

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou**



**Faculté De Génie Electrique Et d'Informatique**  
**Département d'Electronique**

**Mémoire de Fin d'Études**

**En vue de l'obtention du diplôme de Master en Electronique**

**Option : Réseaux et Télécommunications**

**Domaine : Sciences et Technologies**

**Filière : Génie électrique**

*Thème :*

**Etude d'un canal de transmission tout optique**

Mémoire soutenu publiquement le 13 juillet 2017, devant le jury composé de :

**Mr : ATTAF Youcef**  
Président

**Mr : KANAN Kamel**  
Examineur

Travail réalisé par :

**Mr : CHEMALA Tarik**

**Mr : SEDDIKI Said**

Proposé et dirigé par :

**Mr : TAZIBT Slimane**

**Année universitaire 2016/2017**

# Remerciements

A travers ce modeste travail, nous tenons à remercier notre promoteur Mr TAZIBT. S car c'est grâce à ses conseils, ses encouragements, son orientation et l'intéressante documentation qu'il a mis à notre disposition, que ce travail de mémoire a été fait.

Nos remerciements s'adressent également aux membres du jury pour avoir accepté d'examiner et d'évaluer ce travail.

Nous remercions sincèrement tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

# Dédicaces

Je dédie ce travail à :

Ma chère mère ; qui a œuvré pour ma réussite, par son amour, sa bienveillance et ses sacrifices.

Mon chère père ; pour m'avoir toujours soutenu et encouragé à aller de l'avant.

J'espère avoir répondu aux espoirs que vous avez fondés en moi, santé et longue vie à vous.

Mes chères frères et sœurs, merci pour votre appui et soutien moral permanents, avec toute mon affection.

Toute ma famille, tous mes amis, et tous ceux qui ont cru en moi.

SEDDIKI Saïd

# Dédicaces

Je dédie ce travail à :

Ma chère mère ; qui a œuvré pour ma réussite, par son amour, sa bienveillance et ses sacrifices.

Mon chère père ; pour m'avoir toujours soutenu et encouragé à aller de l'avant.

J'espère avoir répondu aux espoirs que vous avez fondés en moi, santé et longue vie à vous.

Mes chères sœurs, merci pour votre appui et soutien moral permanents, avec toute mon affection.

Toute ma famille, tous mes amis, et tous ceux qui ont cru en moi.

CHEMALA Tarik

# **Table des matières**

<b>Introduction générale</b> .....	1
------------------------------------	---

## **Chapitre I : Emetteur optique**

I.1. Introduction .....	3
I.2. Techniques de modulation.....	3
A. La modulation directe (Interne).....	3
A.1. Les lasers.....	3
A.2. Diodes lasers (semi-conducteurs).....	6
A.2.1. Structure des lasers à semi-conducteurs.....	6
A.2.2. Type de jonction PN.....	8
A.2.3. Les différents types des lasers à semi-conducteurs.....	9
A.3. Le gain optique .....	10
A.4. Courant de seuil.....	10
A.5. Modulation directe .....	11
B. La Modulation externe .....	13
B.1. Effets électro-optiques .....	13
B.1.1. Effet Pockels.....	14
B.2. Modulateurs électro-optiques.....	19
B.2.1. Principe de la modulation .....	19
B.2.2. Les différents types de configuration .....	20
B.2.3. Le modulateur à rotateur (Cellule de Pockels) .....	21
B.2.4. Le modulateur de Mach-Zehnder .....	23
B.2.4.1. Principe de fonctionnement .....	23
B.2.4.2. Modulation électro-optique d'intensité ou d'amplitude .....	24
I.3. Bruits des émetteurs .....	28
I.3.1. Origine des bruits laser .....	29
i) Bruit d'origine technique .....	29
ii) Bruit d'origine quantique.....	29
I.3.2. Etude du bruit laser.....	30
I.4. Conclusion .....	30

## Chapitre II : Canal optique

II.1. Introduction .....	32
II.2. Fibre optique.....	32
II.2.1. Fibre optique à saut d'indice.....	33
II.2.2. Fonctionnement de la fibre optique .....	34
II.2.3. Différents types de fibre optique.....	35
II.2.4. Propagation d'une impulsion dans une fibre monomode .....	36
II.2.4.1. Effets linéaires due à la propagation .....	36
A. Atténuation .....	36
B. Dispersion chromatique .....	38
II.2.5. Avantages de la fibre optique.....	40
II.3. Amplification optique.....	40
II.3.1. Principe de l'amplification optique.....	41
II.3.2. Amplificateur à Fibre Dopée aux ions Erbium (terre rare).....	42
II.3.2.1. Gain en signal de l'amplificateur .....	44
II.3.2.2. Bruit de l'amplificateur .....	45
II.4. Conclusion .....	46

## Chapitre III : Récepteur optique

III.1. Introduction .....	47
III.2. Le photo-détecteur.....	47
III.2.1. Principe de fonctionnement de la photo-détection .....	48
III.2.2. Caractéristiques du photo-détecteur .....	49
III.2.3. Types de photo-détecteurs .....	49
A. La photodiode PIN .....	49
B. La photodiode à avalanche PDA.....	51
III.3. Le préamplificateur .....	52
III.4. L'amplificateur principal.....	52
III.5. Circuit de filtrage .....	52
III.6. Circuit de décision.....	53
III.7. Bruit du récepteur.....	53
A. Le bruit quantique (bruit de grenaille).....	53
B. Le bruit thermique.....	54
C. Bruit d'obscurité .....	54
III.8. Conclusion.....	55

## **Chapitre IV : Facteur de bruit**

IV.1. Introduction.....	56
IV.2. Facteur de bruit de la liaison optique.....	57
IV.2.1. Variation du facteur de bruit en fonction du courant de polarisation du laser.....	57
IV.2.2. Variation du facteur de bruit en fonction de la longueur de fibre.....	58
IV.3. Conclusion.....	59
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>60</b>

# **Introduction Générale**

## Introduction générale

Pendant des époques très reculées, les signaux optiques ont été reconnus susceptibles de transmettre certaines informations. Citons à titre d'exemple l'héliographe à miroir de Jules Leseurre qui fut construit en 1855 pour établir des liaisons dans le sud Algérien. En effet, un obturateur permettant d'envoyer des impulsions plus moins longues de lumière solaire sert à transmettre un message en code Morse.

Au cours du 20<sup>ème</sup> siècle, des moyens de communication à distance se sont largement développés et évolués grâce aux câbles coaxiaux et aux liaisons hertziennes. Ces câbles coaxiaux ont constitué le matériau de base qui a permis de couvrir notre planète d'un vaste réseau de transmission de l'information. Cependant, avec l'apparition des nouveaux services liés au développement du multimédia, le besoin d'un débit de transmission d'informations plus élevé est apparu. Une alternative au câble coaxial devait être proposée de manière à compenser les inconvénients comme les pertes, les distances de transmissions courtes et les limitations des performances. L'invention du laser en 1960 a permis d'envisager une alternative incontournable au câble coaxial et donc d'ouvrir la voie à une autre solution à savoir celle des télécommunications optiques.

Les premières expériences de transmission optique datent de la fin du siècle passé avec la modulation de l'intensité de la lumière par un signal acoustique. Avant l'optique, ni les systèmes à câble coaxiaux, ni les systèmes micro-onde, ne permettaient de transmettre un débit supérieur à 100 Mbit/s en moyenne. Le système coaxial le plus évolué était capable de transmettre un débit de 274 Mbit/s, à condition cependant de prévoir l'installation de répéteurs tous les kilomètres : un tel système est néanmoins fort onéreux.

L'utilisation de la fibre optique puis des réseaux « tout-optique » a totalement révolutionné le monde des télécommunications avec l'apparition notamment des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier). Ces derniers ont permis une amplification tout optique, ce qui représente un progrès évident par rapport aux répéteurs optoélectroniques. On arrive désormais à des systèmes de transmission de plus en plus performants, atteignant plusieurs Tbit/s sur plusieurs milliers de kilomètre.

L'objet de ce mémoire consiste à étudier les différents blocs constituant un canal de transmission tout optique ainsi que les bruits inhérents à chaque bloc de ce dernier. Notre travail est divisé en quatre chapitres : Dans le premier, nous allons décrire les différents éléments constituant un émetteur optique y compris ses bruits. Dans le second, nous allons présenter un canal de transmission longue distance, en étudiant brièvement la fibre optique à saut d'indice essentiellement la monomode et s'intéresser d'avantage aux amplificateurs optique dopés à l'Erbium et ses bruits. Dans le troisième, nous allons donner un aperçu sur le récepteur optique (photodiode PIN et PDA). Enfin, le quatrième et dernier chapitre est consacré à l'étude du bruit global de la chaîne de transmission.

# **Chapitre I : Emetteur optique**

## I.1. Introduction

Le bloc d'émission a pour rôle de convertir un signal électrique, contenant l'information, en un signal optique modulé. Pour cela, ce dernier est soit généré directement (cas de la modulation interne ou directe, réalisée par la modulation du courant dans une diode laser), soit de manière externe (cas de la modulation réalisée, par exemple, à l'aide d'une cellule Pockels).

La figure (1.1) illustre le schéma simplifié d'un émetteur optique utilisant soit la modulation interne (source optique) soit la modulation externe (modulateur optique).

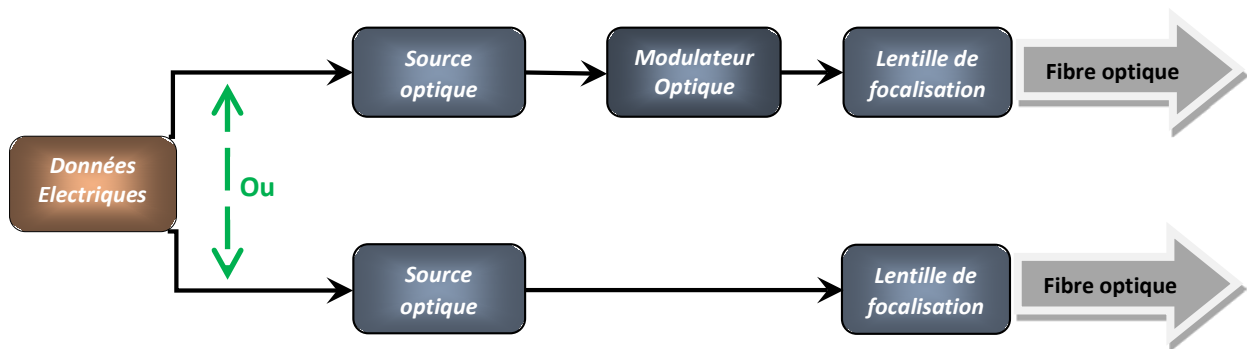


Figure 1.1 : Schéma d'un émetteur optique

Rappelons que, dans un signal électrique, les données contenant l'information sont utilisées pour moduler la lumière de la source optique soit par modulation directe (courant de la diode laser), soit par l'utilisation d'un modulateur optique externe. [1]

## I.2. Techniques de modulation

### A. La modulation directe (Interne)

#### A.1. Les lasers

Le laser (acronyme de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, en anglais, se traduit en français par : Amplification de Lumière par Emission Stimulée de Radiations), est basé sur trois processus fondamentaux pour effectuer la génération du faisceau lumineux. Ces processus sont l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Ce dernier a été découvert par Albert Einstein en 1917. Il fut utilisé pour la première fois en 1954 par Townes dans la construction d'un amplificateur micro-ondes, le MASER (acronyme de Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation), ancêtre du

LASER. Il est bien évident qu'avec ce processus, il semble possible, sous certaines conditions, d'obtenir l'amplification d'un faisceau lumineux. [2]

- **Principe de fonctionnement**

Les lasers sont composés principalement de trois éléments (fig. 1.2) :

- le milieu actif qui est caractérisé par la présence de particules actives émettant des photons suite à une désexcitation et possédant au moins un état d'énergie excité métastable.
- le mécanisme de pompage qui apporte, au système, la quantité d'énergie nécessaire et suffisante pour une excitation des particules actives.
- le résonateur optique ou cavité résonante qui est un dispositif dans lequel certaines ondes optiques (ondes électromagnétique) sont susceptibles de rester confinées grâce à des miroirs sur lesquels elles se réfléchissent. Notons que ces cavités sont indispensables aux lasers pour que la lumière passe plusieurs fois dans le milieu amplificateur. A titre d'exemple, il est possible de citer la cavité du type Pérot-Fabry, constituée de deux miroirs parallèles entre lesquels est placé le milieu actif. Le premier miroir est totalement réfléchissant, le second est semi- réfléchissant.

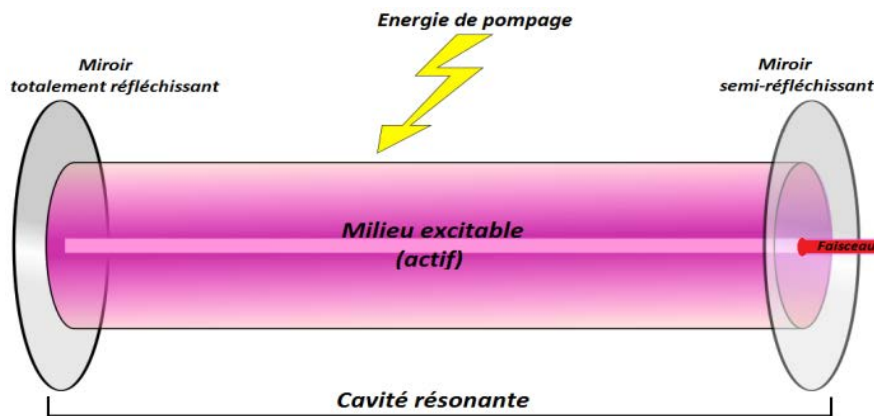


Figure 1.2 : Constituants principaux d'un laser

Un laser est un dispositif qui émet de la lumière grâce au phénomène d'émission stimulée. En effet, une particule active du laser peut transiter d'un niveau d'énergie vers un autre de trois façons différentes en mettant en jeu de la lumière (un photon). Quand elle transite d'un niveau d'énergie supérieur ( $E_2$ ) vers un niveau d'énergie inférieur ( $E_1$ ), un photon, d'énergie  $h\nu = E_2 - E_1$ , est, en général, émis (fig. 1.3).

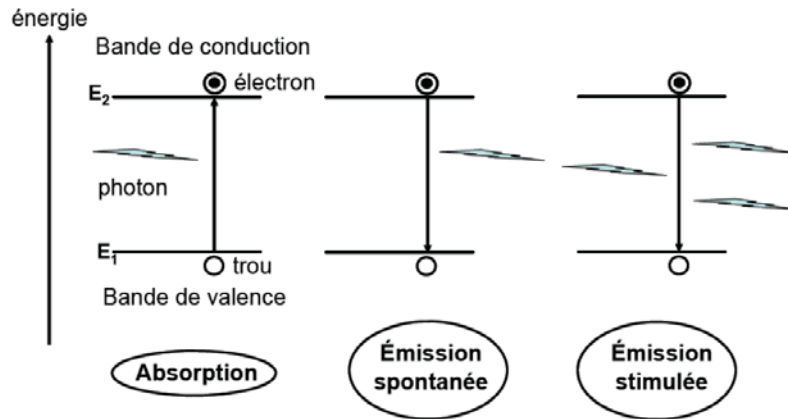


Figure 1.3 : Processus mettant en jeu un photon

Les processus suscités (fig. 1.3) sont :

- L'absorption qui est caractérisée par la transition de la particule d'un niveau d'énergie  $E_1$  vers un état d'énergie  $E_2$  en absorbant un photon d'énergie  $h\nu \geq E_2 - E_1$  ; notons que l'excès d'énergie  $\Delta E = |h\nu - (E_2 - E_1)|$  est transformé en chaleur.
- L'émission spontanée qui est un processus aléatoire dans lequel une particule active, étant dans un niveau excité (niveau  $E_2$ ), peut transiter (revenir) naturellement (ou spontanément) vers un état d'énergie inférieur (niveau  $E_1$ ) en émettant un photon ( $h\nu$ ).
- L'émission stimulée qui est un processus dans lequel un photon ( $h\nu$ ) rentre en collision avec une particule active, se trouvant dans un état excité (niveau  $E_2$ ). La particule en question transite (ou retombe), sans absorber ce dernier, dans un état d'énergie inférieur (niveau  $E_1$ ) en émettant un photon identique au photon incident (même longueur d'onde, même phase, même état de polarisation et même sens de propagation).

Par ces phénomènes, l'amplification de la lumière laser se fait par progression des photons dans le milieu actif induisant la désexcitation des particules actives excitées. Une réaction en chaîne peut alors se produire, entraînant une multiplication des photons dans le milieu actif.

