuation aussi faible que 0,15 dB/km à 1550 nm [34].

### 1.1.2.3 La dispersion chromatique

Dans une fibre monomode, la dispersion chromatique est un paramètre important puisqu’elle traduit la différence de vitesse de groupe entre différentes longueurs d’onde. Elle résulte de la variation de l’indice de réfraction  $n(\omega)$  vu par l’onde en fonction de sa fréquence. La dispersion chromatique (ou GVD pour Group Velocity Dispersion) introduit différents retards de propagation pour différentes composantes spectrales du signal, une impulsion peut donc s’élargir. La GVD a deux origines dans la fibre : la dispersion due aux caractéristiques géométriques du guide d’onde et la dispersion due au matériau.

Pour déterminer la valeur de la dispersion, la constante de propagation  $\beta$  est développée en série de Taylor d’autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  de l’onde [22] :



$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (1.21)$$

où

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, 3\dots) \quad (1.22)$$

Le paramètre  $\beta_1$  est lié à la vitesse de groupe des ondes  $\beta_1 = v_g^{-1}$ , le paramètre  $\beta_2$  est le coefficient de dispersion du deuxième ordre, et le paramètre  $\beta_3$  le coefficient de dispersion du troisième ordre.

Dans la pratique, il est commode d'utiliser un paramètre qui exprime le retard de groupe  $D$  (appelé dans la suite "dispersion" de la fibre) [22] :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.23)$$

L'unité de la dispersion  $D$  est la ps/nm/km. Cela signifie que pour 1 km de propagation, deux longueurs d'onde écartées de 1 nm ont un écart temporel en picoseconde égal à  $D$  à la sortie. Dans la zone de dispersion positive  $D > 0$  (ou dispersion anormale), une longueur d'onde  $\lambda_0$  se propage plus vite qu'une longueur d'onde plus grande  $\lambda_0 + \Delta\lambda$ . Inversement, une longueur d'onde  $\lambda_0$  se propage plus vite qu'une longueur d'onde plus courte  $\lambda_0 - \Delta\lambda$  dans la zone de dispersion négative  $D < 0$  (ou dispersion normale). Le phénomène de dispersion cause un élargissement temporel des impulsions au cours de la propagation.

Pour évaluer l'élargissement subi par une impulsion de durée  $T_0$  se propageant dans une fibre de dispersion  $D$ , on utilise un paramètre appelé la longueur de dispersion :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.24)$$

Dans la pratique,  $L_D$  est la longueur de fibre pour laquelle une impulsion va être élargie d'un facteur  $\sqrt{2}$  si la fibre est purement dispersive.

De nos jours, la maîtrise de la fabrication des fibres permet d'avoir des fibres optiques couvrant une large gamme de dispersion à une longueur d'onde donnée. Par exemple, à 1550 nm, la fibre standard en silice (SMF) a une dispersion positive d'environ 17 ps/nm/km, la fibre à dispersion décalée (ou DSF pour Dispersion Shifted Fiber) a une dispersion nulle, la fibre à dispersion décalée non-nulle (ou NZDSF pour Non-Zero Dispersion Shifted Fiber) a une dispersion de quelques ps/nm/km (positive ou négative) et la fibre à compensation de dispersion (ou DCF pour Dispersion Compensating Fiber) a une dispersion négative de plusieurs dizaines de ps/nm/km. La figure 1.16 illustre une courbe de dispersion de la fibre SMF. La dispersion est positive si  $\lambda > 1310$  nm.

Lorsque la dispersion de la fibre est petite (autour de zéro) ou que la durée de l'impulsion est très courte (inférieure à 1 ps), il est indispensable de prendre en compte la dispersion du troisième ordre  $\beta_3$  qui traduit un changement de la valeur de la dispersion avec la longueur d'onde. La pente  $S$  de la dispersion est liée à  $\beta_3$  par la formule suivante [21] :

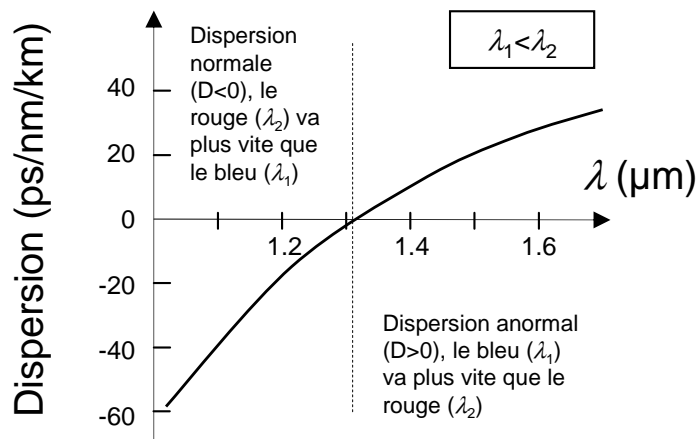


FIG. 1.16 – Courbe de dispersion de la fibre SMF.

$$S = \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (1.25)$$

La dispersion du troisième ordre est exprimée en la ps/km/nm<sup>2</sup>. Cela veut dire que deux longueurs d'onde écartées de 1 nm ont des dispersions qui diffèrent d'une valeur égale à  $S$ .

En plus de la dispersion chromatique, il existe aussi une autre forme de dispersion qui perturbe la propagation des signaux dans une fibre optique : la dispersion de polarisation (ou PMD pour Polarisation Mode Dispersion) [35]. L'origine de la PMD vient du fait que le mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP<sub>01</sub>) est une combinaison de deux modes électromagnétiques notés LP<sub>01</sub><sup>x</sup> et LP<sub>01</sub><sup>y</sup> qui ne se propagent pas à la même vitesse de groupe dans la fibre si celle-ci présente une biréfringence résiduelle, de forme ou de contrainte. Cette dispersion dépend du conditionnement de la fibre et de la température. Généralement, cette dispersion peut être négligée dans les systèmes de transmission inférieurs à 10 Gbit/s parce que les fibres utilisées pour les télécommunications présentent une PMD très faible, inférieure à 0,1 ps/√km. La présence de la racine dans l'unité de ce paramètre vient du fait que le phénomène de dispersion de polarisation est un phénomène aléatoire.

#### 1.1.2.4 La fabrication des fibres

Pour fabriquer une fibre optique, il est nécessaire de réaliser une préforme qui n'est rien d'autre qu'un « barreau de verre » dont les dimensions vont de un à une dizaine de centimètres pour le diamètre, et de 30 centimètres à plus de 1 mètre pour la longueur. La préforme est ensuite étirée pour obtenir une fibre optique.

Nous présentons brièvement une technique couramment utilisée pour la fabrication de fibres en silice : la méthode de dépôt chimique en phase vapeur. Les dopants sont injectés sous forme de chlorures (gazeux) dans le tube de silice, oxydés au passage d'un chalumeau. Des suies se déposent en aval du chalumeau. Un autre passage du chalumeau, à plus haute température, vitrifie le dépôt obtenu. Le tube est ensuite assoupli par un chauffage plus

fort et se rétrécit lentement. Un dernier passage du chalumeau, plus lent et soigneusement contrôlé referme le tube.

Le barreau est ensuite placé dans un four porté à une température voisine de 2 000°C. Il est alors étiré en une fibre optique de plusieurs dizaines de kilomètre par exemple, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice (cette couche peut être déposée dans la tour de fibrage, juste après l'étirement) avant d'être enroulée sur une bobine. Ce revêtement est particulièrement important pour éviter toute contamination.

Après avoir présenté les notions indispensables à la compréhension des principaux phénomènes intervenant dans le mécanisme de guidage d'une fibre optique, nous allons décrire la fonction de régénération optique du signal.

### 1.1.3 La régénération optique

Comme nous allons le voir, la fonction optique de traitement du signal consistant à régénérer le signal peut être classée en trois catégories : la ré-amplification, la remise en forme et la re-synchronisation.

#### 1.1.3.1 La ré-amplification (1R)

Bien que le coefficient d'atténuation des fibres optiques soit faible (0,2 dB/km dans la bande de télécommunications autour de 1550 nm), les communications sur de longues distances imposent l'utilisation d'amplificateurs. Avant l'apparition des amplificateurs optiques, les pertes étaient compensées par la régénération du signal par des répéteurs électriques qui transformaient d'abord le signal optique en signal électrique puis l'amplifiaient avant de le re-transformer en signal optique. Ces répéteurs électriques devenaient vite complexes et onéreux, en particulier pour les systèmes multicanaux ou sous-marins, d'où l'idée d'amplifier directement le signal optique.

Plusieurs types d'amplificateurs optiques ont été développés durant les années 80. Les amplificateurs à semi-conducteurs (ou SOA pour Semiconductor Optical Amplifier) furent initialement utilisés, mais leur intérêt a vite diminué à cause des problèmes de diaphonie entre canaux. La mise au point de l'amplificateur à fibre dopée erbium (ou EDFA pour Erbium-Doped Fiber Amplifier) a constitué une révolution dans le domaine des télécommunications optiques. En effet, son fort gain ( $> 30$  dB), sa grande puissance de saturation, sa large bande d'amplification ( $> 30$  nm) et son insensibilité à la polarisation en font un composant clé des systèmes de télécommunications optiques. Néanmoins, avec les pompes fixées à 980 nm ou/et 1480 nm, l'EDFA se limite à amplifier uniquement dans une bande spectrale (la bande C). Avec l'accroissement du nombre de canaux dans la fibre grâce à la technique WDM (Wavelength Division Multiplexing), la bande spectrale offerte par les EDFA, limitée au maximum à 40 nm, peut s'avérer être un facteur pénalisant. Ce constat a relancé les études sur de nouvelles méthodes permettant l'augmentation de la bande spectrale (la

largeur et la flexibilité). C'est l'amplificateur Raman (ou RA pour Raman Amplifier), qui, grâce à l'effet Raman, crée un gain sur une très large bande ( $> 100$  nm) à une distance de 13 THz à partir de la longueur d'onde de pompe.

De nos jours, les deux types d'amplification EDFA et RA sont combinés pour exploiter les points forts de chaque type d'amplification afin d'optimiser les systèmes à longue distance [36].

### 1.1.3.2 Le bruit d'émission spontanée amplifiée

Le principe des amplificateurs optiques de type EDFA est d'utiliser le phénomène d'émission stimulée de l'ion erbium pour réaliser le processus d'amplification. Cependant, ce phénomène d'interaction entre la matière et le rayonnement s'accompagne également de phénomènes d'absorption et d'émission spontanée. Or, une partie des photons générés par émission spontanée est guidée et également amplifiée. Cette émission a lieu de manière aléatoire au cours du temps et n'est pas cohérente avec le signal. C'est ce que l'on appelle le bruit optique d'émission spontanée amplifiée (ESA). La densité spectrale de bruit  $S_{ESA}$  s'écrit [21] :

$$S_{ESA} = (G - 1)n_{sp}h\nu \quad (1.26)$$

où  $G$  est le gain,  $n_{sp}$  le facteur d'émission spontanée,  $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence d'émission.

Le paramètre qui quantifie l'influence de l'ESA après chaque amplificateur est le facteur de bruit (ou NF pour Noise Figure). Ce paramètre est défini par [21] :

$$\text{NF(dB)} = 2n_{sp}(G - 1)/G \simeq 2n_{sp} \quad (1.27)$$

Pour éviter l'accumulation de bruit dans les systèmes contenant un grand nombre d'EDFA, on peut avoir recours à une autre fonction, dite de remise en forme du signal. La combinaison de la ré-amplification et de la remise en forme est appelée la régénération 2R.

### 1.1.3.3 La remise en forme (2R)

La régénération 2R, pour "Reshaping and Reamplification", est schématisée sur la figure 1.17. Elle a pour rôle de réaliser, en plus d'une amplification, une remise en forme du signal. Celle-ci consiste en une amélioration du taux d'extinction (ER pour Extinction Ratio), défini comme le rapport entre la puissance moyenne des "1" et la puissance moyenne des "0" ( $ER = I_1/I_0$ ) ainsi que la réduction du bruit d'amplitude sur les symboles "1" et "0" du signal.

Les régénérateurs 2R sont en général formés d'un amplificateur optique linéaire suivi d'une porte optique non-linéaire [15].

Toutefois, la régénération 2R ne corrige que les fluctuations d'amplitude du signal. Elle ne corrige pas les fluctuations temporelles des symboles, connues sous le nom de gigue

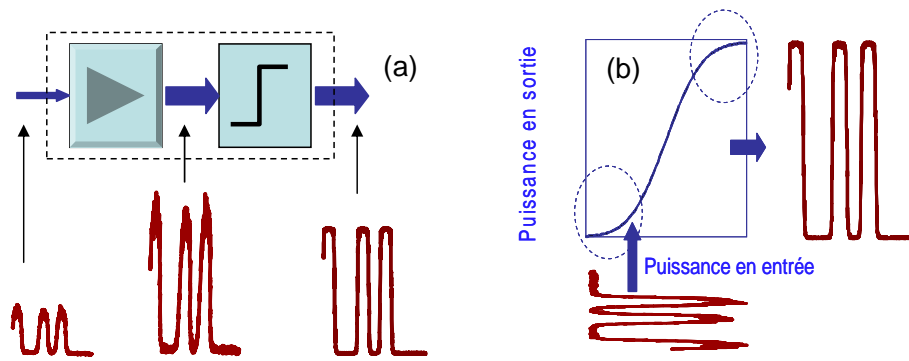


FIG. 1.17 – Schéma de principe d'un régénérateur 2R (a) et fonction de transfert du régénérateur (b).

temporelle ou "jitter" en anglais. L'accumulation de gigue peut conduire à une dégradation du TEB. La régénération 3R, présentée dans le paragraphe suivant, est la solution pour éviter ce problème.

#### 1.1.3.4 La re-synchronisation (3R)

La régénération 3R, pour "Retiming, Reshaping and Reamplification", réalise les trois étapes nécessaires à une régénération complète des données.

En effet, à cause des diverses dégradations subies par le signal au cours de sa propagation, les symboles binaires qui forment le signal peuvent se décaler temporellement au sein de leur temps bit. Ce décalage peut créer des interférences entre symboles ou de la gigue temporelle, phénomènes qui perturbent la détection de l'information. La re-synchronisation des données est donc une étape importante de la régénération.

Pour réaliser cette régénération complète, les dispositifs 3R nécessite l'utilisation d'une récupération d'horloge pour corriger temporellement les décalages de symboles.

En ce qui concerne la récupération d'horloge, il s'agit d'une fonction qui permet de générer une horloge optique de faible gigue temporelle dont la fréquence est calée sur celle des données à régénérer. Plusieurs techniques opto-électroniques ou tout-optiques existent pour réaliser une récupération d'horloge [37].

La figure (1.18) présente le principe d'un dispositif de régénération 3R. Une partie du signal dégradé est injectée dans un dispositif de récupération d'horloge qui module un signal de sonde. L'horloge obtenue, synchrone avec les données, est ensuite modulée par la porte optique non linéaire commandée par le signal dégradé

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes essentiellement intéressés aux fonctions de régénérations optiques de type 2R, élaborées notamment à base de fibres optiques non-linéaires. Nous allons maintenant décrire les particularités de ces fibres.