Notons que l'émission de la lumière laser peut être soit continue, soit impulsionnelle. Cela dépend du mécanisme de pompage utilisé pour exciter le milieu actif et de la capacité de ce dernier à supporter l'énergie qui lui est fournie. [3]

## A.2. Diodes lasers (semi-conducteurs)

En raison de leurs petites dimensions, adaptées avec celles du cœur des fibres optiques, de la relative facilité de modulation directe de la lumière émise en agissant sur le courant de polarisation, de leur spectre optique relativement étroit et de leur faible consommation énergétique, le choix des sources optiques s’est porté sur les émetteurs à semi-conducteurs. Les lasers à semi-conducteurs, appelés également lasers à jonction ou diode laser (DL), sont basés sur des matériaux semi-conducteurs qui utilisent la propriété d’émission stimulée de photons dans une jonction PN. Dans cette dernière, l’inversion de population entre les bandes de valence et de conduction est assurée par une injection de porteurs de charges (le pompage). Notons que la cavité résonnante (cavité du type Fabry-Pérot, à titre d’exemple) permet de sélectionner les modes d’oscillation. [4]

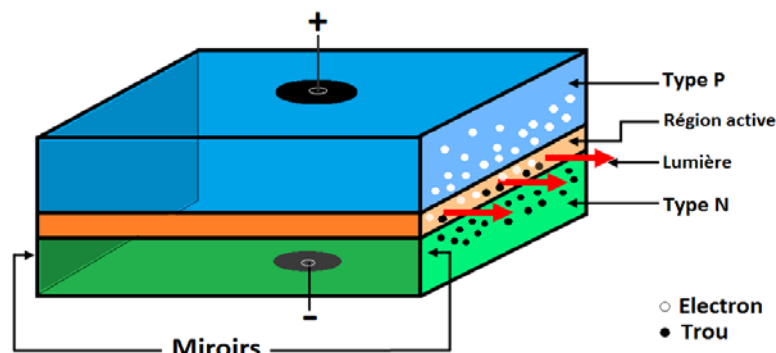


Figure 1.4 : Schéma de principe d’une diode laser

### A.2.1. Structure des lasers à semi-conducteurs

Les semi-conducteurs (SC) sont classés en deux catégories (fig. 1.4) :

- ceux à gap indirect pour lesquels le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence ont des vecteurs d’ondes  $k$  différents.
- ceux à gap direct pour lesquels le minimum de la bande de conduction est à la verticale du maximum de la bande de valence ; ces semi-conducteurs ont l’avantage d’avoir une probabilité de transition inter-bande (verticale) proche de l’unité. Les lois de conservation (énergies et quantités de mouvement) sont conservées :

$$E_f - E_i = \pm E_{\text{photon}} \dots\dots\dots (1.1)$$

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \vec{k}_{\text{photon}} \approx 0 \dots\dots\dots (1.2)$$

Cette dernière est la plus favorable pour permettre des transitions radiatives entre la bande de conduction et la bande de valence.

Le dopage du matériau semi-conducteur permet de favoriser un type de porteurs par rapport à l'autre. En effet, dans le dopage de type N, la population en électrons ( $e^-$ ) est plus importante que celles des trous ( $h^+$ ). Dans les SC dopés de type P, c'est l'inverse qui se produit.

La jonction PN consiste en la juxtaposition de deux SC, l'un dopé de type N, l'autre dopé de type P. Ce type de jonction constitue le cœur de la diode laser. Dans cette dernière, les régions de type N et de type P sont, en général, dégénérées. Rappelons que, dans la DL la condition d'inversion de population, obtenue expérimentalement par injections des porteurs de charges, est donnée par :

$$h\nu \geq |E_{fc} - E_{fv}| > E_g \dots\dots\dots (1.3)$$

Où  $E_{fc}$  est le quasi-niveau de Fermi dans la bande de conduction, et  $E_{fv}$  est le quasi-niveau de Fermi dans la bande de valence ; ces quasi niveaux de fermi sont obtenus après polarisation de celle-ci.

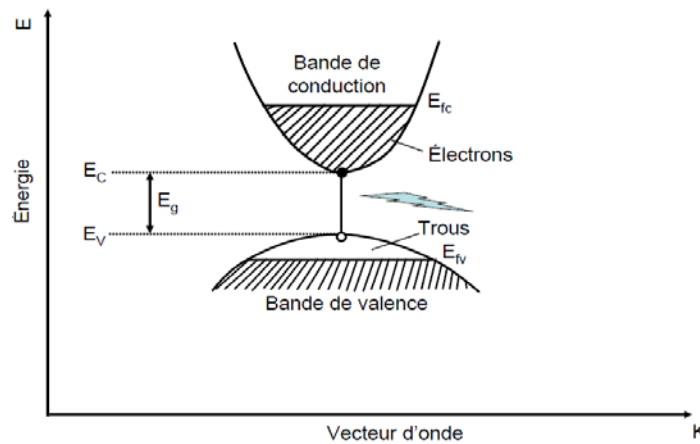


Figure 1.5 : Structure des lasers à semi-conducteurs

Notons qu'en régime permanent, l'émission stimulée est un processus dominant par rapport à celui de l'émission spontanée. Cependant, l'émission spontanée est au contraire dominante relativement à l'émission stimulée lors du régime transitoire. Ce dernier contribue au processus de démarrage de la DL. [4]

### A.2.2. Types de jonction PN

Deux types de jonctions PN sont utilisés pour réaliser des structures à diode laser : les homo-jonctions et les hétérojonctions. [5]

- **La structure à Homo-jonction**

Dans ce type de structure, le même matériau semi-conducteur est utilisé des deux côtés de la jonction PN. Cependant, elle présente un problème lié à la difficulté de créer une forte densité de porteurs nécessaires pour obtenir des émissions radiatives importantes. La recombinaison trou-électron se réalise en effet sur une région trop large, liée à la longueur de diffusion des porteurs.

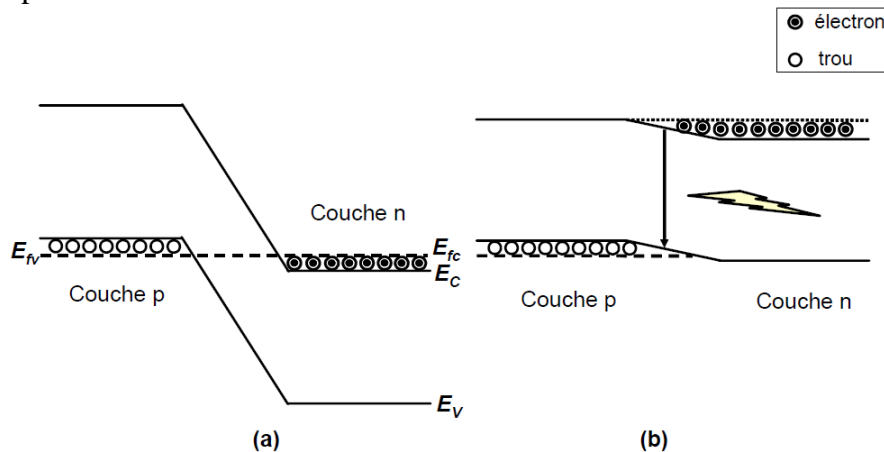


Figure 1.6 : Schéma de principe d'une DL à homo-jonction

- **La structure à Hétérojonction**

Cette hétérojonction, appelée également hétéro-structure, est réalisée par la juxtaposition de deux SC de gaps différents ou d'un métal et d'un semi-conducteur. Notons que, pour une hétérojonction, les deux SC ont différentes structures cristallines.

La réalisation d'une double hétéro-structure (fig. 1.7) permet d'obtenir une diode laser à double hétérojonction. La région active est réalisée à l'aide d'un SC, à gap direct, pris en sandwich, entre deux SC à gap indirect. Cette région active répond à un double objectif (ou intérêt) celui de confiner :

- les porteurs de charges ; ce qui réduit de manière significative le courant de seuil d'une telle diode laser.

- les photons émis ; en effet, la différence des indices de réfractions entre la zone active et les régions adjacentes permet à celle-ci de se comporter comme un guide d'onde optique. Ce dernier peut en effet supporter différents modes de propagation optique dont le nombre dépend de son épaisseur. C'est en outre cette caractéristique qui est favorisée lors de l'utilisation des diodes lasers dans les communications optiques.

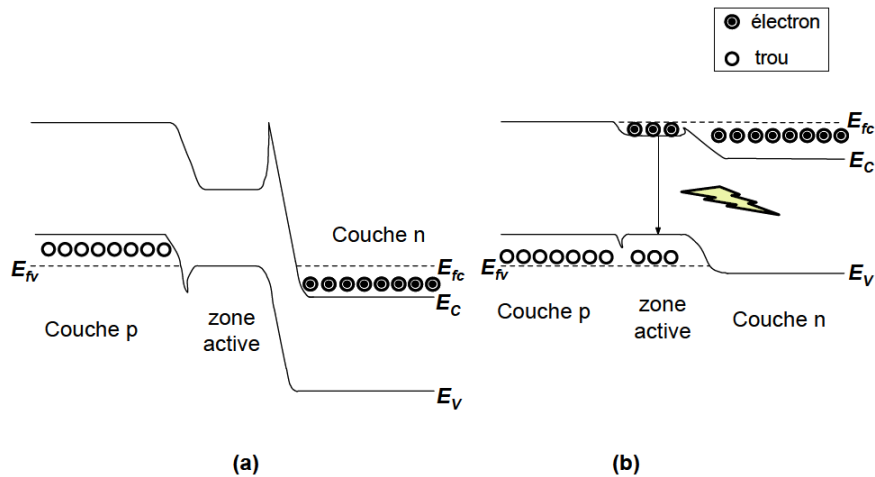


Figure 1.7 : Schéma de principe d'une DL à double hétérojonction

### A.2.3. Les différents types des lasers à semi-conducteurs

- **Les lasers Pérot-Fabry (PF)**

Intéressons-nous d'abord à la cavité Pérot-Fabry. Elle est constituée de deux miroirs i) l'un est fortement réfléchissant ii) l'autre est semi-réfléchissant, séparés par un milieu amplificateur (SC dans notre cas). Notons que cette cavité est un filtre à multiples résonances dans la courbe de gain : [6]

$$L = m \frac{\lambda}{2n} \dots\dots\dots (1.4)$$

Où « n » est l'indice de réfraction du milieu amplificateur et « m » est entier.

Les lasers Pérot-Fabry sont utilisés généralement comme source de puissance optique continue ou dans les liaisons numériques, peu performants en bruit et peu coûteux, ils sont multimodes et leur longueur d'onde atteint les 1550 nm.

- **Les lasers Distributed Feedback (DFB)**

Ils sont très utilisés dans les télécommunications optiques. Ils offrent de très bonnes performances en bruit, ils sont monomodes et leur longueur d'onde atteint les 1550 nm.

- **Les lasers Distributed Bragg Reflector (DBR)**

Contrairement aux lasers DFB (historiquement plus anciens), la contre-réaction ne se réalise pas à l'intérieur du milieu actif. En effet les extrémités d'un laser DBR se comportent comme des miroirs dont la réflectivité est maximale pour une longueur d'onde donnée. Ils restent plus difficiles à réaliser et reviennent économiquement plus coûteux que les autres types.

- **Les lasers Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL)**

Ils sont fabriqués en grand nombre. Cependant leur technologie de fabrication n'est pas encore mature. Ils présentent cependant quelques inconvénients en comparaison avec les lasers à DFBs en termes de puissance émise et de leurs propriétés spectrales et en bruit. Leur longueur d'onde atteint pour l'instant les 1550 nm.

### A.3. Le gain optique

Pour pouvoir émettre de la lumière cohérente, les diodes laser doivent nécessairement satisfaire deux conditions : l'inversion de la population des porteurs et la réalisation d'une contre-réaction optique qui permet de transformer un amplificateur en oscillateur. La lumière cohérente est émise lorsque la densité de porteurs injectée  $N$  dépasse une valeur critique connue comme densité de transparence de porteurs  $N_T$ . Dès que cette condition est satisfaite, la région active présente un gain optique dont le pic est exprimé par : [7]

$$g_{pic} = A (N - N_T) \dots\dots\dots (1.5)$$

Où :

$N_T$  est la densité des porteurs pour laquelle la zone active devient transparente,

$A$  est le gain différentiel.

Ces deux paramètres sont liés aux caractéristiques du matériau semi-conducteur utilisé.

### A.4. Courant de seuil

En-dessous d'un certain courant, appelé courant seuil, le laser n'émet pas de lumière cohérente puisque l'émission stimulée ne compense pas les pertes de la cavité, pertes provoquées par le milieu diffusant, par le phénomène d'absorption et par la transmission du signal vers l'extérieur. Par contre, au-dessus de ce seuil, le flux de photons amplifiés augmente jusqu'à saturer le gain et le maintenir à une valeur où il compense les pertes. C'est

ainsi que l'émission stimulée est processus dominant devant le processus d'émission spontanée. Rappelons que l'émission spontanée, qui est un bruit gênant pour l'émission stimulée, est nécessaire au démarrage de la diode laser.

Rappelons aussi que le courant de seuil marque la séparation entre un fonctionnement dominé par l'émission spontanée et un fonctionnement dominé par l'émission stimulée. La puissance délivrée par le laser peut être donc approximée par : [7]

$$P = \begin{cases} P = \eta(I - I_s) & \text{si } I > I_s \\ 0 & \text{si } I < I_s \end{cases} \dots\dots\dots (1.6)$$

Avec :

$I$  : Courant injecté à la diode laser.

$I_s$  : Courant de seuil de la diode laser.

$\eta$  : Rendement du laser, égale à la pente de la zone émission stimulée (fig. 1.8).

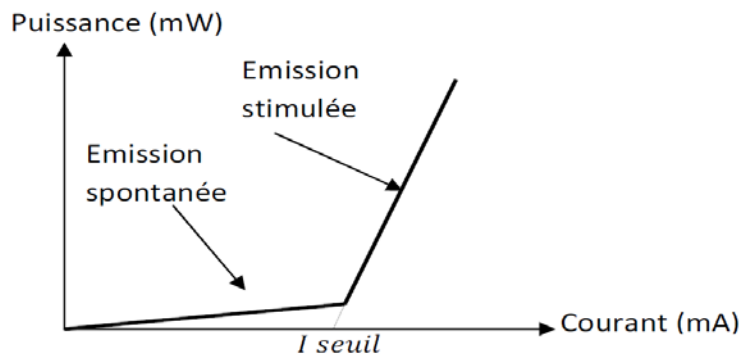


Figure 1.8 : Caractéristique puissance-courant d'un laser

### A.5. Modulation directe

Vu les propriétés des diodes lasers et leurs innombrables avantages, l'utilisation des lasers à semi-conducteur dans les systèmes de télécommunications optiques procure l'avantage d'être facilement modulable en faisant varier son courant d'alimentation.

La modulation du courant qui traverse la diode laser entraîne directement la modulation de la puissance du faisceau optique émise par celle-ci en utilisant la partie linéaire de la zone située au-delà du courant seuil (fig. 1.8). Cette technique de modulation est appelée « modulation directe ». Cette dernière consiste à inscrire des données sur l'alimentation du laser, c'est-à-dire sur le courant injecté dans le laser à semi-conducteur, pour moduler en amplitude le signal optique émis par celui-ci (fig. 1.9).