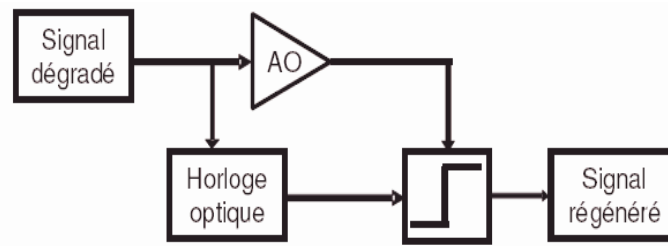


FIG. 1.18 – Principe de la régénération 3R. AO : Amplificateur optique.

## 1.2 Les fibres optiques non-linéaires

En deçà d'une certaine intensité optique, les fibres optiques peuvent être considérées comme un milieu de propagation linéaire. Au delà d'une certaine intensité, la propagation devient non-linéaire. Dans certains cas on peut rechercher les conditions d'une propagation fortement non-linéaire, pour réaliser des fonctions optiques par exemple.

### 1.2.1 Les effets non-linéaires dans les fibres optiques

Nous allons brièvement décrire les effets non-linéaires pouvant se manifester dans les fibres optiques à savoir : l'effet Kerr, le mélange à quatre ondes, l'effet Raman et l'effet Brillouin.

#### 1.2.1.1 L'effet Kerr

Un type d'effet non-linéaire très important dans les fibres optiques est l'effet Kerr. Celui-ci apparaît lorsque l'intensité du signal devient si importante qu'elle peut modifier significativement l'indice de réfraction  $n$  de la fibre [21] :

$$n = n_0 + n_2|E|^2 = n_0 + n_2I \quad (1.28)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire de la silice,  $n_2$  l'indice de refraction non-linéaire,  $E$  l'amplitude du champ électrique et  $I$  l'intensité du signal.

Cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du signal est à l'origine de certains effets non-linéaires intéressants comme l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée.

##### *a. L'auto-modulation de phase*

L'auto-modulation de phase (ou SPM pour Self Phase Modulation) introduit une dépendance de la phase à l'intensité du signal durant sa propagation dans une fibre. Le déphasage non-linéaire du signal à une distance  $z$  s'écrit [22] :

$$\phi_{NL}(z, T) = \gamma|E(0, T)|^2 \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha} \quad (1.29)$$

où  $\alpha$  est le coefficient des pertes et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire défini par l'équation suivante [22] :

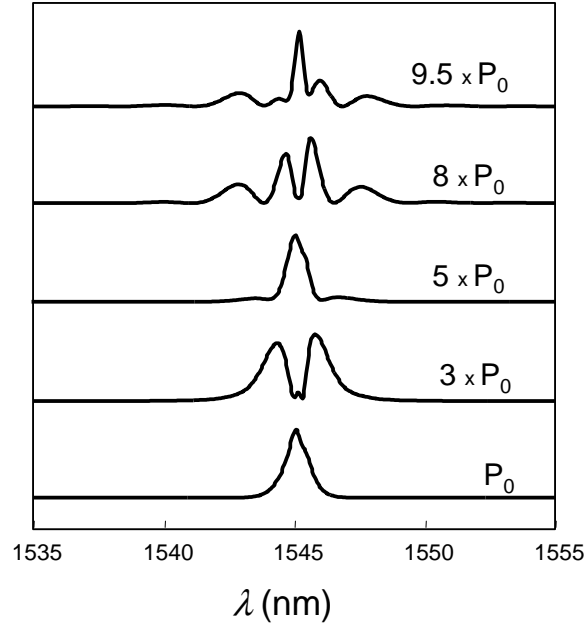


FIG. 1.19 – Spectre du signal en sortie de fibre pour différentes puissances du signal en entrée.  $P_0$  est une puissance arbitraire.

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (1.30)$$

avec  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide et  $A_{eff}$  l'aire effective de la fibre.

La phase non linéaire conduit en général à un élargissement spectral. En effet, en supposant que  $\alpha$  est négligeable, la variation de fréquence instantanée par rapport à la fréquence centrale s'écrit :

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\gamma z \frac{\partial|E(z,T)|^2}{\partial T} \quad (1.31)$$

De nouvelles fréquences sont donc créées dans le spectre du signal et, plus l'intensité est importante, plus ces fréquences sont éloignées de la fréquence centrale. Cet élargissement spectral peut perturber les canaux adjacents d'un système de transmission multiplexé en longueur d'onde.

La figure 1.19 illustre un exemple d'élargissement spectral dû à l'automodulation de phase. D'autres exemples seront donnés dans le chapitre 3 concernant les caractérisations des fibres non-linéaires.

Pour évaluer l'impact des effets non-linéaires sur une impulsion de puissance crête  $P_0$  qui se propage dans une fibre possédant un coefficient non-linéaire  $\gamma$ , on utilise un paramètre appelé longueur non-linéaire  $L_{NL}$  :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (1.32)$$

Dans une fibre optique, en se basant sur les différentes valeurs du rapport entre la longueur non-linéaire  $L_{NL}$  et la longueur de dispersion  $L_D$ , on distingue trois cas de propagation :

- Si  $L_{NL} \ll L_D$  : la transmission est très non-linéaire. Dans ce cas, les effets non-linéaires sont dominants.
- Si  $L_{NL} \gg L_D$  : La transmission est linéaire. Dans ce cas, l'effet de dispersion est dominant. On peut négliger les effets non-linéaires.
- Si  $L_{NL}$  et  $L_D$  sont du même ordre de grandeur : les effets non-linéaires et l'effet de dispersion sont comparables.

### ***b. La modulation de phase croisée***

La modulation de phase croisée (ou XPM pour Cross Phase Modulation) est basée sur le même principe physique que l'auto-modulation de phase, mais elle se produit en présence de plusieurs ondes dans la fibre optique. Ces ondes différentes peuvent être des ondes de longueurs d'onde différentes ou de même longueur d'onde mais de polarisations différentes. L'indice de réfraction vu par une onde est modulé, non seulement par sa propre intensité, mais aussi par l'intensité des autres ondes. Dans le cas d'un système à deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , l'indice de réfraction vu par  $\lambda_1$  est :

$$n = n_0 + n_2 [I(\lambda_1) + 2I(\lambda_2)] \quad (1.33)$$

Le terme dépendant de  $I(\lambda_1)$  correspond à la SPM, et le terme dépendant de  $I(\lambda_2)$ , correspond à la XPM. La XPM est donc deux fois plus importante que la SPM dans ce cas. La XPM affecte notamment une liaison optique multiplexée en longueur d'onde.

### ***c. Le mélange à quatre ondes***

Le processus de mélange à quatre ondes (ou FWM pour Four-Wave Mixing) peut être décrit par l'annihilation de deux photons de même fréquence ou non, et la création simultanée de deux autres photons à des fréquences différentes. En règle générale, son efficacité est liée au respect d'une condition dite d'accord de phase entre les différents vecteurs d'onde mis en jeu. Le FWM est à la base de l'amplification paramétrique ou du phénomène d'instabilité de modulation (accroissement d'une faible modulation de l'enveloppe du champ au cours de la propagation).

La figure 1.20 représente le spectre d'un signal qui a subi l'effet du mélange à quatre ondes. On voit apparaître, de part et d'autre des spectres de la pompe et du signal, les deux ondes à des longueurs d'onde différentes.

#### **1.2.1.2 L'effet Brillouin**

La diffusion Brillouin stimulée (ou SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil, appelé  $P_{sB}$ . Elle se manifeste par la génération d'ondes optiques décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente d'une quantité déter-



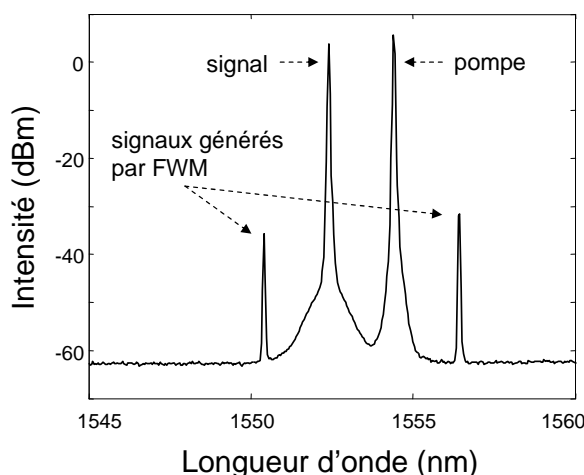


FIG. 1.20 – Spectre du signal, de la pompe et des deux nouvelles longueurs d’onde créées par FWM.

minée par le milieu de propagation. Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n’a lieu que dans la direction opposée à celle de l’onde incidente, et le décalage de l’onde générée est [22] :

$$\Delta\nu_B = \frac{2\pi v_A}{\lambda_p} \quad (1.34)$$

où  $v_A$  est la vitesse de l’onde acoustique et  $\lambda_p$  est la longueur d’onde optique. En considérant la vitesse acoustique  $v_A$  pour la silice de 5960 m/s, nous trouvons un décalage de 10 GHz à la longueur d’onde  $\lambda_p = 1550$  nm. L’onde générée vers les plus faibles fréquences est l’onde Stokes et l’onde générée (beaucoup moins efficacement) vers les plus hautes fréquences est l’onde anti-Stokes. La figure 1.21 illustre l’effet Brillouin pour une longueur d’onde de pompe de 1570 nm.

### 1.2.1.3 L’effet Raman

La diffusion Raman stimulée (ou SRS pour Stimulated Raman Scattering) est un processus à trois ondes couplées dans lequel l’onde de pompe génère une onde décalée en fréquence et une onde d’excitation vibrationnelle dans le milieu. Ce phénomène apparaît lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil appelé  $P_{sR}$ . A la différence de la diffusion Brillouin, la diffusion Raman stimulée a lieu dans les deux directions de propagation de la fibre. Le décalage en fréquence  $\Delta\nu_R$  par diffusion Raman est beaucoup plus grand que dans le cas de la diffusion Brillouin. Dans la silice, il est environ de 13 THz [22]. Dans le cas de la diffusion Raman stimulée on parle également d’ondes Stokes et anti-Stokes. La figure 1.22 illustre l’effet Raman pour une longueur d’onde de pompe de 1480 nm.

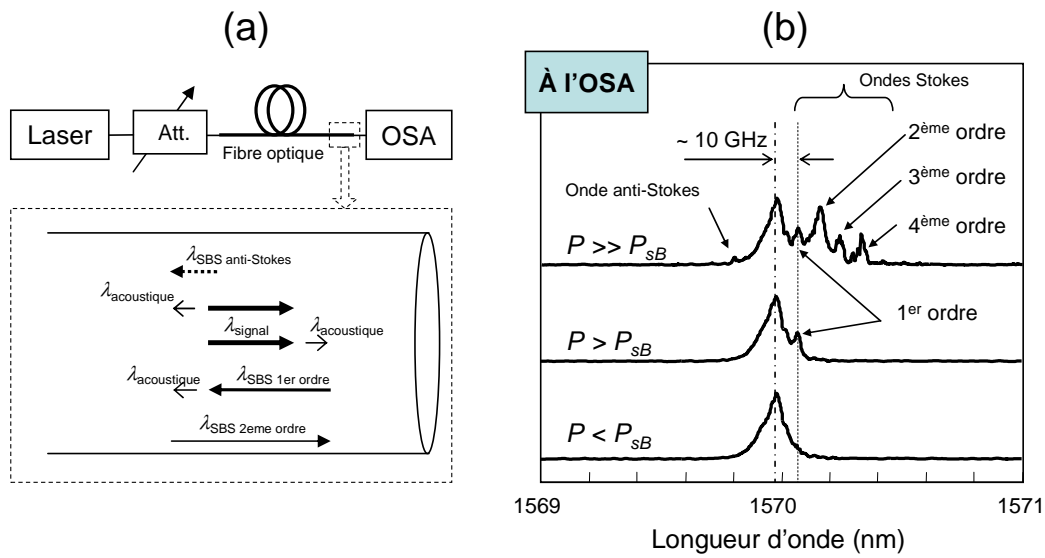


FIG. 1.21 – (a) Principe de la diffusion Brillouin stimulée et (b) mise en évidence expérimentale de cet effet. Att. : Atténuateur ; OSA : Analyseur de spectre optique.

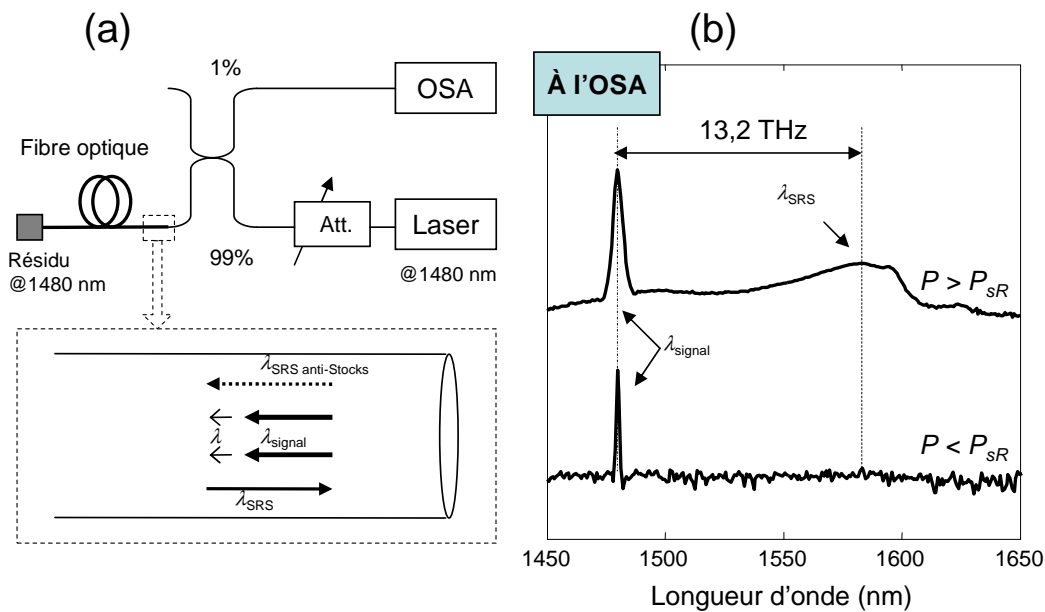


FIG. 1.22 – (a) Principe de la diffusion Raman stimulée et (b) mise en évidence expérimentale de cet effet. Att. : Atténuateur ; OSA : Analyseur de spectre optique.

### 1.2.2 Comment augmenter la non-linéarité d'une fibre optique

Avec un matériau donné, les effets non-linéaires ne sont efficaces qu'au delà d'une certaine puissance optique incidente et d'une certaine longueur d'interaction avec le milieu. Lorsqu'on cherche à réaliser des dispositifs à base de fibres optiques non-linéaires, augmenter l'efficacité non-linéaire permet de diminuer la puissance optique ou la longueur d'interaction nécessaire ou bien les deux à la fois, rendant les dispositifs plus facilement intégrables et moins coûteux.

Pour augmenter l'efficacité de l'effet Kerr d'une fibre optique par exemple, on doit agir sur le coefficient non-linéaire  $\gamma$  défini dans la formule (1.30). D'après cette formule, on constate que deux voies existent pour améliorer le coefficient non-linéaire des fibres optiques.