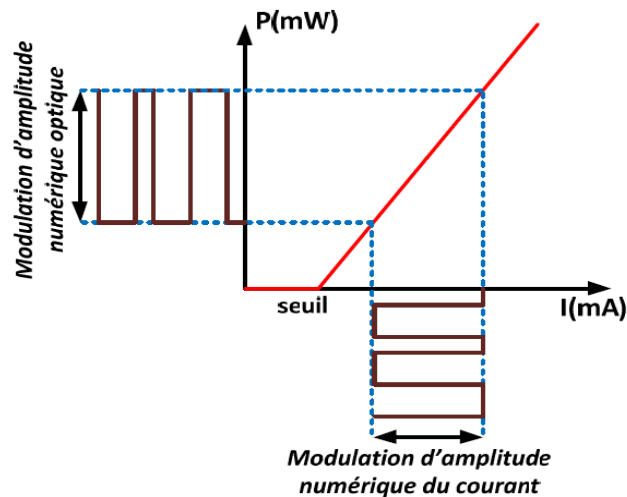


Figure 1.9 : Schéma de principe d'une modulation directe utilisant une diode laser

Cette modulation est considérée comme efficace, peu coûteuse et facile à réaliser. Sa mise en œuvre nécessite trois blocs (fig.1.10) : un générateur de courant, une diode laser et un circuit de commande qui sert à commander (régler) la puissance du faisceau émis par la source optique (en fixant les valeurs du courant d'alimentation). Pour cela, il modifie les niveaux du courant issu du générateur. [8]

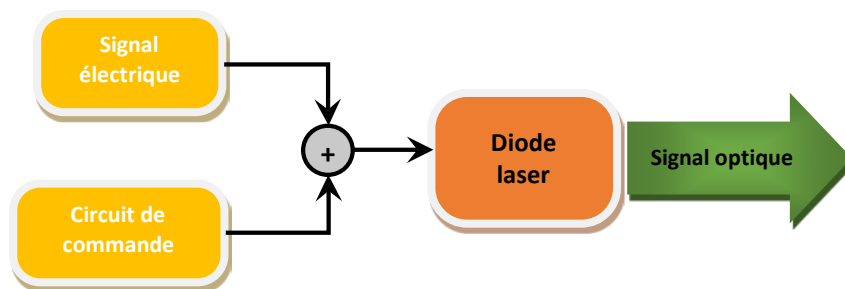


Figure 1.10 : Synoptique de la modulation directe

Cette technique présente l'avantage d'être simple et à faible coût. Cependant, au-delà des débits supérieurs 10 Gbit/s, la modulation directe engendre certaines dégradations du signal optique émis : la diode laser en est généralement la responsable (les temps de réaction, les oscillations, et le bruit), s'ajoutant à cela la modulation de fréquence parasite appelée « chirp » qui accompagne la modulation d'amplitude du courant d'injection.

En effet, la modulation directe est employée pour des systèmes qui privilégient la taille à la vitesse. Pour s'affranchir de ce problème, le recours à la modulation externe constitue une solution adéquate.

## B. La Modulation externe

Actuellement, les deux technologies les plus utilisées dans la modulation externe sont i) les modulateurs à rotateurs de phase (cellule Pockels) ii) et ceux du type Mach-Zehnder (MZ).

La modulation externe consiste à écrire les données électriques sur un signal optique continu. Elle est obtenue en modulant directement le faisceau lumineux en sortie du laser. Ainsi, les défauts de la modulation directe qui incombent au laser ne seront plus présents dans le signal optique.

Ce type de modulation s'effectue sur une onde pure, d'amplitude constante, par un composant indispensable qui est le modulateur externe. Le module d'émission est alors composé d'une diode laser émettant un signal continu, suivi d'un modulateur externe commandé par un driver (circuit de commande) dont le rôle est de fixer les niveaux d'une tension  $v(t)$  modulée et représentative de l'information à transmettre. Cette tension appliquée au modulateur a pour propriété de modifier le facteur de transmission en intensité en sortie.

Le signal optique continu émis par le laser est pur et peu dégradé. En traversant le modulateur, il subit les modifications dû au facteur de transmission et le signal de sortie se trouve modulé selon  $v(t)$ .

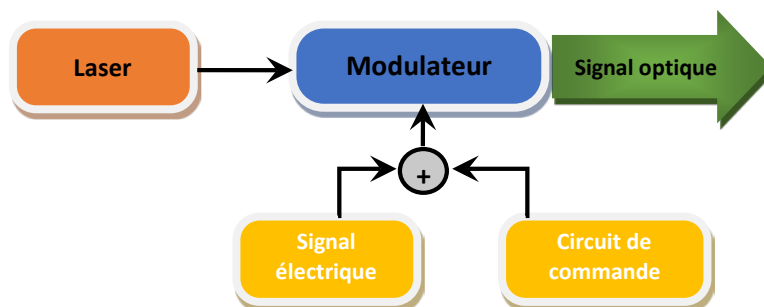


Figure 1.11 : Synoptique de la modulation externe

Il est à noter que pour la modulation externe, et en fonction de l'usage que l'on souhaite développer, il existe plusieurs types de modulateurs. [8]

### B.1. Effets électro-optiques

L'effet électro-optique est une modification des propriétés réfractives d'un milieu, induite par un champ électrique (statique) externe.

Dans les cristaux, l'effet est causé par un déplacement du réseau cristallin, qui résulte en une modification de la polarisabilité électronique (ou de l'indice de réfraction), ainsi qu'en une modification directe de la polarisabilité électrique sans déplacement du réseau cristallin.

Dans les fluides, l'effet est dû à l'altération des moments électriques existants dans les molécules polaires (ou à la création de moments électriques dans les molécules non polaires), suivi d'une orientation des molécules.

Lorsque l'effet se trouve être proportionnel au carré du champ électrique, il est connu sous le nom de l'effet Kerr (effet électro-optique quadratique). Il a été observé dans les gaz, les liquides et les solides. Si, au contraire, cet effet est proportionnel au champ électrique, il se nomme effet Pockels, ou effet électro-optique linéaire. Il ne se produit que dans les cristaux non centrosymétriques.

Des effets électro-optiques d'ordre supérieurs peuvent également exister. En général, ils sont négligés lorsque l'effet linéaire est présent. Cependant, dans les développements suivants, nous allons nous intéresser uniquement à l'effet électro-optique linéaire. [9,10]

### **B.1.1. Effet Pockels**

L'effet Pockels est décrit par une variation linéaire de l'indice de réfraction de certains milieux sous l'effet d'un champ électrique (statique) externe. Cet effet est utile pour moduler un signal optique (ou la lumière) : il n'existe que pour les matériaux non centro-symétriques (absence de symétrie d'inversion), à l'instar du Niobate de Lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ).

Ce phénomène a été mis en évidence par Friedrich Carl Alwin Pockels en 1893, et a connu un développement remarquable durant ces dernières années. Il permet une cartographie de champ électrique à petite échelle dans des composants optoélectroniques pour des champs électriques appliqués modulés à des fréquences dans la bande des microondes. Ces techniques utilisent, dans leur principe, un cristal électro-optique mis en contact avec les électrodes dont on veut mesurer le champ rayonné.

Le rotateur de phase du modulateur, basé sur l'effet Pockels. Il correspond à une variation de la polarisation d'un faisceau laser sonde initialement, polarisé linéairement, transmis par le dispositif. Grâce à un analyseur (polariseur), placé en sortie de celui-ci, cette variation de polarisation est convertie en une variation d'intensité lumineuse détectable par une photodiode. [9-11]

• **Méthode matricielle**

La polarisation optique est exprimée par : [9]

$$\hat{P}_j(\omega) = \chi_{ijk} \hat{E}_j(\omega) E_k(\omega = 0) \dots\dots\dots (1.7)$$

Où :

$$P_j^w = Re(\hat{P}_j(\omega)).$$

$\hat{E}_j^\omega = \hat{E}_j(\omega)$  est la j-ième composante du vecteur (complexe) du champ électrique de l'onde électromagnétique qui se propage dans le milieu anisotrope.

$E_k^0 = E_k(\omega = 0)$  est la k-ième composante du champ continu (réelle)  $\vec{E}^0$ .

Les symétries du cristal déterminent lesquels des  $3^3 = 27$  coefficients  $\chi_{ijk}$  ( $i, j, l = x, y, z$ ) du tenseur de la susceptibilité électrique  $\bar{\chi}$  sont permis et indiquent de plus comment ils sont associés. Afin de se familiariser avec l'effet Pockels, nous prenons, à titre d'exemple, l'étude de la classe cristalline  $\bar{4}2m$ . Cette classe comprend entre autres le KDP ( $KH_2PO_4$ ) qui est très utilisée dans les applications industrielles. Comme il découle des effets de symétrie, notons que seuls six des coefficients de la susceptibilité sont non-nuls, à savoir :

$$\chi_{xyz} = \chi_{yxz} \dots\dots\dots (1.8)$$

$$\chi_{yzx} = \chi_{xzy} \dots\dots\dots (1.9)$$

$$\chi_{zxy} = \chi_{zyx} \dots\dots\dots (1.10)$$

Par ailleurs, si nous appliquons un champ (continu)  $E_z$  dans la direction  $O_z$ , il ne reste plus que deux composantes du vecteur polarisation électrique. Il s'agit en effet de :

$$P_x(\omega) = \varepsilon_0 \chi_{xyz} E_y(\omega) E_z^0 \dots\dots\dots (1.11)$$

$$P_y(\omega) = \varepsilon_0 \chi_{yxz} E_x(\omega) E_z^0 \dots\dots\dots (1.12)$$

Dans ce cas-ci,  $\chi_{ijk}$  doit être un élément d'une matrice hermitienne  $\bar{\chi} = (\bar{\chi}^t)^*$  c'est-à-dire  $\chi_{ijk} = -\chi_{jik}$  ( $i \leftrightarrow j$ ) car les coefficients  $\chi_{ijk}$  sont donc réels<sup>2</sup>. Or chaque composante de l'induction électrique est donnée par :

$$D_i(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} E_j(\omega) + \varepsilon_0 \chi_{ijk} E_k(\omega) E_l^0 \dots\dots\dots (1.13.a)$$

$$D_i(\omega) = \{ \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} + \chi_{ijk} E_k^0 \} E_j(\omega) = (\varepsilon_{ij})_{eff} E_j(\omega) \dots\dots\dots (1.13.b)$$

Qui permet d'arriver à la permittivité diélectrique effective :

$$D_i = (\epsilon_{ij})_{eff} = \epsilon_0 n^2 [\vec{E} - \vec{u}(\vec{u} \cdot \vec{E})]_i \dots\dots\dots (1.14)$$

Avec :

$$(\epsilon_{ij})_{eff} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \chi_{xyz} E_z^0 & 0 \\ \chi_{xyz} E_z^0 & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (1.15)$$

Nous nous intéressons maintenant, par exemple, au cas où la direction de propagation, indiquée par le vecteur  $\vec{k} = k \vec{u}_z$ , est suivant  $O_z$ . Rappelons que  $\vec{u}_z$  est un vecteur unitaire. Les valeurs propres (indices propres) ainsi que les vecteurs propres (directions propres) peuvent être déterminées en utilisant la méthode matricielle.

**i) Valeurs propres (Indices propres)**

La substitution de (1.15) dans (1.14) permet d'aboutir à :

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \chi_{xyz} E_z^0 & 0 \\ \chi_{xyz} E_z^0 & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} + \epsilon_0 n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 n^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \dots\dots\dots (1.16)$$

Système d'équations qui permet d'aboutir à :

$$(\epsilon_{zz} + \epsilon_0 n^2) E_z = \epsilon_0 n^2 E_z \dots\dots\dots (1.17)$$

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx} - \epsilon_0 n^2 & \chi_{xyz} E_z^0 \\ \chi_{xyz} E_z^0 & \epsilon_{xx} - \epsilon_0 n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = 0 \dots\dots\dots (1.8)$$

De l'équation (1.17), il est possible de déduire que  $E_z = 0$  : l'onde électromagnétique est donc transversale. L'équation (1.18) permet de déterminer, au premier ordre près, les deux valeurs propres (ou indices propres), à savoir :

$$n_1^2 = \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_0} + \frac{\chi_{xyz}}{\epsilon_0} E_z^0 \rightarrow n_1 \approx \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_0} + \frac{\chi_{xyz}}{2 \epsilon_0} E_z^0 \dots\dots\dots (1.19)$$

$$n_2^2 = \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_0} - \frac{\chi_{xyz}}{\epsilon_0} E_z^0 \rightarrow n_2 \approx \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_0} - \frac{\chi_{xyz}}{2 \epsilon_0} E_z^0 \dots\dots\dots (1.20)$$

**ii) Vecteurs propres (Directions propres)**

Ils correspondent à deux directions d'orientation du champ électrique  $\vec{E}$ , pour lesquelles chaque champ observe un indice particulier. En effet, pour la valeur propre  $n_1$ , de l'indice de réfraction, permet d'aboutir à :

$$E_y = -E_x \dots\dots\dots (1.21)$$

Où :

$$\vec{E}_1 = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} = E_0 \vec{u}_1 \dots\dots\dots (1.22)$$

Est le champ électrique propre. Sa direction propre, indiquée par le vecteur unitaire  $\vec{u}_1$ , fait un angle de  $(-45^\circ)$  par rapport à l'axe des « x ».

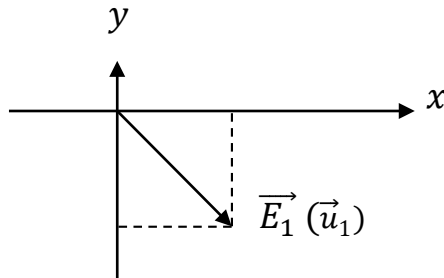


Figure 1.12.a : Direction propre relative à l'indice propre  $n_1$ .

Par ailleurs, des calculs analogue à ceux de  $n = n_1$  permettent, pour la valeur propre  $n = n_2$ , d'aboutir à :

$$E_y = E_x \dots\dots\dots (1.23)$$

Où :

$$\vec{E}_2 = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = E_0 \vec{u}_2 \dots\dots\dots (1.23)$$

Dont la direction propre fait un angle de  $(+45^\circ)$  par rapport à l'axe des « x », caractérisée par un vecteur unitaire, noté volontairement  $\vec{u}_2$ .

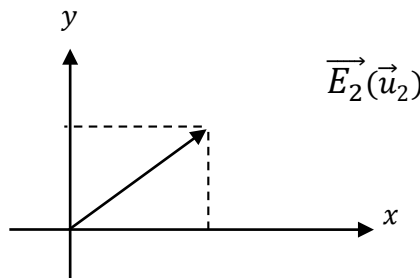


Figure 1.12.b : Direction propre relative à l'indice propre  $n_2$ .

A présent, nous nous intéressons au cas où le champ électrique incident  $\vec{E}$  est orienté selon l'axe des « x ». Cette polarisation peut être obtenue grâce à un polariseur dont l'axe est confondu avec l'axe des « x ». Notons qu'il est donc possible de décomposer  $\vec{E} = E_x \vec{u}_x = E_0 \vec{u}_x$  dans la base des vecteurs propres  $\vec{u}_1$  et  $\vec{u}_2$  :

$$\vec{E} = E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} e^{j[\omega t - k_0 n_1 z]} \\ e^{j[\omega t - k_0 n_2 z]} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (1.24)$$

**iii) Différence de phase relative**

Rappelons qu'à la sortie du milieu anisotrope nous obtenons une électromagnétique polarisée elliptiquement. Pour ce faire, nous plaçons un analyseur (polariseur) dont l'axe est confondu avec l'axe des « y », afin de compléter la réalisation du rotateur de phase de longueur L. A la sortie de l'analyseur, la y-ième composante du champ total  $\vec{E}$  est exprimée par :

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 [e^{j k_0 n_2 L} - e^{j k_0 n_1 L}] e^{j(\omega t)} \dots\dots\dots (1.25)$$

Expression qui peut se mettre sous la forme :

$$\vec{E} = \frac{1}{2} E_0 e^{j[\omega t - \frac{1}{2} k_0 (n_1 + n_2) z]} \left\{ e^{j \frac{1}{2} k_0 (n_2 - n_1)} - e^{-j \frac{1}{2} k_0 (n_2 - n_1)} \right\} \vec{u}_y \dots\dots\dots (1.26)$$

Ou bien :

$$\vec{E} = j E_0 e^{j[\omega t - \frac{1}{2} k_0 (n_1 + n_2) z]} \sin\left(\frac{1}{2} k_0 (n_2 - n_1) z\right) \vec{u}_y \dots\dots\dots (1.27)$$

L'intensité véhiculée par cette onde s'écrit :

$$\vec{E} \vec{E}^* = |\vec{E}|^2 = E_0^2 \sin^2\left(\frac{1}{2} k_0 (n_2 - n_1) L\right) = E_0^2 \sin^2\left|\frac{\Delta\varphi}{2}\right| \dots\dots\dots (1.28)$$

Où :

$$|\Delta\varphi| = k_0 |n_2 - n_1| L = \frac{2\pi}{\lambda_0} |n_2 - n_1| L \dots\dots\dots (1.29)$$

Avec :

$$|\Delta\varphi| = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \frac{\chi_{xyz}}{\epsilon_0} E_z^0 \dots\dots\dots (1.30)$$

## B.2. Modulateurs électro-optiques

### B.2.1. Principe de la modulation

La variation d'indice de réfraction  $\Delta n = \frac{1}{2} n_{eff}^3 r_{eff} E$  induite par effet électro-optique, provoque une différence de phase  $\Delta\phi$  entre les deux composantes du champ électrique associé à l'onde lumineuse se propageant dans le cristal. [9]

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} L \delta n = \frac{\pi L}{\lambda_0} n_{eff}^3 r_{eff} E = \frac{\pi L}{\lambda_0 d} n_{eff}^3 r_{eff} V \dots\dots\dots (1.31)$$

La différence de phase  $\Delta\phi$  dépend de la longueur de propagation  $L$ .