- La voie *guide optique* où l'on cherche, à partir de la silice, dont le fibrage est maintenant parfaitement maîtrisé, à confiner le mode sur de très petits diamètres, diminuant ainsi l'aire effective  $A_{eff}$ . Cette voie se trouve en plein essor depuis quelques années grâce à l'apparition des fibres microstructurées [19]. Ces fibres, grâce à leur structure particulière, permettent de confiner le mode guidé dans des dimensions à peine plus grandes que la longueur d'onde. On peut, grâce à cette technique, augmenter de près d'un facteur 50 le coefficient non-linéaire d'une fibre conventionnelle en silice [38]. De plus, ces fibres permettent de gérer la dispersion chromatique sur de larges bandes de fréquences. Le paragraphe 1.2.3 présentera leurs caractéristiques.
- La voie *matériau* où l'on cherche à fibrer des verres dont l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  est intrinsèquement élevé. On trouve par exemple dans la littérature des verres de bismuth [39, 40] mais c'est le verre de chalcogénure qui remporte la palme de la non-linéarité la plus élevée [18, 41–44]. De plus, l'idée d'une combinaison de la voie *matériau* et la voie *guide optique* peut permettre de réaliser des fibres extrêmement non-linéaires avec des caractéristiques très intéressantes liées au contrôle de la dispersion. Le paragraphe 1.2.4 présentera les fibres non-linéaires non-silice avec leurs caractéristiques.

### 1.2.3 Les fibres optiques non-linéaires microstructurées en silice

Pour avoir une faible aire effective  $A_{eff}$ , il faut réduire le diamètre du cœur  $a$  et garder  $V$  autour d'une certaine valeur pour assurer un bon confinement de la lumière et pour également assurer un guidage monomode (par exemple,  $V > 2$  pour confiner 75% de la puissance dans le cœur et  $V < 2,405$  pour satisfaire à la condition de guidage monomode).

Rappelons que  $V$  est proportionnel au diamètre  $a$  du cœur de la fibre et à l'ouverture numérique ON (équation (1.12)). Pour réduire  $a$ , tout en gardant une valeur constante de  $V$ , il faut augmenter ON, c'est-à-dire augmenter le contraste entre l'indice du cœur et l'indice de la gaine (équation (1.11))

Dans la littérature, la fibre à saut d'indice non-linéaire la plus simple est la fibre DSF où le coefficient non-linéaire est d'environ  $2,6 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  (à comparer avec la valeur de  $1,3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  pour la fibre SMF standard). La valeur du coefficient non-linéaire d'une fibre

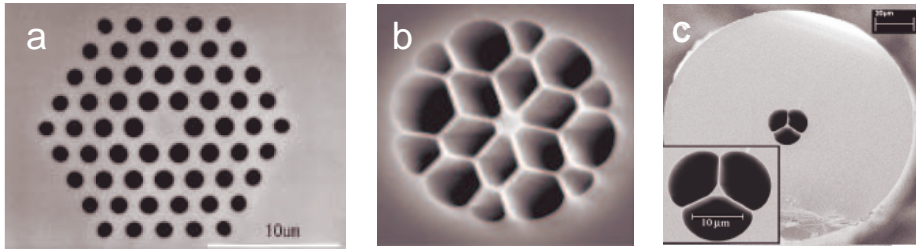


FIG. 1.23 – Quelques structures de FMS : (a) hexa (d'après [4]), (b) cobweb et (c) delta (d'après [5]).

à saut d'indice en silice peut aller jusqu'à  $30 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [45]. Ceci est possible grâce au fort dopage en  $\text{GeO}_2$  dans le cœur qui permet d'augmenter le contraste d'indice et donc de réduire le diamètre du cœur. Une plus grande augmentation de la valeur du coefficient non-linéaire pour les fibres à saut d'indice nécessiterait d'augmenter encore le contraste d'indice ; ce qui semble poser des problèmes technologiques importants.

L'augmentation de la non-linéarité des fibres silice a été rendue possible grâce à rupture technologique, celle des fibres optiques microstructurées. Ces fibres sont entièrement composées de silice mais la gaine contient une proportion d'air qu'il est possible de contrôler. En augmentant cette proportion d'air de manière significative, il est possible d'augmenter fortement le contraste d'indice entre le cœur et la gaine, réduisant ainsi l'aire effective du mode guidé. Ces fibres sont connues sous les noms de fibres à trous (HF pour Holey Fiber) ou fibres à cristal photonique (PCF pour Photonic Crystal Fiber).

### 1.2.3.1 La microstructure

Une fibre microstructurée en silice (FMS) est constituée d'un cœur solide en silice et d'une gaine percée de trous d'air ce qui conduit à une valeur de l'indice effectif (indice moyen vu par lumière) plus faible dans la gaine que dans le cœur. Un guidage par un phénomène de réflexion totale interne modifié est donc possible.

Il y a plusieurs types de structures de FMS que l'on distingue par leur forme et l'organisation des trous dans la gaine :

- La structure "hexa" (figure 1.23.a) : La gaine est constituée de couronnes hexagonales de trous. La couronne la plus proche du cœur est constituée de 6 trous. C'est la structure la plus utilisée.
- La structure "cobweb" (figure 1.23.b) : Dans cette structure, le cœur est quasiment suspendu dans l'air par de minces parois de silice d'épaisseur très inférieure à la longueur d'onde  $\lambda$ .
- La structure "delta" (figure 1.23.c) : La gaine n'a que trois gros trous qui forment un cœur triangulaire.
- Les autres structures : Il existe aussi d'autres structures où les trous dans la gaine sont distribués d'une façon moins régulière (figure 1.24.a). Le voisinage du cœur peut

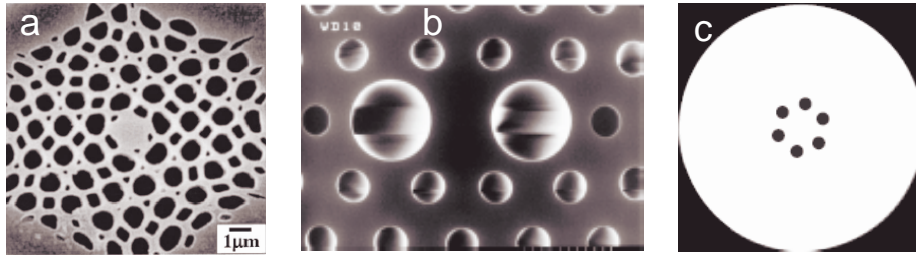


FIG. 1.24 – Autres structures de FMS : (a) non-régulière (d'après [6]), (b) à maintien de polarisation (d'après [7]) et (c) hybride (d'après [8]).

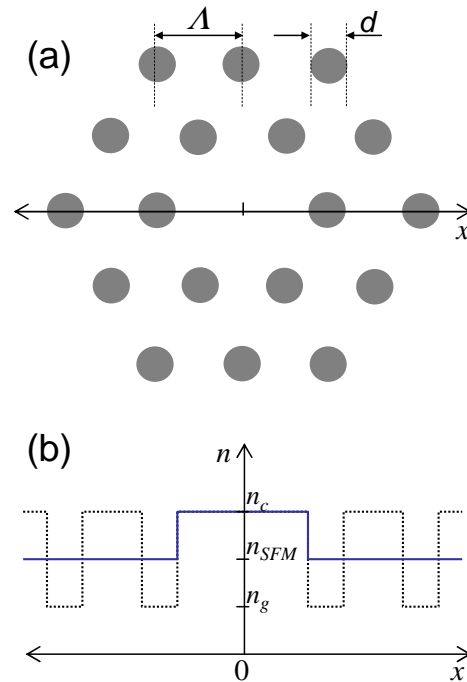


FIG. 1.25 – Section transverse de la structure hexa (a) et le profil d'indice transverse.

également être modifié pour induire une forte biréfringence de la structure (figure 1.24.b). La structure peut enfin présenter une forme hybride : elle ne comprend qu'une seule couronne de trous autour du cœur faiblement dopé Ge (figure 1.24.c).

Pour concevoir et étudier les caractéristiques de FMS, la structure "hexa" est la plus couramment utilisée. La figure 1.25 présente cette structure théorique et les paramètres géométriques essentiels : le diamètre du trou d'air  $d$ , la distance entre deux trous voisins quelconques dans la gaine  $\Lambda$  et le nombre de couches d'inclusions  $N_r$  (dans cet exemple,  $N_r = 2$ ).

### 1.2.3.2 Les pertes

Les pertes d'une FMS dépendent non seulement des caractéristiques optiques du matériau mais aussi de la structure de la fibre. Généralement, elles ont pour origine la diffusion

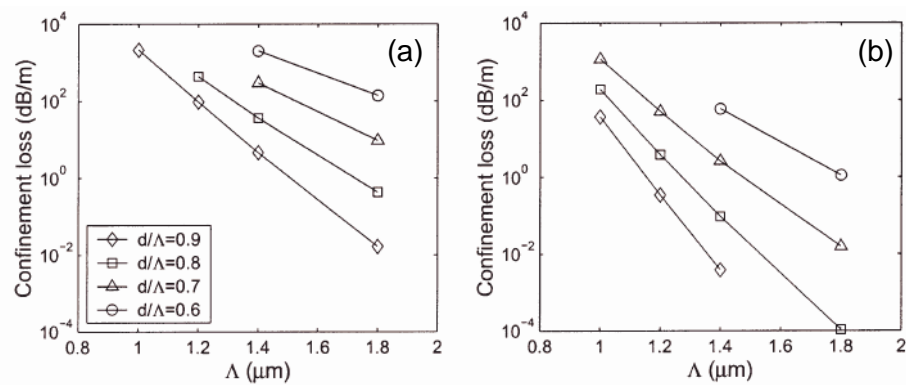


FIG. 1.26 – Pertes de confinement en fonction de  $\Lambda$  avec différentes valeurs de  $d/\Lambda$  dans une fibre de (a) 2 couronnes et (b) 3 couronnes, d'après [9].

Rayleigh, l'absorption par les ions  $\text{OH}^-$ , les courbures et les pertes par confinement. La dernière cause est une forme additionnelle de pertes qui se produit seulement dans les fibres mono-matériau (notamment les FMS). Ces pertes diminuent quand le nombre de couronnes de trous augmente et quand  $d/\Lambda$  et  $\Lambda$  augmente [46, 47]. La figure 1.26 est un exemple de simulation des pertes par confinement dans une FMS. On constate qu'avec  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0,7$ , les pertes peuvent diminuer de 100 dB/m à 1 dB/m lorsqu'on passe de 2 couronnes à 3 couronnes de trous.

En ce qui concerne le matériau, la purification et le polissage des tubes capillaires sont nécessaires pour diminuer les pertes [48].

### 1.2.3.3 La dispersion

Les FMS, avec leurs structures spéciales peuvent fournir une très grande gamme de valeurs de dispersion. Par exemple, la dispersion nulle peut être obtenue à la longueur d'onde de 800 nm [49]. A 1550 nm, il est possible d'avoir des valeurs de dispersion positives, négatives ou autour de zéro. La figure 1.27 montre les différents profils de dispersion que l'on peut obtenir avec différentes structures de FMS, en variant  $d/\Lambda$  et  $\Lambda$ . Par contre, il est à noter que, dans ce modèle, les pertes de guidage ne sont pas prises en compte car elles ne peuvent pas être calculées par la méthode employée [50].

En plus de modifier la valeur de la dispersion, la microstructure offre la possibilité de modifier la pente de la dispersion telle qu'elle soit positive, négative ou à une valeur très faible.

### 1.2.3.4 Le coefficient non-linéaire

Les fibre FMS permettent d'obtenir une grande gamme de non-linéarité par rapport aux fibres à saut d'indice en silice. Les fibre FMS peuvent être jusqu'à 50 fois plus non-linéaires qu'une fibre SMF. Cette propriété vient du fait, qu'avec une fibre FMS, la taille du cœur peut être réduite jusqu'à des valeurs extrêmes [38]. Cependant, il faut noter que plus la fibre

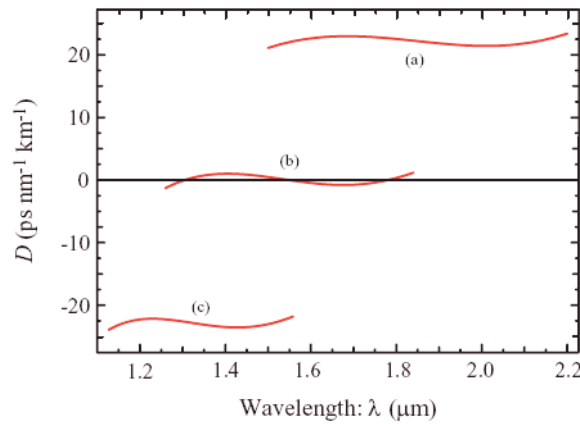


FIG. 1.27 – Evolution de la dispersion en fonction de la longueur d'onde pour trois structures différentes de FMS : (a) dispersion positive ( $d/2 = 0,4 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 3,12 \mu\text{m}$ ) ; (b) dispersion autour de zéro ( $d/2 = 0,316 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2,62 \mu\text{m}$ ) ; et (c) dispersion négative ( $d/2 = 0,27 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2,19 \mu\text{m}$ ), d'après [10].

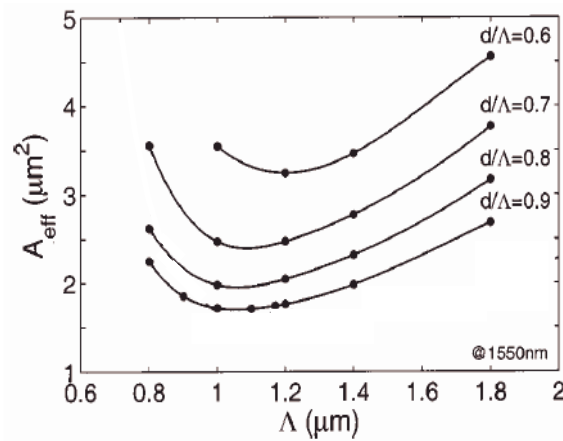


FIG. 1.28 – Valeur prévue de l'aire effective de la FMS en fonction de  $\Lambda$  et  $d/\Lambda$ , d'après [6].

est non-linéaire, plus ses pertes augmentent. Par exemple, la fibre FMS présentée dans la référence [51] possède un  $\gamma$  de  $26 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ( $A_{eff} = 4 \mu\text{m}^2$ ) et un  $\alpha$  de  $5,7 \text{ dB/km}$  tandis que la fibre FMS la plus non-linéaire a un  $\gamma$  de  $70 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ( $A_{eff} = 1,5 \mu\text{m}^2$ ) avec un  $\alpha$  de  $190 \text{ dB/km}$  [38]. Il faut également noter que la valeur d'aire effective de  $1,5 \mu\text{m}^2$  est proche de la limite fondamentale pour le diamètre minimum d'un mode guidé à  $1550 \text{ nm}$  dans une fibre silice [6].

La figure 1.28 illustre la dépendance de l'aire effective de la FMS en fonction de  $\Lambda$  (donc du diamètre du cœur) et  $d/\Lambda$ . Lorsque le diamètre du cœur (proportionnelle à  $\Lambda$ ) est réduit, le mode devient de plus en plus confiné et l'aire effective diminue. Mais si la taille du cœur est significativement plus petite que la longueur d'onde optique ( $1,5 \mu\text{m}$ ), elle devient trop petite pour bien confiner la lumière. Par conséquent, le mode (donc l'aire effective) s'élargit rapidement.