$\lambda_0$  : Longueur d'onde de la lumière dans le vide.

$V$  : Tension appliquée entre électrodes du déphaseur.

A partir d'une commande électrique, les cristaux électro-optiques permettent de modifier ou moduler l'état de polarisation d'une lumière, de la même manière que les lames à retard.

L'interférence entre les deux composantes de la lumière est destructive quand la différence de phase vaut  $\pi$  : il y a extinction de l'onde sortante.

On appelle tension demi-onde  $V_\pi$ , la tension qui correspond à un déphasage de  $\pi$ .

$$V_\pi = \frac{\lambda_0 d}{n_{eff}^3 r_{eff} L} \dots\dots\dots (1.32)$$

Et en suite :

$$\Delta\phi = \frac{\pi L}{d} \frac{V}{\lambda_0} n_{eff}^3 r_{eff} L \dots\dots\dots (1.33)$$

### B.2.2. Les différents types de configuration

- **Modulation électro-optique longitudinale**

La direction de propagation de la lumière et le champ électrique appliqué, sont parallèles dans cette configuration. Cette géométrie permet de traiter des faisceaux lumineux de diamètre important avec des lames très fines. [9]

Le déphasage induit par le champ ne dépend pas de  $L$  :

$$\Delta\phi = \pi \frac{V}{V_\pi} \dots\dots\dots (1.34)$$

La tension de commande ne pourra pas alors être diminuée en augmentant  $L$  :

$$E = \frac{V}{d} = \frac{V}{L} \dots\dots\dots (1.35)$$

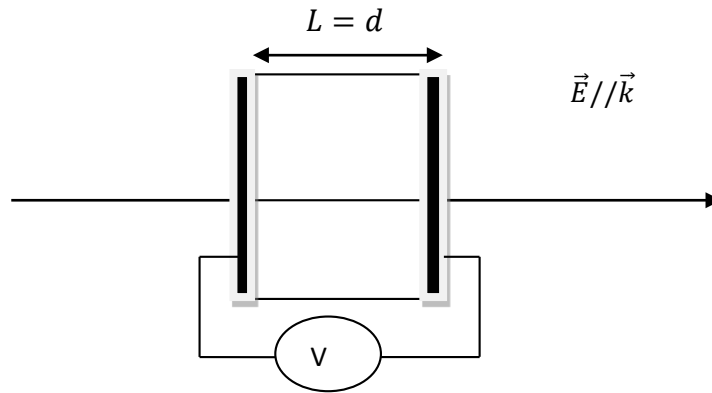


Figure 1.13.a : Modulation électro-optique longitudinale

$$V_\pi = \frac{\lambda_0}{n_{eff}^3 r_{eff}} \dots\dots\dots (1.36)$$

• **Modulation électro-optique transversale**

Les directions d'application du champ électrique et de propagation de la lumière, sont orthogonales dans ce cas. Dans cette géométrie, il est possible de bénéficier d'une grande longueur d'interaction entre le champ électrique appliqué et le champ de l'onde lumineuse.

Les expressions de la tension demi-onde  $V_\pi$  et du déphasage induit  $\Delta\phi$  sont :

$$V_\pi = \frac{\lambda_0 d}{n_{eff}^3 r_{eff} L} \dots\dots\dots (1.37)$$

$$\Delta\phi = \pi \frac{V}{V_\pi} \dots\dots\dots (1.38)$$

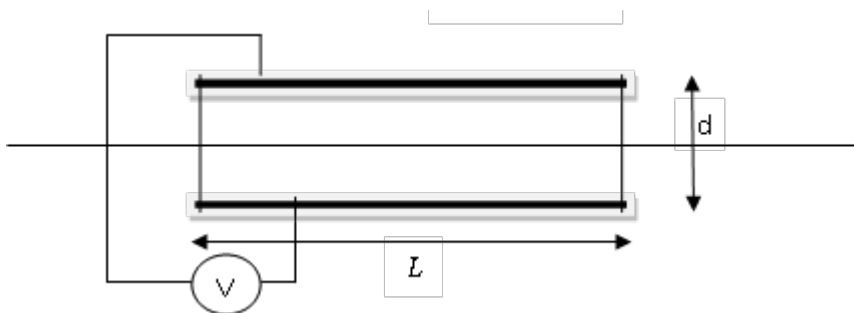


Figure 1.13.b : Modulation électro-optique transversale

**B.2.3. Le modulateur à rotateur (Cellule de Pockels)**

L'étude de la cellule de Pockels se fait avec un polariseur et un analyseur à 45° degrés des lignes neutres de la cellule. Il s'agit donc dans un premier temps de caractériser ces lignes. Pour cela, nous faisons rentrer une lumière polarisée rectilignement dans la cellule.

Nous réglons la cellule préalablement de manière à ce que l'axe optique et l'axe de propagation du laser soient parallèles. Ensuite nous tournons simultanément le polariseur et l'analyseur jusqu'à obtenir une extinction de la lumière à la sortie de l'analyseur. C'est ainsi qu'est caractérisé une ligne neutre du cristal.

En effet, si nous nous trouvons dans une ligne neutre du cristal, l'onde polarisée rectilignement est transmise sans modification et rencontre l'analyseur à 90° degrés, d'où l'observation d'une extinction (ou un minimum d'intensité). [12]

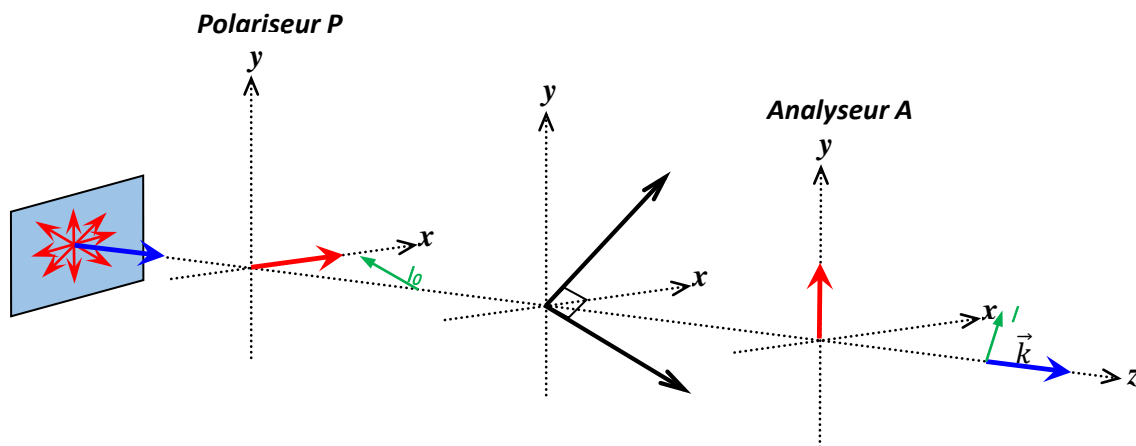


Figure (1.14) : Schéma du montage de la cellule de Pockels avec polariseur et un analyseur.

- Le polariseur  $P_\alpha$  est orienté à un angle  $\alpha$ .
- Le cristal  $J_0$  induisant un retard de phase  $\Gamma$  entre les composantes principales du faisceau.
- L'analyseur  $A_\beta$  est orienté à un angle  $\beta$  de l'axe rapide du cristal.

Dans ces conditions, l'équation matricielle de transformation de Jones de l'onde incidente  $A$  en onde émergente  $A'$  s'écrit : [7]

$$A' = A_\beta J_0 P_\alpha A \dots\dots\dots (1.39)$$

En remplaçant chaque matrice de Jones par son équation :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \beta & \sin \beta \cos \beta \\ \sin \beta \cos \beta & \sin^2 \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \dots (1.40)$$

Et après simplification, l'équation devient :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \left( e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \cos \alpha \cos \beta + e^{i\frac{\Gamma}{2}} \sin \alpha \sin \beta \right) \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \cos \alpha \\ A_y \sin \alpha \end{pmatrix} \dots (1.41)$$

L'intensité du faisceau en sortie s'écrit :

$$I = A_x'^2 + A_y'^2 \dots (1.42)$$

Soit :

$$I = |T_0|^2 (A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha)^2 \dots (1.43)$$

Avec :

$$T_0 = e^{-i\frac{\pi}{2}} \cos \alpha \cos \beta + e^{i\frac{\pi}{2}} \sin \alpha \sin \beta \dots (1.44)$$

En posant :

$$I_0 = A_x^2 + A_y^2 \dots (1.45)$$

La fonction de transfert générale du montage peut s'écrire :

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{|T_0|^2}{2} (\cos \alpha + \sin \alpha)^2 \dots (1.46)$$

Lorsque l'analyseur et le polariseur sont croisés et que leurs axes sont parallèles à ceux du cristal, c'est-à-dire lorsque  $\alpha = 0$  et  $= \frac{\pi}{2} \pm k\pi (T_0 = 0)$ , il n'y a pas de lumière transmise en sortie du montage. Lorsque le polariseur est à un angle  $\alpha = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$ , nous obtenons alors :

$$T = \frac{1}{2} [1 \pm \sin 2\beta \cos \Gamma] \dots (1.47)$$

On remarque que lorsque  $\beta = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$ , c'est-à-dire lorsque le polariseur et l'analyseur sont parallèles, l'équation précédente s'écrit :

$$T = \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \dots (1.48)$$

Tandis que si  $\beta = \frac{3\pi}{4} \pm k\pi$ , alors :

$$T = \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \dots (1.49)$$

Dans ce cas, le polariseur et l'analyseur sont croisés.

### B.2.4. Le modulateur de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder est le plus courant pour la conception de modulateurs électro-optiques. C'est un modulateur généralement réalisé à base de Niobate de Lithium (LiNbO<sub>3</sub>), placé directement en sortie du laser (figure). Il est fréquemment utilisé pour les applications de télécommunication large bande.

En réalité, ce type de modulateurs est basé sur les effets électro-optiques, à savoir que l'indice de réfraction de certains matériaux peut être modifié par l'application d'un champ électrique. [13]

#### B.2.4.1. Principe de fonctionnement

Le modulateur Mach-Zehnder est dans sa version la plus simple un interféromètre constitué généralement d'un bras de référence et d'un bras dans lequel une variation de phase est induite par effet électro-optique (fig. 1.15). Ces deux bras sont deux guides optiques parallèles et de longueurs égales.

Si aucune tension n'est appliquée aux guides d'ondes, la lumière incidente est divisée de manière égale entre les deux bras de l'interféromètre. La recombinaison des ondes provenant des bras conduit à une figure d'interférence constructive (toute la puissance optique est disponible en sortie). Cependant, l'application d'une tension électrique à l'un des deux bras génère une variation de l'indice de réfraction du milieu, ce qui engendre un déphasage entre les deux ondes optiques. Si la tension appliquée est égale à la tension nécessaire pour modifier la phase de l'onde de  $\pi$  lorsque les deux ondes se rejoignent, elles vont interférer d'une manière destructive (aucune lumière n'est présente en sortie du guide d'onde).

Le déphasage entre les deux faisceaux repose sur deux techniques d'application du champ électrique i) une qui consiste à appliquer un champ sur un seul bras, ii) l'autre, à appliquer ce champ sur les deux bras. Dans ce dernier cas, une modulation d'intensité (ou d'amplitude) peut être obtenue.

En utilisant ce type de composants, il est possible de réaliser un émetteur optique par modulation d'amplitude. Nous pouvons, de cette manière, inscrire sur le faisceau lumineux l'équivalent optique de 0 et 1 électrique.

L'intensité à la sortie peut être de façon générale, est représentée par :

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{2} \cos^2 \left( \frac{\pi V}{2V_{\pi}} \right) \dots\dots\dots (1.50)$$

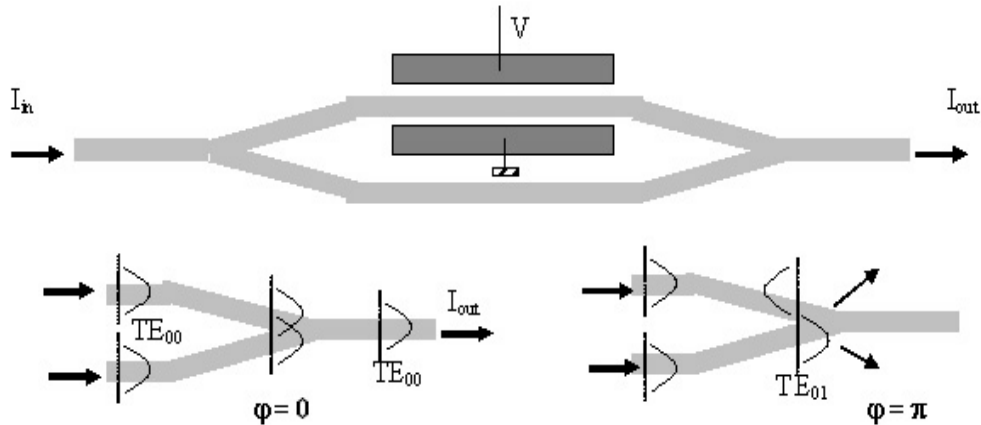


Figure (1.15) : Schéma de principe d'un modulateur de type Mach-Zehnder.

La tension demi-onde  $V_{\pi}$  est nécessaire pour obtenir une différence de phase de  $\pi$  entre les deux bras dudit système. C'est un paramètre très important pour un modulateur électro-optique, elle est donnée par :

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n^3 r_{ij}} \frac{d}{\Gamma L} \dots\dots\dots (1.51)$$

Avec :

- $\lambda$  : longueur d'onde de la lumière.
- $d$  : distance entre les électrodes.
- $n$  : indice de réfraction.
- $r_{ij}$  : coefficient électro-optique.
- $L$  : longueur de l'électrode en interaction avec le guide optique.
- $\Gamma$  : coefficient de recouvrement des composants optiques et électriques.

**B.2.4.2. Modulation électro-optique d'intensité ou d'amplitude**

Elle consiste à réaliser un interféromètre Mach-Zehnder dans lequel il est possible de commander la différence de phase entre les deux bras en appliquant une tension contrôlée sur le matériau électro-optique.

L'objectif visé, dans ce cas, est de calculer l'intensité en sortie du modulateur. Pour cela nous notons, dans un premier temps, les amplitudes dans chacun des bras du Mach-Zehnder.

L'expression de ces amplitudes sur les bras 1 et 2 s'écrit comme suit :

$$E_1 = E_0 \exp(j\varphi_1) \dots\dots\dots (1.52)$$

$$E_2 = E_0 \exp(j\varphi_2) \dots\dots\dots (1.53)$$

En employant la modulation push-pull décrite par la relation  $\varphi_1 = \varphi_2 + \pi = \varnothing_0$ , nous allons pouvoir éviter tout problème de transmission lié au « chirp », donc pas de modulation indésirable de phase à la recombinaison.

Le déphasage s'écrit donc :

$$\varphi_1 = (\varphi_{01} + \varphi_{ref} \cos(\Omega_t + \varnothing_0)) \dots\dots\dots (1.54)$$

$$\varphi_2 = (\varphi_{02} + \varphi_{ref} \cos(\Omega_t + \varnothing_0)) \dots\dots\dots (1.55)$$

L'amplitude résultante est :

$$E_{tot} = E_1 + E_2 \dots\dots\dots (1.56)$$

$$E_{tot} = E_0 \exp\left(j \frac{\varphi_{01} + \varphi_{02}}{2}\right) \cos\left[\left(\frac{\varphi_{01} - \varphi_{02}}{2}\right) + \varphi_{ref} \cos(\Omega_t + \varnothing_0)\right] \dots\dots\dots (1.57)$$

Avec :

$$\theta = \Omega_t + \varnothing_0 \dots\dots\dots (1.58)$$

$$\varphi_{STAT} = \frac{\varphi_{01} - \varphi_{02}}{2} \dots\dots\dots (1.59)$$

En remplaçant dans l'expression de  $E_{tot}$ , nous obtenons :

$$E_{tot} = E_0 \exp\left(j \frac{\varphi_{01} + \varphi_{02}}{2}\right) \cos[\varphi_{STAT} + \varphi_{RF} \cos(\theta)] \dots\dots\dots (1.60)$$

Si nous posons :

$$\varphi_{RF} = x$$

Nous obtenons :

$$\cos(\varphi_{STAT} + x \cos \theta) = \cos(\varphi_{STAT}) * \cos(x \cos \theta) - \sin(\varphi_{STAT}) * \sin(x \cos \theta) \dots\dots (1.61)$$

La modulation complète correspond au cas :

$$\varphi_{STAT} = \varphi_{RF} = \frac{\pi}{4} \dots\dots\dots (1.62)$$

Nous pouvons alors réaliser un développement en série de Bessel à partir de l'équation (1.60) afin de retrouver les composantes harmoniques :

$$\cos(x \sin \theta) = j_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} j_{2n}(x) \cos(2n\theta) \dots\dots\dots (1.64)$$

$$\sin(x \sin \theta) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} j_{2n-1}(x) \sin((2n - 1)\theta) \dots\dots\dots (1.65)$$

Deux cas intéressants doivent être étudiés i) l'un correspondant à  $\varphi_{STAT} = \frac{\pi}{2}$ , ii) l'autre à  $\varphi_{STAT} = 0$ . Ils peuvent être obtenus en jouant sur la tension de polarisation.

Ces deux conditions de modulation correspondent aux points de fonctionnement respectivement situés autour de la sortie correspondant à un minimum d'intensité ( $I_{out} = 0$ , point de fonctionnement 2) et de la sortie correspondant à un maximum d'intensité de l'interféromètre ( $I_{out} = I_{in}$ , point de fonctionnement 1) en supposant que la transmission optique est sans perte dans ces deux cas.

$$\varphi_{STAT} = \frac{\pi}{2} \text{ (Le point de fonctionnement du modulateur à l'extinction).}$$

- Dans le domaine temporel :

$$E_{tot}(t) = E_0 \left[ \sum_{n=1}^{\infty} j_{2n-1}(\varphi_{RF}) \left[ \exp[2\pi j(2n - 1)f_M t] - \exp[-2\pi j(2n - 1)f_M t] \right] \right] \dots (1.66)$$

Avec la fréquence de modulation  $f_M = \frac{\Omega}{2\pi}$

- Dans le domaine fréquentiel :

$$E_{tot}(f) = E_0 \left[ \sum_{n=1}^{\infty} j_{2n-1}(\varphi_{RF}) \left[ \delta(f + (2n - 1)f_M) - \delta(f - (2n - 1)f_M) \right] \right] \dots (1.67)$$

Le spectre est composé d'une somme d'harmoniques impaires de la forme  $\{+(2n - 1)f_M\}$  et  $\{-(2n - 1)f_M\}$ . Nous remarquons que l'amplitude de ces harmoniques est proportionnelle à  $J_{2n-1}(\varphi_{RF})$  (l'intensité est directement proportionnelle à  $J_{2n-1}^2(\varphi_{RF})$ ).

Les modulateurs de Mach-Zehnder commercialisés sont en très grande majorité réalisés sur des substrats LiNbO<sub>3</sub> permettent de réaliser des guides à très faibles pertes. Selon la direction des axes du cristal de Niobate de lithium relative au plan du modulateur, on distingue des modulateurs en coupe X, et des modulateurs en coupe Z.

• **Modulation en coupe X (X-cut)**

Pour réaliser cette structure, il faut que les champs électriques et optiques soient polarisés suivant l'axe Z du cristal. Ceci implique que le champ électrique, tout comme le champ optique, soient parallèles au plan du modulateur en coupe X sur la zone des guides optiques. Dans ce cas, la polarisation est dite TE (Transverse Electric). La direction de

propagation est alors la direction Y. Ces conditions de polarisation sont obtenues en plaçant les guides optiques entre les électrodes de modulation (fig. 1.16).

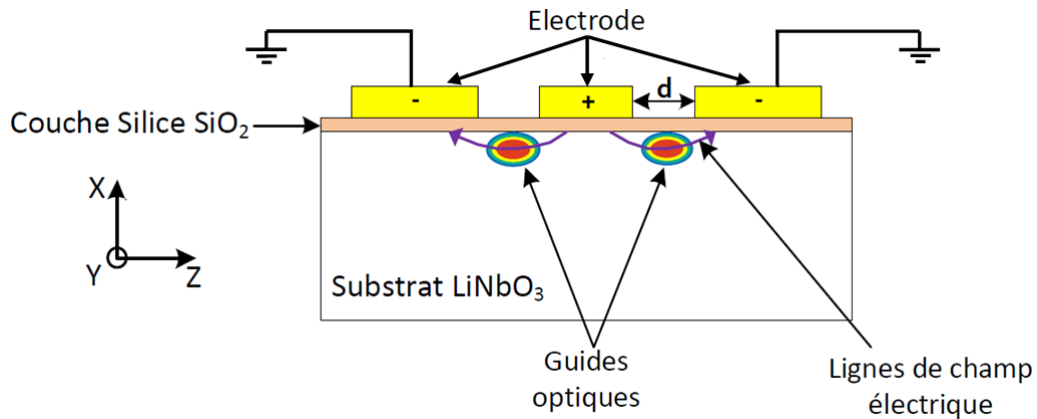


Figure (1.16) : Vue transversale d'un modulateur MZ en coupe X

Un modulateur en coupe X est symétrique, les guides optiques sont soumis à la même interaction électro-optique. Ceci implique que la phase du signal optique issu du bras 1 compense la phase du signal optique issu du bras 2. C'est ainsi que le champ optique sortant du Mach-Zehnder ne subit aucune modulation de phase. Cette symétrie des guides optiques par rapport aux électrodes conduit à un recouvrement identique dans chacun des deux bras ( $\Gamma_1=\Gamma_2=\Gamma$ ). Ce dernier ( $\Gamma$ ) est un paramètre permettant de tenir compte, d'une part, du fait que le champ électrique est inhomogène car les électrodes coplanaires ont une largeur finie conduisant à des effets de bord, et d'autre part, que l'onde optique est guidée dans un mode de propagation unique ce qui conduit à une répartition transverse du champ lumineux.

Ce paramètre est décrit par l'intégrale suivante :

$$\Gamma = \frac{d \iint E|e|^2.dS}{V \iint |e|^2.dS} \dots\dots\dots (1.68)$$

E : est le champ électrique appliqué via les électrodes.

e : est le champ électrique de l'onde lumineuse.

La tension demi-onde dans ce type de structure est donc donnée par :

$$V_\pi = \frac{\gamma}{n^3 r_{33}} \frac{d}{\Gamma L} \dots\dots\dots (1.69)$$

L'avantage de cette structure c'est qu'il n'y a pas d'électrode en contact avec le guide optique donc une limitation de pertes (chirp nul). Son principal inconvénient est la distance

(d) entre les électrodes qui ne peut pas être trop réduite et qui par conséquent conduit à des valeurs de  $V_\pi$  élevées.

- **Modulation en coupe Z (Z-cut)**

Dans le cas d'un modulateur en coupe Z, c'est l'axe Z du cristal qui est perpendiculaire au plan du modulateur. Les électrodes sont placées au-dessus des guides optiques. C'est ainsi que le champ électrique est parallèle à l'axe Z du cristal sur la section des guides. Dans ce cas, c'est le champ magnétique qui est parallèle au plan du modulateur d'où une polarisation en Transverse Magnétique (TM).

Contrairement au modulateur en coupe X, le modulateur en coupe Z est asymétrique, c'est à dire que les champs électriques appliqués, font que les ondes se propageant sur les deux bras de l'interféromètre avec un déphasage différent. Ainsi, le recouvrement entre les champs électriques et optiques n'est pas le même sous l'électrode centrale et sous les plans de masse ( $\Gamma_1 \neq \Gamma_2$ ).

$$V_\pi = \frac{\gamma}{n^3 r_{33}} \frac{d}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)L} \dots\dots\dots (1.70)$$

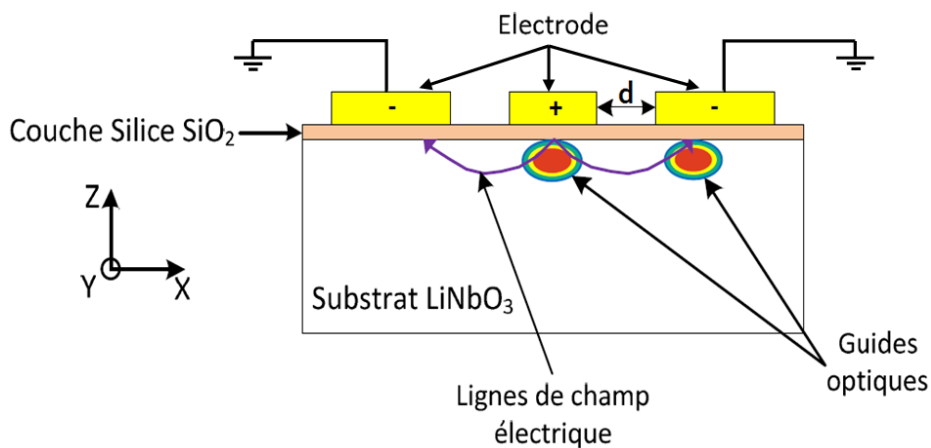


Figure (1.17) : Vue transversale d'un modulateur MZ en coupe Z

### I.3. Bruits des émetteurs

A l'émission, le laser à semi-conducteur constitue un générateur de fréquences optiques particulièrement imparfait et affecté par des bruits intensité (d'amplitude) et de fréquence. Ces fluctuations imposent une limite ultime aux performances de n'importe quel système optique de communications car elles apportent des contraintes sur la détection du signal au niveau du récepteur.

Ce bruit prend naissance dans le processus d'émission spontanée et d'absorption et dans le processus de recombinaison électron-trou au sein de la diode laser. [7]

### **I.3.1. Origine des bruits laser**

Pour arriver à déterminer les bruits du laser, il est nécessaire de comprendre leurs origines et leurs influences sur le processus de transmission. En fait, tous les bruits laser ont des origines qui peuvent être classées dans deux catégories i) les bruits d'origine technique, ii) et les bruits d'origine quantique. [14]

#### **i) Bruit d'origine technique**

Ils ont une influence directe sur la stabilité en puissance du laser. Par contre, bien que la compréhension de ces origines soit beaucoup plus intuitive que les origines quantiques, il est difficile de bien comprendre tous les types de bruits qu'ils occasionnent.

Généralement, les bruits d'origine technique sont causés par :

- du bruit de la pompe du laser (dont son alimentation),
- des vibrations mécaniques et acoustiques du laser.
- des variations lentes ou rapides de la température (soit de la pièce, soit d'une composantes du laser : milieu de gain, miroir, absorbant saturable...).

#### **ii) Bruit d'origine quantique**

La contribution technique des bruits est bien plus importante que la contribution quantique pour une grande plage de fréquences. C'est la raison pour laquelle les bruits d'origine quantique sont généralement moins étudiés. La contribution quantique provient d'ailleurs pour beaucoup du milieu de gain laser et du type de cavité choisi et c'est rarement l'obtention d'un laser ayant de faibles bruits qui en guide la conception. Si dans le domaine de l'électronique, la limite inférieure du bruit est donnée par les bruits thermiques, dans le domaine de l'optique, elle est donnée par la mécanique quantique. Ceci s'explique par le fait que l'énergie d'un photon laser est bien plus importante que l'énergie thermique à la température de la pièce. Donc, les photons sont à l'origine de la contribution quantique aux bruits.

Les mécanismes à l'origine de la contribution quantique sont :

- L'émission spontanée.
- Les pertes dans une cavité.

### I.3.2. Etude du bruit laser

Comme tout oscillateur, un laser à semi-conducteur générant un signal optique dont le spectre d'émission présente un bruit d'amplitude et un bruit en fréquence qui s'ajoutent au bruit de grenaille du récepteur. Le bruit d'amplitude ou d'intensité à une certaine fréquence  $f$  est caractérisé par l'intensité du bruit relative noté RIN (Relative Intensity Noise). Il est défini par le rapport entre la densité spectrale des fluctuations de la puissance optique  $\langle \Delta P_{optique} \rangle$  et le carré de la puissance optique moyenne  $P_{optique}$ , son expression est défini par :

$$RIN(f) = \frac{\langle \Delta P_{optique} \rangle^2}{P_{optique}(f)^2} \dots\dots\dots (1.71)$$

L'expression du RIN est en  $\text{Hz}^{-1}$ , mais elle est généralement représenté en décibel et s'exprime alors en dB/Hz, puisque le bruit est intégré dans une bande de 1 Hz de largeur.

$$RIN_{dB}(f) = 10 \log_{10}[RIN(f)] \dots\dots\dots (1.72)$$

Le bruit de fréquence ou de phase est dû à des fluctuations de phase qui entraînent des fluctuations de fréquence. Ceux-ci se manifestent par une largeur de raie non nulle. Deux mécanismes principaux contribuent aux fluctuations de phase. Le premier provient des photons émis spontanément qui changent aléatoirement la phase du champ optique. Le second résulte de l'effet des porteurs qui, par l'intermédiaire du gain et de l'indice de réfraction, changent la longueur du chemin optique et par conséquent la phase du champ optique. [7]

### I.4. Conclusion

Pour conclure, nous pouvons dire que la modulation externe possède une grande bande passante par rapport à la modulation directe. Cependant, cette dernière est plus facile à réaliser et avec un moindre coût et est utilisée dans les réseaux à accès optique. [15]

Nous avons donc vu principalement dans ce chapitre, la partie émission d'un système de transmission tout optique, et nous avons mis l'accent sur deux différentes méthodes de modulation dans les systèmes : la modulation directe et la modulation externe.

## **Chapitre II : Canal optique**

## II.1. Introduction

Ce deuxième chapitre est consacré au canal de transmission qui est généralement composé d'une succession de fibres optiques entres lesquelles sont insérés des amplificateurs optiques (par exemple EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier), afin de transmettre des informations sur de longues distances (supérieures à 100 km).

Nous allons, dans un premier temps, décrire d'une manière générale la fibre optique et ses différents types en nous focalisant notamment sur la monomode. Ensuite, nous allons nous intéresser à l'étude des amplificateurs à fibres optiques dopées aux terres rares, notamment celles dopées aux ions  $Er^{3+}$  (amplificateur E.D.F.A.).

## II.2. Fibre optique

A ce jour, il existe deux types de fibres optiques utilisées dans les communications : [8]

- La fibre optique à saut d'indice (F.O.S.I.) qui, selon la valeur de la fréquence spatiale normalisée  $V$ , peut être utilisée soit en monomode ( $V \leq 2.405$ ) soit en multimode ( $V > 2.405$ ).
- La fibre optique à gradient d'indice (F.O.G.I.) qui est toujours utilisée en multimode.

Notons que la fibre optique monomode est utilisée sur tout type de réseaux. La fibre optique multimode, quant à elle, est jusqu'à présent utilisée sur de courtes distances. En effet, cette dernière est encore à l'étude pour son utilisation sur de moyennes ou longues distances. Par ailleurs, un signal optique qui se propage dans une fibre optique subit des dégradations dues à différents types d'effets de la fibre. Nous pouvons, entre autres, citer les effets linéaires (atténuation, dispersion chromatique) ainsi que les effets non-linéaires (effet Kerr).

Dans le présent travail, nous allons nous focaliser uniquement sur l'effet de dispersion chromatique car c'est le seul effet dominant dans la F.O.S.I. monomode. [1]

### II.2.1. Fibre optique à saut d'indice

La fibre optique à saut d'indice est un guide d'onde cylindrique composée i) d'un cœur à base de silice, à l'instar du verre, ii) et d'une gaine toujours à base du même matériau, légèrement dopée. L'ensemble est entouré par une enveloppe de protection mécanique et optique. Notons que l'indice de réfraction  $n_c$  du cœur est supérieur à celui de la gaine  $n_g$ . Dans le domaine des télécommunications optiques, la silice est privilégiée car elle présente des pertes optiques les plus faibles dans la bande de 1550 nm. L'ensemble est généralement recouvert d'un revêtement protecteur, réalisé à base de plastique (Fig. 2.1).