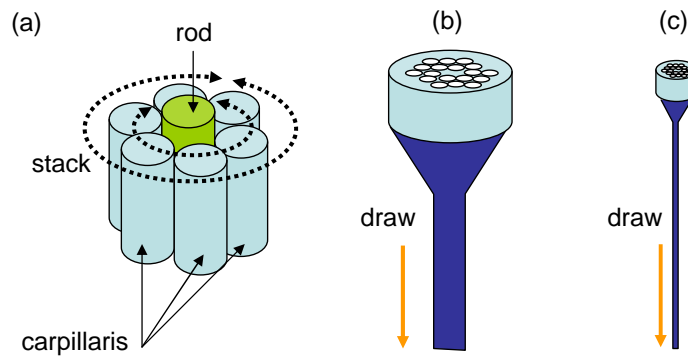


FIG. 1.29 – Etapes de fabrication par la méthode "stack and draw" : (a) "stack", (b) "draw" de la préforme et (c) fibrage de la préforme en fibre.

### 1.2.3.5 La fabrication

La fabrication d'une fibre optique, nécessite deux étapes principales : la fabrication de la préforme et le fibrage de la préforme en fibre. En ce qui concerne la fabrication des FMS, différentes méthodes existent pour la fabrication de la préforme. Il s'agit des méthodes "stack and draw" [19], "drilling" [52, 53] et "sol-gel" [54–56]. La méthode "stack and draw" est la plus utilisée en raison de sa facilité de mise en œuvre, sa capacité à traiter le cœur indépendamment de la gaine et sa précision dans le contrôle de la structure. Cette méthode a été appliquée pour réaliser la première FMS [19]. Elle est considérée comme la méthode classique de fabrication des FMS. Les différentes étapes de fabrication sont présentées dans la figure 1.29. Ces différentes étapes sont :

- Première étape : des capillaires (tubes de verre cylindriques creux) sont assemblés pour former une canne dont le diamètre peut être de plusieurs centimètres selon la structure transverse désirée (figure 1.29.a). Le matériau de la tige centrale peut être différent selon les applications, comme par exemple de la silice dopée aux terres rares pour les applications lasers et amplificateurs ou de la silice dopée  $\text{GeO}_2$  pour les applications non-linéaires.
- Deuxième étape : la canne est fibrée en une préforme d'un diamètre de l'ordre de quelques millimètres (figure 1.29.b). Cette préforme peut être insérée dans un tube solide de plus gros diamètre puis fibrée à nouveau (figure 1.29.c). En conséquence, la structure et la taille de la fibre optique finale peuvent être parfaitement contrôlées.

### 1.2.4 Les fibres optiques non-linéaires en verre non-silice

Pour augmenter la valeur de l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  d'une fibre optique, on peut utiliser des verres non-silice tels que les verres d'oxyde de bismuth ( $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ), d'oxyde de tellurite ( $\text{TeO}_2$ ), d'oxyde de plomb ( $\text{PbO}$ ) ou de chalcogénure ( $\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}$ ,  $\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}\text{Ge}_{15}$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$  etc.). Ces verres possèdent un indice de réfraction élevé ainsi qu'une grande valeur de  $\chi(3)$  (donc une grande valeur de l'indice de réfraction non-linéaire) [18, 57, 58].



Plusieurs compositions de verres ont été étudiées pour que la gaine et le cœur de la fibre aient les mêmes propriétés thermiques afin de faciliter le fibrage.

Les structures de fibres fortement non-linéaires en verre non-silice peuvent être à saut d'indice ou de type microstructurée. Dans chacun des cas, les caractéristiques optiques des fibres dépendent fortement du matériau utilisé dans le cœur. Nous présentons par la suite quelques réalisations de fibres non-linéaires en verre non-silice.

#### 1.2.4.1 Les fibres non-silice à saut d'indice

##### a. Les verres de bismuth

Le verre de bismuth est un composé constitué d'oxyde  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  et d'autres éléments ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ). Selon le pourcentage du dopage de  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  dans le composé, on peut modifier l'indice de réfraction  $n$  ainsi que l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  (de l'ordre de plusieurs dizaines de fois la valeur de  $n_2$  dans la silice [39, 40, 59]). La température de fusion de ces verres est d'environ  $550^\circ\text{C}$  [60].

La première fibre à saut d'indice en verre de bismuth présentait un coefficient non-linéaire très intéressant de  $64,2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  (50 fois plus grand que celui d'une fibre SMF) avec une aire effective de  $20,4 \mu\text{m}^2$ . Son atténuation était de  $0,8 \text{ dB/m}$ . Les pertes d'épissure sont de  $0,48 \text{ dB/soudure}$  [39, 40]. La dispersion chromatique de cette fibre est de  $-130 \text{ ps/nm/km}$ .

En diminuant l'aire effective ainsi qu'en utilisant un autre type de verre de bismuth, Sugimoto *et al.* ont réussi à fabriquer une fibre avec une valeur record du coefficient non-linéaire pour les fibres en verre de bismuth :  $\gamma = 1\,360 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [59]. Les pertes  $\alpha$  de cette fibre sont de  $1,9 \text{ dB/m}$  (à  $1310 \text{ nm}$ ), les pertes d'épissure sont de  $9,6 \text{ dB}$  et la dispersion chromatique est de  $-260 \text{ ps/nm/km}$ . D'autres exemples de fibres en verre de bismuth sont décrits dans les références [61–64].

##### b. Les verres de chalcogénure

Les verres de chalcogénure se composent d'éléments tels que S, Se ou Te typiquement associés aux éléments As, Ge, Ga ou Sb [65]. Si l'on oublie les verres à base de Te (qui sont opaques pour les longueurs d'onde visible et infra-rouge proche), les verres de chalcogénure typiques sont des binaires As-S, As-Se, Ge-S et Ge-Se [66]. Des verres ternaires et quaternaires peuvent être réalisés par la combinaison de ces verres binaires et d'autres éléments. Ils ont des caractéristiques non-linéaires très intéressantes et ont donc récemment été étudiés intensivement pour des applications dans le domaine des télécommunications [18, 41, 43, 44, 67].

Les verres de chalcogénure possèdent un indice de réfraction ainsi qu'un indice de réfraction non-linéaire très élevés [68]. Généralement, la température de fusion des verres de chalcogénure est basse (par exemple, elle est de  $436^\circ\text{C}$  à  $476^\circ\text{C}$  pour des verres Ge-As-Se [44]).

Un exemple typique de fibre à saut d'indice en verre de chalcogénure est présenté dans la référence [69]. Cette fibre est réalisée à partir de la composition  $\text{As}_2\text{Se}_3$  dont le  $n_2$  vaut  $2,4 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Son aire effective est de  $40 \mu\text{m}^2$ . Son coefficient non-linéaire  $\gamma$  est alors

très élevé :  $2450 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . La possibilité de diminuer l'aire effective de la fibre permettrait d'avoir une fibre encore plus non-linéaire. Cette fibre possède une très grande valeur de dispersion chromatique ( $D = -670 \text{ ps/nm/km}$ ) due à la forte dispersion du matériau. D'autres exemples de fibres en verre de chalcogénure sont présentés dans les références [65, 70–73].

#### 1.2.4.2 Les fibres non-silice microstructurées

Pour les fibres à saut d'indice en verre non-silice, on ne peut pas réduire facilement l'aire effective parce qu'on doit assurer un bon contraste d'indices (entre le cœur et la gaine) en gardant le maximum de similarité entre les caractéristiques thermiques de ces verres. Grâce aux fibres microstructurées, cette contrainte technologique disparaît car les fibres peuvent être fabriquées avec un seul matériau. De plus, comme nous l'avons vu, grâce à la structure spéciale de ces fibres, de très petites aires effectives et une gestion efficace de la dispersion peuvent être obtenues. Plusieurs types de fibre microstructurées en verre non-silice ont été réalisées.