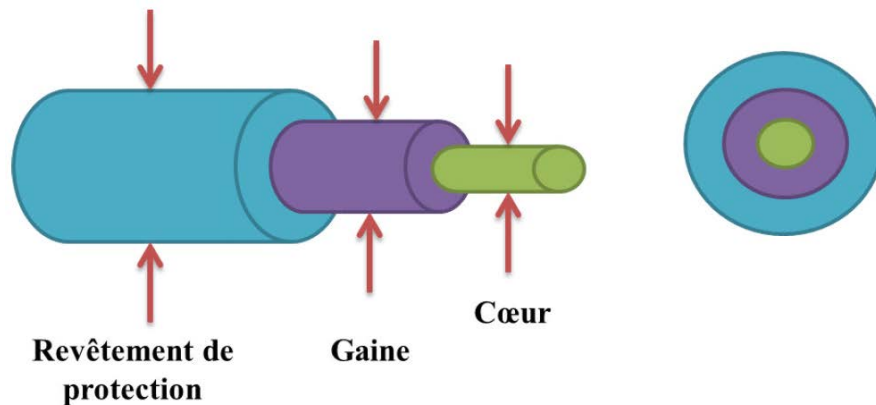


Figure (2.1) : Structure d'une fibre optique

Rappelons que les constituants de la fibre optique sont :

- le cœur (core, en anglais) dont le diamètre est d'environ  $62.5 \mu m$ , dans le cas d'un fonctionnement en multimode, et de  $10 \mu m$  en monomode. Celui-ci a un indice de réfraction  $n_c = 1.456$ .
- la gaine (cladding, en anglais), quant à elle, est caractérisée par son indice de réfraction  $n_g = 1.410$  et son diamètre d'environ  $125 \mu m$ , et est sensée confiner le signal optique dans le cœur.
- le revêtement de protection, dont le diamètre est d'environ  $230 \mu m$ , est constitué de couches en plastique qui permettent i) de protéger la fibre des différentes attaques chimiques externes, ii) de différencier les fibres optiques dans un câble. [1]

**II.2.2. Fonctionnement de la fibre optique**

Le guidage du signal optique est basé sur la réflexion de la lumière à l'interface cœur-gaine. Lorsqu'un rayon lumineux entre dans la fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit des réflexions totales internes : il se propage jusqu'à l'autre extrémité en empruntant un parcours en zigzag. Pour que tout cela soit possible, deux conditions sont nécessaires. La première concerne l'indice de réfraction du cœur  $n_c$  et celui de la gaine  $n_g$ , où  $n_c > n_g$ . La seconde condition concerne l'angle d'injection du rayon lumineux dans la fibre. Celui-ci doit être inférieur à l'angle d'acceptance  $\theta_{acc}$  par rapport à l'axe de la fibre, défini par l'ouverture numérique ON (Fig. 2.2) :

$$ON = \sin(\theta_{acc}) = (n_c^2 - n_g^2)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (2.1)$$

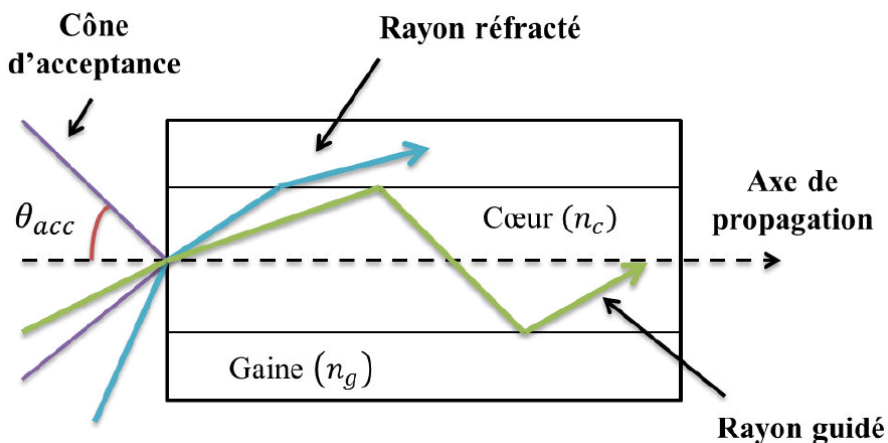


Figure (2.2) : Principe de guidage de la lumière par réflexion totale interne

Notons que l'ouverture numérique (ON) est liée au cône d'acceptance, limité par l'angle  $\theta_{acc}$  (2.1). Ce dernier représente l'angle limite en-dessous duquel il y a guidage de l'onde optique : la propagation s'effectue par réflexions successives totales à l'interface cœur-gaine. Dans le cas contraire, des rayons se réfractent dans la gaine et contribuent ainsi à l'atténuation de ce signal, voire sa disparition totale (Fig. 2.2).

La fibre optique à saut d'indice est en outre caractérisée par  $\Delta$  qui représente la différence d'indice normalisée, une mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine :

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2 n_c^2} \cong \frac{(n_c - n_g)}{n_c} \dots\dots\dots (2.2)$$

Où  $n_c$  est l'indice de réfraction du cœur et  $n_g$  celui de la gaine. [1]

**II.2.3. Différents types de fibre optique**

Il existe en général plusieurs modes de propagation de la lumière au sein de la fibre. Pour un profil d'indice de réfraction donné entre le cœur et la gaine, le nombre de modes dépend essentiellement du rapport entre le diamètre du cœur « a » et la longueur d'onde de la lumière  $\lambda_0$ . Pour une fibre optique à saut d'indice, ce paramètre, appelé fréquence numérique (ou fréquence spatiale numérique), notée V et est exprimée par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \dots\dots\dots (2.2)$$

Où « a » est le rayon du cœur de la fibre et «  $\lambda_0$  » est la longueur d'onde optique dans le vide. Notons que lorsque  $V \leq 2.405$  la fibre est dite monomode. Dans le cas contraire, elle est dite multimode, c'est-à-dire plusieurs modes se propagent à l'intérieur de la fibre.

Rappelons que les fibres multimodes se séparent fondamentalement en deux catégories en fonction de leur géométrie interne i) à saut d'indice, si le changement d'indice à l'interface entre cœur et gaine est brusque, ii) ou à gradient d'indice, si l'indice de réfraction décroît graduellement à l'intérieur du cœur (ou de l'axe de la fibre vers la gaine).

Rappelons aussi qu'une fibre optique monomode est constituée d'un cœur et d'une gaine. Dans le cas de la fibre monomode, le cœur étant suffisamment petit par rapport à la gaine, ne permet que la propagation d'un seul mode de propagation dit mode fondamental (ou mode hybride  $HE_{11}$ ), d'où son appellation SMF (Single Mode Fiber). Le diamètre du cœur est inférieur à  $10\mu m$  comme l'illustre la figure (2.3).

Ce type de fibre présente une bande passante très large, un niveau de perte faible (0.5dB/km pour  $1.3\mu m$  et 0.2 dB/km pour  $1.5\mu m$ ). C'est donc la raison pour laquelle les fibres monomodes sont universellement utilisées pour les transmissions à haut débit et à longue distance. [2]

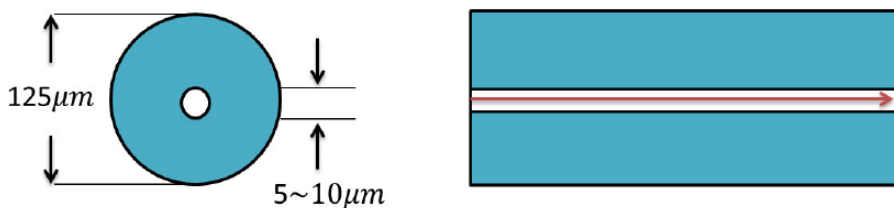


Figure (2.3) : Structure de la fibre monomode

**II.2.4. Propagation d’une impulsion dans une fibre monomode**

Une onde lumineuse, décrite comme une onde électromagnétique, est définie par son vecteur champ électrique et son vecteur champ magnétique. Notons que les vecteurs champ magnétique et électrique sont reliés par les équations de Maxwell ; C’est ainsi que nous modélisons une vibration lumineuse uniquement par son vecteur champ électrique. Si celle-ci se propage suivant une direction  $z$ , alors elle s’écrit sous forme d’une onde plane :

$$E(z, t) = A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] \dots\dots\dots (2.3)$$

Où  $A(z, t)$  est l’enveloppe du champ optique,  $\omega_0$  la fréquence centrale de la porteuse, et  $\beta_0$  la constante de propagation. [16]

**II.2.4.1. Effets linéaires due à la propagation**

La propagation d’une vibration lumineuse dans une fibre optique est décrite selon l’équation de Schrödinger non linéaire (NSE, Non linear Schrödinger Equation), par la relation :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \gamma |A|^2 A - \frac{\alpha}{2} A \dots\dots\dots (2.4)$$

Où  $A$  est l’enveloppe de l’onde optique,  $\alpha$  représente les pertes de la fibre optique,  $\beta_2$  est le coefficient de la vitesse de groupe (GVD, Group Velocity Dispersion) et enfin  $\gamma$  est le coefficient de l’effet Kerr. Rappelons que ce dernier ne sera pas pris en compte dans notre étude. [1]

**A. Atténuation**

L’effet de l’affaiblissement ou d’atténuation dans une fibre optique résulte en un signal optique dont la puissance décroît en fonction de la distance parcourue et est exprimé par :

$$P_z = P_0 e^{-\alpha z} \dots\dots\dots (2.5)$$

Où  $P_0$  et  $P_z$  sont respectivement la puissance à l’entrée ( $P_0 = P_{in}$ ) de la fibre, et la puissance après une distance de propagation «  $z$  », et  $\alpha$  est le coefficient d’atténuation exprimé en  $Np/km$ . Notons que l’atténuation peut être exprimée en dB/Km par : [17]

$$\alpha_{(dB/Km)} = 4.34. \alpha_{(Np/km)}$$

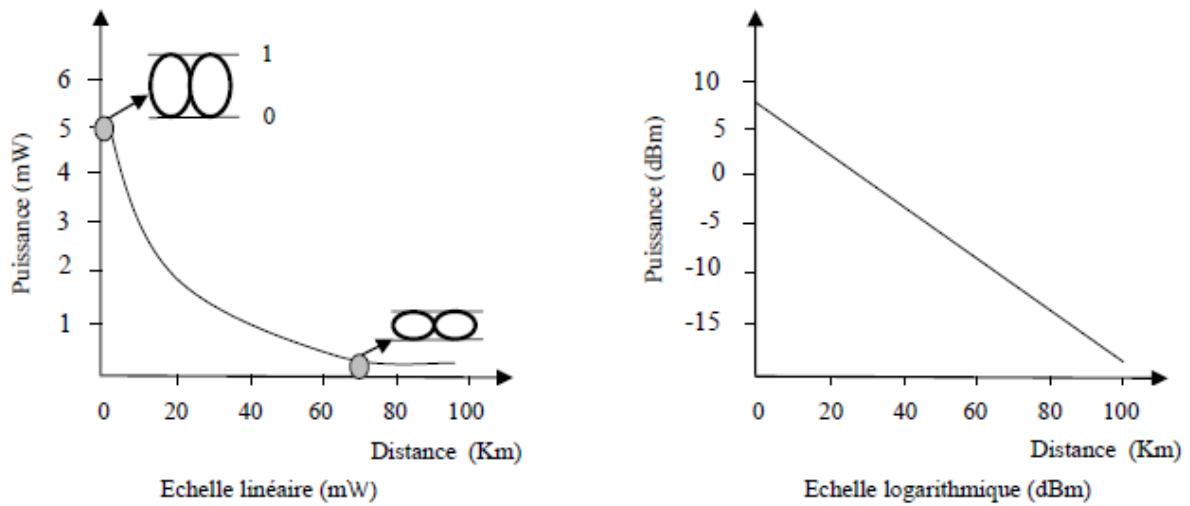


Figure (2.4) : L'évolution de la puissance optique en fonction de la distance de propagation.

L'atténuation de la puissance d'un signal optique traversant une fibre est principalement due à des interactions physiques entre l'excitation lumineuse et le matériau qui constitue la fibre. De plus, cette atténuation dépend aussi de la longueur d'onde du signal optique qui s'y propage. La figure (2.5) illustre l'atténuation de la puissance d'une onde lumineuse en fonction de sa longueur d'onde, en mettant en évidence les différentes causes.

[18]

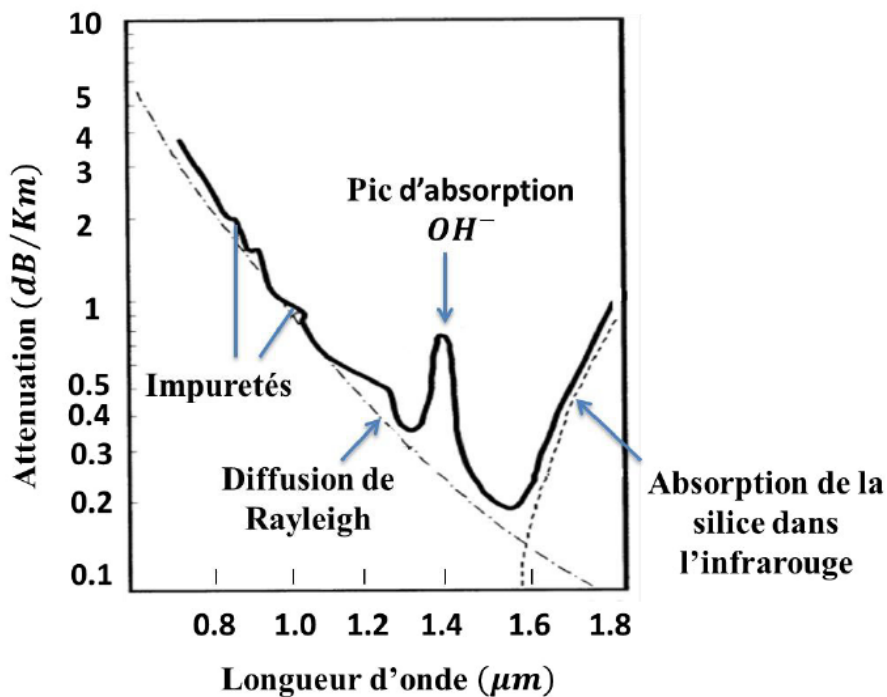


Figure (2.5) : Atténuations d'une fibre standard en fonction de la longueur d'onde

Rappelons les différents facteurs d'atténuation, à savoir : [1]

- l'absorption intrinsèque de la silice qui provoque une augmentation très rapide des pertes pour des longueurs d'ondes supérieures à 1600nm.
- la présence d'ions  $OH^-$  due au processus de fabrication. Ceci cause des impuretés qui sont responsables du pic d'absorption autour de 1400nm.
- la diffusion de Rayleigh qui est due aux fluctuations de la composition dans le verre (indice de réfraction) qui diffuse alors la lumière dans toutes les directions. Cet effet limite les performances dans le domaine des courtes longueurs d'onde (domaine visible et proche de l'infrarouge).
- la courbure de la fibre peut également contribuer à augmenter les pertes par réfraction de la lumière dans la gaine.
- Les pertes par micro-courbure sont soumises aux contraintes mécaniques (allongement, écrasement, torsion...) provoquant des microdéformations du cœur et ainsi des pertes de la lumière.
- les fibres sont toujours utilisées par tronçon de longueur finie, raccordés entre elles. Par conséquent, chaque jonction provoque une perte de raccordement.

**B. Dispersion chromatique**

L'interaction d'une impulsion optique (ou vibration impulsionnelle) avec la fibre optique s'accompagne par l'élargissement de celle-ci dans le temps. Ce phénomène est connu sous le nom de la dispersion chromatique, comme l'illustre la figure (2.6). [1]



Figure (2.6) : L'effet de la dispersion chromatique sur une impulsion

En effet, la dispersion chromatique, dans une fibre monomode, est due à la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. La dispersion chromatique  $D_c$  est la somme de deux contributions i) la dispersion du guide  $D_g$  (et/ou modale), ii) la dispersion due au matériau  $D_m$  :

$$D_c = D_g + D_m \dots\dots\dots (2.6)$$

Rappelons que la dispersion du matériau  $D_m$  est le résultat de la variation de l'indice de réfraction de la silice en fonction de la fréquence, tandis que la dispersion du guide  $D_g$  (et/ou modale) dépend essentiellement de la géométrie de la fibre (le rayon du cœur). La figure (2.7) illustre les contributions de la dispersion chromatique dans une fibre monomode standard.

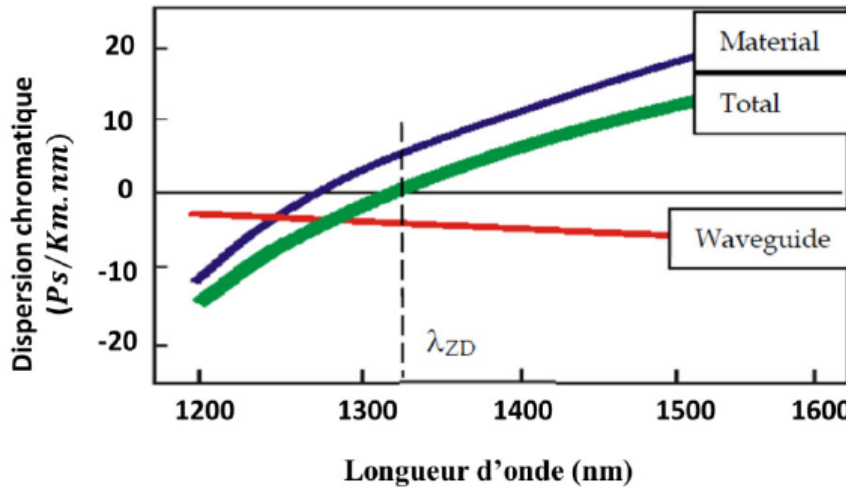


Figure (2.7) : La dispersion totale et les deux contributions (dispersion du matériel et dispersion du guide) dans une fibre monomode standard

La dispersion chromatique est généralement définie par la relation suivante :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \dots\dots\dots (2.7)$$

Où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode guidé, et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide, soit  $2,99792458.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ .

Dans une fibre optique monomode conventionnelle, la dispersion du guide est toujours négative. Comme la dispersion du matériau est elle-même négative pour  $\lambda < 1,27 \mu m$  et positive pour  $\lambda > 1,27 \mu m$ , la dispersion ne peut être annulée en dessous de  $1,27 \mu m$ .

La dispersion chromatique dans une fibre réalisée par les techniques classiques peut être ajustée en concevant un profil d'indice plus ou moins complexe. Ceci influe sur la dispersion du guide. Cependant, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est faible (cas du faible guidage), ce qui limite fortement les possibilités d'ajustement. [19]

### II.2.5. Avantages de la fibre optique

Par comparaison aux autres supports de transmission existants, la fibre optique présente de nombreux avantages qui justifient son introduction dans les systèmes de transmission. Ces avantages sont tout d'abord, les performances de transmission, multiplexage (en longueur d'onde) possible avec une bande passante optique très large, et donc une grande capacité (débit de plusieurs Tbits/s) n'ayant aucune commune mesure avec les bandes passantes des supports électriques ou radio classiques. De plus, l'atténuation due au support de communication s'avère très faible, ce qui permet de couvrir des distances plus grandes sans nécessiter d'installer des répéteurs.

La fibre optique présente également des avantages de sécurité électrique (isolation totale entre terminaux, utilisation possible en ambiance radioactive (explosive) et sous forte tension) et électromagnétique. Elle est donc insensible aux parasites électromagnétiques, et n'en créant pas elle-même, elle assure ainsi une inviolabilité presque totale, ce qui permet son utilisation dans les applications militaires, bancaires et en transmission de données.

Enfin, les facilités de mise en œuvre qu'elle présente, à la fois par sa petite taille, sa grande souplesse et son faible poids, combinés à un coût raisonnable, lui confère un avantage économique sur les autres supports de transmission. [19]

### II.3. Amplification optique

En raison de sa robustesse, ses propriétés mécaniques de résistance aux torsions et tractions, sa faible épaisseur mais surtout sa faible atténuation, la fibre optique s'est imposée comme le meilleur moyen de transmission de l'information. Néanmoins, cette dernière induit effectivement des pertes minimales en comparaison avec celles induites par les câbles coaxiaux en cuivre. En effet ces pertes peuvent devenir pénalisantes pour de longues distances de propagation, une remise en forme du signal est donc nécessaire. La première solution pour y parvenir est l'utilisation de répéteurs régénérateurs. Ces derniers ont pour rôle de convertir, à l'aide de transducteurs opto-électrique (photodiode, par exemple), le signal optique en un signal électrique. Celui-ci est ensuite amplifié par l'usage d'amplificateurs électroniques. Enfin, le signal électrique est de nouveau reconverti, à l'aide de transducteurs électro-optiques (diode laser, par exemple), en signal optique. Rappelons que ces répéteurs utilisent des circuits électroniques très rapides, donc très coûteux et complexes à mettre en œuvre. Ceci a

conduit à mettre au point des amplificateurs tout optiques, permettant ainsi d'éviter ces conversions fastidieuses. Le signal optique peut être alors transmis sur de longues distances sans aucune conversion optique/électrique/optique des signaux. Cette solution a révolutionné l'évolution des systèmes de transmission optique. [8]

### II.3.1. Principe de l'amplification optique

L'amplification optique repose sur deux phénomènes i) l'excitation de particules actives, ii) et l'émission stimulée, étudiées précédemment (voir le premier chapitre). La fibre optique, dopée aux ions de terres rares, permet d'amplifier le signal grâce à un apport extérieur d'énergie appelé pompage, venant éventuellement d'une source laser de pompe. Le faisceau est amplifié lorsque le nombre de photons engendrés par émission stimulée est supérieur au nombre de photons absorbés. Ceci veut également dire que la probabilité pour qu'un photon incident sur un atome donné de provoquer l'émission d'un deuxième photon soit supérieure à la probabilité de l'absorber. La concentration en particules excitées doit donc être supérieure à l'état fondamental. [7]

Il est donc clair que la longueur d'onde  $\lambda_{pompe}$  de la source de pompage doit être plus petite que celle du signal utile pour permettre aux particules actives, du niveau fondamental, de transiter vers un niveau d'énergie plus élevée par l'absorption de photons issus de pompe à la longueur d'onde  $\lambda_{pompe}$ . Notons que la durée de vie du niveau de pompe est assez courte (environ 10  $\mu$ s dans le cas de la silice dopée Erbium), raison pour laquelle ces particules se relaxent, sans émission de radiations, très rapidement sur le niveau inférieur et métastable dont la durée de vie (environ 10 ms) est plus grande que celle du niveau pompe. C'est ainsi qu'un très grand nombre de particules actives s'accumulent à l'état excité (niveau métastable), ce qui définit une inversion de population.

Les interactions des particules actives, à l'état excité ou métastable ( $E_{met}$ ) avec des photons incidents, de longueur d'onde  $\lambda_{signal}$ , provoquent en général des recombinaisons électron-trou, suite aux transitions niveaux métastables  $E_{met}$  vers le niveau fondamental, suivant un processus classique d'émission stimulée. Ceci donne ainsi naissance à d'autres photons de caractéristiques identiques aux photons incidents. Ce processus conduit donc à une amplification du signal tout au long de la fibre optique. [8]

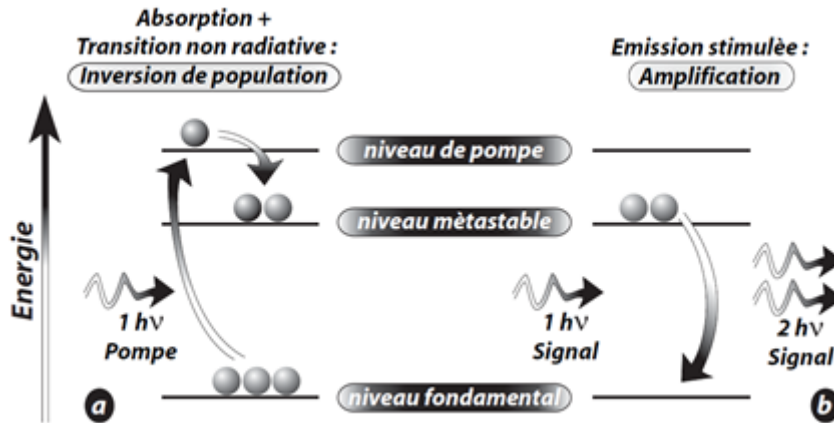


Figure (2.8) : Système d'énergie à trois niveaux

Il existe plusieurs types d'amplificateur optiques, parmi lesquels il est possible de citer :

- Les amplificateurs à fibre dopée aux ions Erbium (EDFA)  $Er^{3+}$ .
- Les amplificateurs à Semi-conducteurs.
- Les amplificateurs Raman.

Dans notre cas, nous nous intéressons à l'amplificateur le plus commun dans les systèmes de télécommunications optique, à savoir l'amplificateur à fibre dopée aux ions de terres rares, en particulier aux ions  $Er^{3+}$ .

### II.3.2. Amplificateur à Fibre Dopée aux ions Erbium (terre rare)

L'amplificateur à fibre dopée aux ions Erbium  $Er^{3+}$  (E.D.F.A. : Erbium Doped Fiber Amplifier) est considéré comme un dispositif clé dans tous les réseaux de télécommunication optiques. Il permet d'amplifier simultanément des longueurs d'ondes et ainsi compenser les pertes subies lors de la propagation.

Un amplificateur E.D.F.A. est en général composé d'une fibre optique monomode dont le cœur est dopé aux ions  $Er^{3+}$ . Ces derniers sont pompés optiquement à l'aide d'une diode laser ( $980 \leq \lambda \leq 1480 \text{ nm}$ ) afin d'exciter les particules actives vers le niveau métastable, dans le souci de créer une inversion de population. Lorsque les photons du signal utile se propagent à travers de cette portion du canal optique, les particules actives peuvent se désexciter en produisant des photons identiques en tout point de vu aux photons incidents ( $1520 \leq \lambda \leq 1570 \text{ nm}$ ). Par cet effet, l'amplification du signal optique est ainsi amplifié tout au long de la section de la fibre dopée. [20]

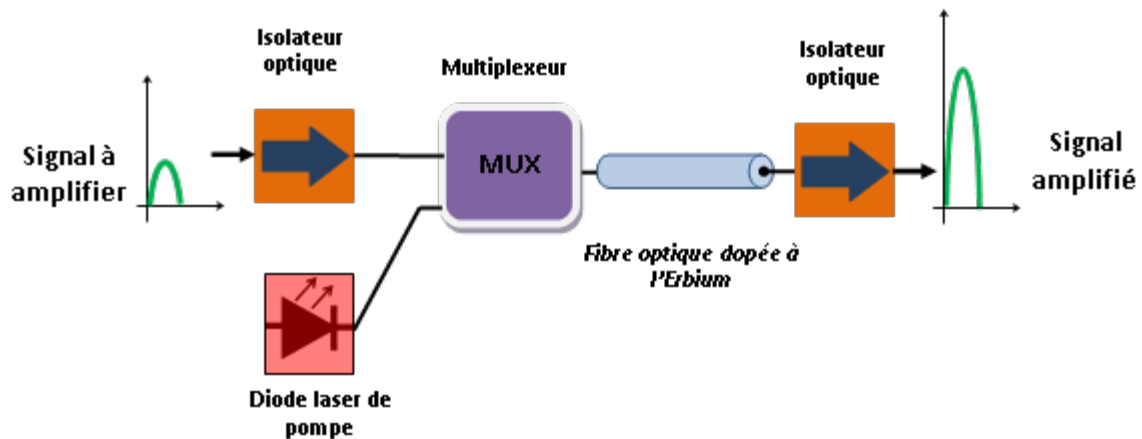


Figure (2.9) : Schéma synoptique d'un amplificateur EDFA.

Rappelons que l'amplificateur EDFA est principalement constitué :

- D'une fibre optique dopée à l'Erbium qui est l'un des principaux éléments de l'amplificateur optique. Elle représente le milieu dans lequel se réalise l'amplification grâce aux ions dopants (particules actives) qui la constituent. C'est une fibre monomode de quelques centaines mètres de longueur, dont le cœur est dopé par des ions d'Erbium.
- D'une diode laser pompe capable de produire en sortie un faisceau monomode de forte puissance susceptible de permettre l'inversion de population favorisant ainsi l'amplification optique.
- Un multiplexeur (ou coupleur en Y) qui permet de coupler, d'injecter simultanément dans la fibre amplificatrice, le signal à amplifier et celui de la diode laser (pompe) respectivement aux longueurs d'onde  $\lambda_{pompe}$  et  $\lambda_{signal}$ .
- D'un isolateur optique qui est un dispositif passif qui permet la propagation du signal dans un sens prédéfini. Placé à l'entrée, il protège le laser émetteur de signal. En général, les isolateurs empêchent les bruits et toutes perturbations pouvant rendre le milieu oscillant. Placé en sortie, dans les préamplificateurs optiques, les isolateurs limitent les pertes qui dégradent le facteur de bruit.

Notons que le pompage peut se faire dans le même sens que le signal, on parle alors de pompage copropagatif (fig. 2.10.A), ou dans le sens inverse, on parle de pompage contrapropagatif (fig. 2.10.B). Certains amplificateurs utilisent un couplage bidirectionnel (fig. 2.10.C), c'est-à-dire deux pompes, une dans chacun des deux sens, comme par exemple dans les liaisons sous-marines de façon à assurer une sécurité du réseau (en cas de problème,

le système peut toujours fonctionner avec une seule pompe). Selon le type de pompage que l'on utilise, les caractéristiques de l'amplificateur évoluent, car l'inversion de population en un point donné de l'amplificateur varie en fonction du pompage. [21]

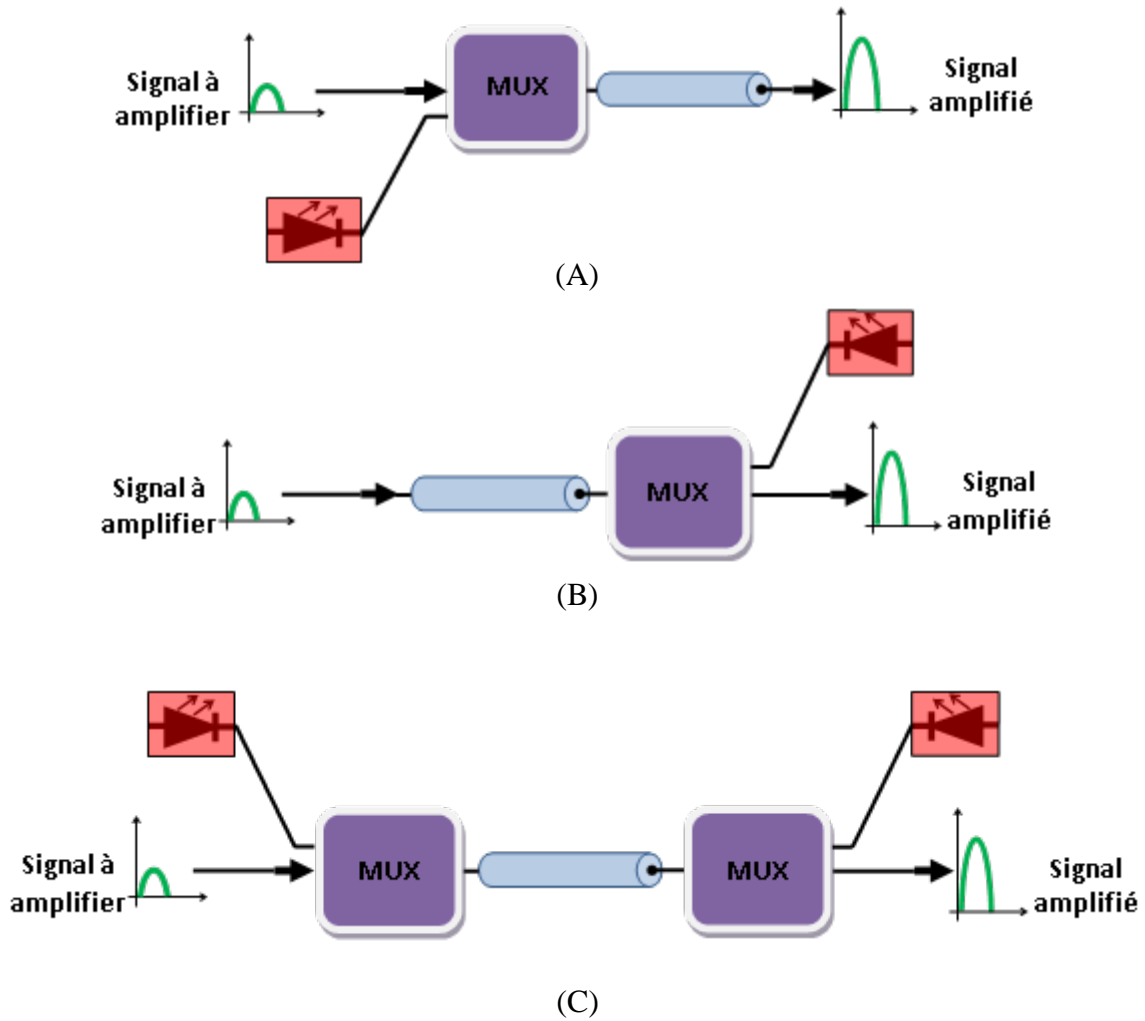


Figure (2.10) : Différents types de pompage (copropagatif, contrapropagatif et bidirectionnel)

### II.3.2.1. Gain en signal de l'amplificateur

Le gain en signal de l'amplificateur optique traduit l'augmentation du signal dans la fibre. Il est noté  $G$  et est donné en régime linéaire comme étant le rapport de puissance du signal en sortie (en  $W$ ) à celui en entrée (en  $W$ ) : [21]

$$G = \frac{P_{signal}^{sortie}}{P_{signal}^{entrée}}$$

Cependant, le gain  $G$  en décibels (dB) s'écrit :

$$G(dB) = P_{signal}^{sortie}(dB) - P_{signal}^{entrée}(dB) \dots\dots\dots (2.8)$$

**II.3.2.2. Bruit de l’amplificateur**

Les amplificateurs optiques, utilisés dans les canaux de transmission optiques sont caractérisés par la dégradation de la qualité du signal transmis. En effet, l’émission stimulée n’est pas le seul phénomène conduisant à la désexcitation des ions. L’autre désexcitation est celle résultante de l’émission spontanée produisant des photons dans des directions aléatoires, qui n’ont aucun lien avec les photons du signal d’entrée. Ces photons émis spontanément sont ensuite amplifiés par l’émission stimulée, et résultent en un bruit optique dit bruit d’émission spontanée amplifiée ASE (Amplified Spontaneous Emission), son expression est donnée par sa densité spectrale de bruit  $N_{ASE}$ .

$$N_{ASE} = h\nu (1 - G) n_{sp} \dots\dots\dots (2.9)$$

Où :

$h\nu$  : est l’énergie d’un photon,

$G$  : est le gain de l’amplificateur à la fréquence  $\nu$ ,

$n_{sp}$  : le facteur d’émission spontanée, caractérise l’inversion de population et peut être écrite comme suit :

$$n_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \dots\dots\dots (2.10)$$

$N_1$  et  $N_2$  sont respectivement les populations atomiques de l’état fondamental et l’état excité.