##### a. Le verre de tellurite

Les verres de tellurite  $\text{TeO}_2$  possèdent un indice de réfraction non-linéaire relativement grand ( $n_2 = 2,5 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ) et une faible atténuation dans l'infra-rouge [74].

La première fibre microstructurée en verre de tellurite a été fabriquée en 2003 [75]. Malgré le caractère multimode de cette fibre et des pertes de 2,3 dB/m (à 1055 nm), le coefficient non-linéaire de cette fibre est assez intéressant :  $\gamma = 47,8 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

D'après leurs calculs, Hu *et al.* ont montré la possibilité de fabriquer une fibre tellurite microstructurée monomode avec une longueur d'onde de dispersion nulle à 1550 nm et un coefficient non-linéaire  $\gamma$  de  $260 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [76]. La faible dispersion a été prouvée expérimentalement avec une fibre présentée en 2004 ( $D = -20 \text{ ps/nm/km}$ ) [77]. D'autres caractéristiques de cette fibre sont très intéressantes ( $\gamma$  de  $675 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\alpha$  de 0,18 dB/m à 1400 nm et de 0,4 dB/m à 1550 nm) mais la possibilité d'un guidage monomode n'a pas encore été démontrée.

##### b. Les verres d'oxyde de plomb

Les verres d'oxyde de plomb montrent une assez grande valeur d'indice non-linéaire, comparable avec celle des verres de tellurite. Ils sont très attractifs pour réaliser des fibres microstructurées non-linéaires. On peut trouver ces verres commercialement sous le nom de verre SF6 ( $n_2 = 2,2 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [78] ou de verre SF57 ( $n_2 = 4,1 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [79].

Le matériau SF57 est considéré comme le verre le plus non-linéaire parmi les verres d'oxyde de plomb commercialement disponibles [80]. La première démonstration d'une fibre microstructurées en verre de SF57 a été réalisée par Kiang *et al.* [79]. Avec une aire effective de l'ordre de  $3 \mu\text{m}^2$ , cette fibre possède un coefficient non-linéaire  $\gamma$  de  $550 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Les pertes sont d'environ 4 dB/m et la dispersion n'a pas été rapportée.

Depuis, quelques améliorations dans cette famille de fibre ont été démontrées :

- En 2003 :  $\gamma = 640 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $\alpha = 9 \text{ dB/km}$  à 1550 nm ;  $\gamma = 440 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $\alpha = 2,6 \text{ dB/m}$  à 1550 nm [5] ;
- En 2005 :  $\gamma = 1860 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $\alpha = 2,3 \text{ dB/m}$  à 1550 nm [81,82]

### c. Les verres de bismuth

En 2004, Ebendorff-Heidepriem *et al.* ont présenté pour la première fois la combinaison d'une structure microstructurée et d'un verre de bismuth ; ce qui a permis de réaliser une fibre à dispersion positive à 1550 nm ( $D = 40 \text{ ps/nm/km}$ ) avec un coefficient non-linéaire de  $1\,100 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et des pertes de  $3,4 \text{ dB/m}$  [83].

### d. Les verres de chalcogénure

Le tableau (1.2) synthétise les différentes réalisations des fibres fortement non-linéaires vues précédemment. On constate que la fibre la plus non-linéaire est celle présentée dans la référence [69]. Elle est réalisée à partir d'une structure à saut d'indice avec une aire effective assez grande ( $40 \mu\text{m}^2$ ). La forte non-linéarité de cette fibre vient du fort coefficient  $n_2$  obtenu avec un verre de type chalcogénure ( $\text{As}_2\text{Se}_3$  en l'occurrence). On remarque que si l'aire effective des fibres en verre de chalcogénure pouvait être diminuée en utilisant une structure microstructurée, ces fibres pourraient posséder un coefficient non-linéaire plus de 10 000 fois plus élevé que la fibre SMF [84]. La possibilité de réaliser des fibres microstructurées en verre de chalcogénure (FMC) a été démontrée pour la première fois par Monro *et al.* [85] avec un verre de type GLS mais aucune caractérisation optique de cette fibre n'a été proposée. Le peu de résultats concrets concernant les fibres FMC a évidemment renforcé notre motivation à élaborer, dans le cadre des projets ECOFON et FUTUR, de nouvelles FMC non-linéaires.

Structure	Verre	$\alpha$ (dB/km)	$A_{eff}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\gamma$ (* )	$D$ à $1,5 \mu\text{m}$ (**)	Réf.
Saut d'indice	Silice	1,3	8,5	30	ZD $\sim 1,56 \mu\text{m}$	[86]
	Bismuth	1900	3,3	1360	-260	[59]
	Chalcogénure	2900	40	2450	-670	[69]
Microstructurée	Silice	190	1,5	70	-30	[38]
	Tellurite	400	3,54	675	-20 nm	[77]
	Oxyde Plomb	2300	1,1	1860	ZD $\sim 1 \mu\text{m}$	[82]
	Bismuth	3400	1,2	1100	40	[83]

TAB. 1.2 – Résumé des caractéristiques de quelques fibres non-linéaires. (\*) : unité du coefficient non-linéaire en  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , (\*\*) : unité de la dispersion en  $\text{ps/nm/km}$ , ZD : Zéro de Dispersion.

En 2005, la première fibre microstructurée monomode en verre de chalcogénure SbSGeGa a été fabriquée par l'EVC et PERFOS. Le verre possède un  $n_2$  de  $2,6 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ . Avec une aire effective de  $54 \mu\text{m}^2$ , le coefficient non-linéaire de la fibre est de  $200 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [87]. Ce coefficient non-linéaire reste relativement modeste car l'indice de réfraction non-linéaire n'est pas très élevé. En revanche, le succès obtenu dans la fabrication de fibres microstructurées en verre de chalcogénure a marqué un jalon dans la réalisation d'autres fibres FMC de plus

en plus non-linéaires :

- En 2006, l'EVC et PERFOS ont amélioré la qualité géométrique de la fibre FMC 2S2G [88].
- En 2007, ces équipes fabriquent les première fibres FMC SbS<sub>2</sub>Ge qui possèdent des pertes de 5,5 dB/m et un coefficient non-linéaire de l'ordre de  $500 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [84].
- En 2008, une dernière série de FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> a été caractérisée. Ces fibres ont une aire effective d'environ  $21 \mu\text{m}^2$  ce qui peut conduire à un coefficient non-linéaire de  $4\,400 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , du fait que la valeur du  $n_2$  du verre As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> est très élevée ( $2,4 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [69].

### 1.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions importantes, qui seront utilisées tout au long de ce manuscrit, concernant les télécommunications optiques. Nous nous sommes notamment intéressés à la façon dont le signal optique est émis, transmis, régénéré et détecté.

La partie transmission, c'est-à-dire la fibre optique, étant au cœur de la thèse, nous avons particulièrement insisté sur ses propriétés linéaires et non-linéaires. Nous avons également présenté le principe de la régénération 1R, 2R et 3R. Certains dispositifs optiques dédiés à ce type de traitement du signal peuvent être réalisés à partir de fibres non-linéaires. Les principales avancées dans le domaine des fibres optiques fortement non-linéaires ont été présentées.

Lorsqu'un signal optique se propage dans une fibre optique non-linéaire, il subit à la fois l'influence des effets linéaires et des effets non-linéaires. La simulation numérique de la propagation du signal dans ces conditions n'est pas triviale mais doit absolument être maîtrisée lorsque l'on s'intéresse aux sujets développés dans le cadre de cette thèse. Le chapitre suivant va décrire le principe de la simulation numérique de la propagation non-linéaire d'impulsions dans une fibre optique au moyen d'une méthode couramment utilisée. Nous présenterons également les contributions originales que nous avons proposées pour augmenter l'efficacité de cette méthode.