- **Rapport signal à bruit SNR**

Noté SNR (Signal to Noise Ratio), il exprime la quantité de bruit optique généré par l’amplification d’émission spontanée dans l’amplificateur.

$$SNR = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} \dots\dots\dots (2.11)$$

$P_{signal}$  et  $P_{bruit}$  sont respectivement la puissance du signal et la puissance du bruit.

- **Facteur de bruit F**

Ce paramètre permet d'évaluer la dégradation du rapport signal sur bruit à la traversée de l'amplificateur (rapport signal sur bruit SNR en entrée de l'amplificateur sur le rapport signal sur bruit SNR en sortie). Il est défini par la relation :

$$F = \frac{(SNR)_{entrée}}{(SNR)_{sortie}} \dots\dots\dots (2.12)$$

Si nous considérons le cas où le rapport signal sur bruit en entrée de l'amplificateur est fort, alors  $F$  pouvait s'écrire en fonction du gain  $G$  sous la forme :

$$F = \frac{1}{G} \left( \frac{N_{ASE}}{h\nu} + 1 \right) = \frac{1}{G} + n_{sp} \frac{G-1}{G} \dots\dots\dots (2.13)$$

L'expression précédente montre que le facteur de bruit dépend fortement du gain. Si l'amplificateur présente un gain élevé ( $G \gg 1$ ), cette formule se simplifie sous la forme :

$$F = 2 n_{sp} \dots\dots\dots (2.14)$$

Le facteur de bruit est souvent exprimé en dB par :

$$F_{dB} = 10 \log_{10} (F) \dots\dots\dots (2.15)$$

Dans l'hypothèse où l'inversion de population est complètement réalisée ( $n_{sp} = 1$ ), la valeur limite du facteur de bruit vaut 2 (soit 3dB). Cette valeur en dessous de laquelle le facteur de bruit ne peut pas descendre lorsque le gain est élevé, est appelée limite quantique. [21]

## II.4. Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre le canal de transmission tout optique, donc nous avons défini la fibre optique (essentiellement en monomode), et mis en évidence les effets qui nous intéressent dans notre étude. Nous avons ensuite défini ce qu'est l'amplification optique et son intérêt plus précisément les amplificateurs dopés aux ions ( $Er^{3+}$ ) d'Erbium (terre rare).

# **Chapitre III : Récepteur optique**

### III.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons aborder la partie réception dans une chaîne de transmission. Cette dernière est indispensable dans les télécommunications optiques après l'émetteur et le canal.

Le récepteur a pour rôle de convertir le signal optique en signal électrique, tout en minimisant le bruit et la distorsion. Il est composé d'un photo-détecteur (transducteur opto-électrique) convertissant le signal optique en électrique. Des circuits électroniques permettent le traitement du signal électrique, à l'instar du préamplificateur. Ce dernier délivre une tension de faible amplitude en minimisant le bruit. Par ailleurs, un deuxième étage d'amplification permet aussi de délivrer une tension d'amplitude plus élevée. Enfin, le circuit de décision a pour but d'assurer une bonne qualité de l'information. [22]

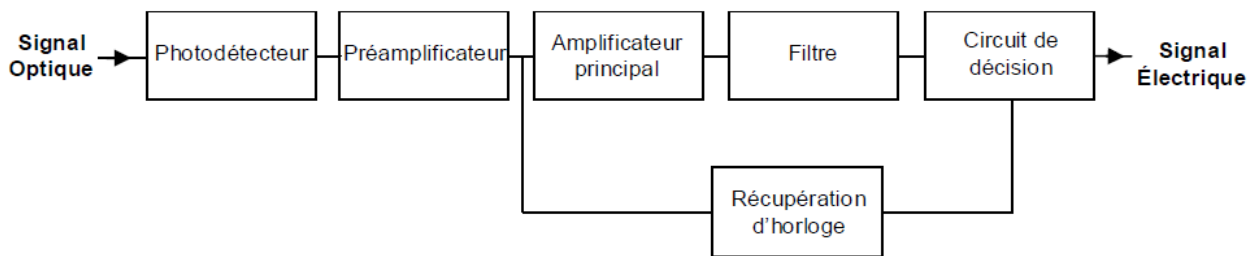


Figure (3.1) : Structure générale d'un récepteur optique.

### III.2. Le photo-détecteur

Le photo-détecteur, étant un transducteur opto-électrique, a pour rôle de convertir le signal lumineux en un signal électrique tout en minimisant les déformations et les dégradations engendrées par le bruit. Il se comporte comme un compteur de photons et un générateur de courant. Les performances requises pour le photo-détecteur sont i) une sensibilité importante pour la longueur d'onde utilisée, ii) une rapidité remarquable puisqu'il est utilisé dans des systèmes fonctionnant à haut débit (10Gb/s voire 40Gb/s), iii) et enfin un apport en bruit faible voire nul. Pour remplir correctement ces fonctions, le photo-détecteur doit être à semi-conducteur : l'élément le plus simple existant est la jonction PN. En effet, elle présente les avantages d'être très rapide et facile à utiliser, bien que d'autres dispositifs soient plus sensibles. [23]

**III.2.1. Principe de fonctionnement de la photo-détection**

La photodiode est un composant à base de semi-conducteurs sensée recueillir les photons guidés par la fibre optique et les transformer en courant électrique : c'est un transducteur opto-électrique. La structure élémentaire de la photodiode est une jonction PN. Celle-ci permet, sous certaines conditions, de transférer d'une manière efficace l'énergie des photons incidents aux électrons contenus dans les matériaux semi-conducteurs (absorption du photon) en provoquant sa transition d'un état occupé de la bande de valence vers un état vide de la bande de conduction. Ces électrons ( $e^-$ ), à l'état excité, sont alors quasi-libres de se déplacer dans la structure pour former un courant électrique. Notons que, pour éviter la recombinaison des électrons ( $e^-$ ) et des trous ( $h^+$ ), il est recommandé d'utiliser les semi-conducteurs à gap indirects pour lesquels la probabilité de recombinaison est faible.

Rappelons que le nombre d'électrons est égal au nombre de photons absorbés. Seuls les photons d'énergies supérieures à la largeur de bande (gap) interdite du semi-conducteur, sont absorbés de manière utile en créant ainsi les paires d'électrons-trous. Ce gap permet de fixer l'énergie minimale pour assurer le bon fonctionnement de la photodiode. Cela implique une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  au-delà de laquelle le matériau devient transparent au rayonnement. [8]

$$E_{\text{photon}} = h\nu = \frac{h.c}{\lambda} \geq E_g \Rightarrow \lambda_c = \frac{h.c}{E_g} \dots\dots\dots (3.1)$$

Où  $E_g = E_c - E_v$  représente l'énergie du gap,  $h$  la constante de Planck,  $\lambda$  la longueur d'onde, et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

- Le champ électrique total (ou une différence de potentiel) :

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_a \dots\dots\dots (3.2)$$

(Dans laquelle  $\vec{E}_i$  est le champ électrique intrinsèque lié aux phénomènes de diffusions des porteurs de charges et  $\vec{E}_a$  est le champ électrique appliqué de l'extérieur) appliqué en inverse, sert à renforcer la zone de charge d'espace (ou de déplétion) : c'est dans cette région qu'est créé le photo-courant de génération. Les paires électrons-trous ainsi générés sont séparés par ce champ total. Quant aux régions neutres (ou quasi-neutres) des régions P et N, ce sont les porteurs minoritaires qui diffusent vers les régions opposées et deviennent ainsi des porteurs

majoritaires. Ces derniers contribuent à la création des photo-courants de diffusion. Cette collecte de porteurs conduit à la génération d'un photo-courant, proportionnel au signal optique reçu.

### III.2.2. Caractéristiques du photo-détecteur

Un photo-détecteur est caractérisé par : [24]

- Le rendement quantique ( $\eta$ ) qui représente le rapport du nombre de paires de porteurs (photo-crées et collectées) au nombre de photons incidents.
- La sensibilité ( $S$ ) est défini par le rapport du photo-courant généré au flux énergétique minimum reçu (ou puissance optique) et s'exprime en (A/W).
- La bande passante qui permet de savoir si le courant peut suivre une variation brusque du flux de photons et de connaître le facteur de proportionnalité entre le temps de montée (ou descente) du photo-courant et celui du flux lumineux.
- Le bruit du photo-détecteur où certains électrons du courant utile peuvent être générés sans qu'un photon n'ait été absorbé (absorption d'énergie thermique, par exemple). Ils s'ajoutent alors aux photoélectrons et parasitent le courant.
- Le coefficient d'absorption ( $\alpha$ ), caractérisant le rendement du photo-détecteur, dépend du matériau utilisé ainsi que de la longueur d'onde.

### III.2.3. Types de photo-détecteurs

Dans ce qui suit, nous allons étudier les deux types de photo-détecteurs les plus utilisés : les photodiodes PIN, et les photodiodes à avalanche PDA.

#### A. La photodiode PIN

Une façon, somme toute naturelle, d'augmenter l'effet de la zone de déplétion est d'ajouter, lors de la fabrication de la jonction PN et en sandwich entre les régions P et N, une couche intrinsèque : d'où l'appellation de photodiode PIN.

Pour effectuer une photo-détection, en réduisant les phénomènes de recombinaison des paires électrons-trous, il faut que les photons soient absorbés dans une zone dépourvue de porteurs mobiles, assimilable à une zone de charge d'espace d'une jonction PN (encore appelée zone de déplétion). Cette dernière doit être assez large pour permettre un bon rendement quantique : d'où l'intérêt de la photodiode PIN. Rappelons que la majorité des

photons sont absorbés dans la zone intrinsèque où, lorsque la photodiode est polarisée, règne un champ électrique qui sépare les porteurs. La zone traversée par la lumière (P ou N) doit être de faible épaisseur, et recouverte d'une couche antireflet qui sert de protection pour le matériau, et qui améliore le rendement quantique externe. [6]

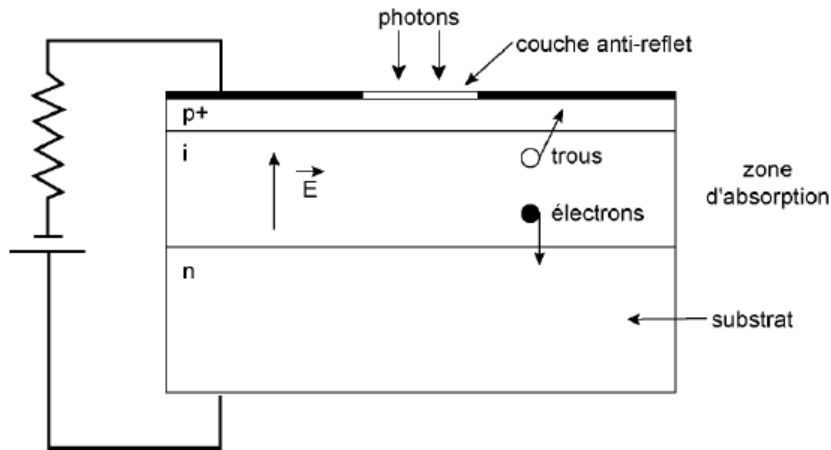


Figure (3.2) : Structure d'une photodiode PIN

Une telle photodiode est caractérisée par des paramètres dépendant du matériau et de la structure, qui sont i) la sensibilité, ii) le courant d'obscurité iii) et le temps de réponse : [25]

- i) La sensibilité relie la puissance optique incidente minimale détectable au photocourant généré. Elle varie suivant le coefficient d'absorption du matériau, et selon la largeur de la zone intrinsèque.
- ii) En l'absence d'éclairement dans la photodiode, circule un courant appelé « courant d'obscurité ». Ce dernier peut avoir des origines multiples : génération thermique dans la zone intrinsèque, courants de surface, courants de fuite...etc.
- iii) Une autre caractéristique de la photodiode, est son temps de réponse, qui doit être très bref. Lorsque la structure est verticale, c'est-à-dire que l'éclairement se fait par le haut, le temps de réponse limite l'utilisation de la photodiode aux systèmes à 10Gb/s. Pour augmenter la fréquence de coupure, il est nécessaire de travailler avec des photodétecteurs éclairés par la tranche.

## B. La photodiode à avalanche PDA

Afin d'augmenter le signal rapport sur bruit, l'idée est d'utiliser le phénomène d'ionisation par impact des porteurs. L'objectif est d'augmenter la puissance du signal électrique, correspondant à une puissance optique incidente donnée, par multiplication interne du nombre de porteurs. En augmentant le champ électrique dans la jonction PN, l'énergie des porteurs s'élève, jusqu'au point d'ioniser un atome en cas d'impact avec celui-ci. Des ionisations en chaîne se produisent alors, et les porteurs se multiplient. Ce phénomène est connu sous le nom d'avalanche. S'il n'est pas contrôlé, il entraîne le claquage de la jonction et la destruction du matériau. [8]

Tout comme les photodiodes PIN, il en existe plusieurs structures possibles, essentiellement à base de silicium ou de germanium. Elles résultent d'un compromis entre une zone d'absorption large et une jonction très abrupte pour obtenir un champ électrique très fort.

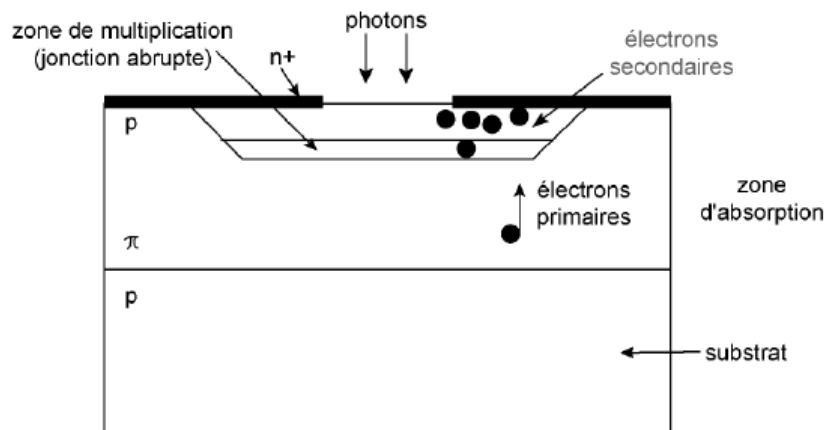


Figure (3.3) : Structure d'une photodiode à avalanche PDA

L'absorption a lieu dans une zone large et peu dopée dite  $\pi$ , et la multiplication a lieu dans la jonction abrupte  $PN^+$ . En outre, pour une tension inverse élevée, la zone de charge d'espace s'étend dans la zone  $\pi$ , dont la résistivité va augmenter avec la tension. Ce principe introduit un effet stabilisateur : le champ électrique et le gain augmentent d'une manière lente, ce dernier peut atteindre de fortes valeurs tout en le commandant avec précision, il est donc plus facile d'éviter le claquage. [23]

Concernant le courant d'obscurité, il est plus important dans une photodiode à avalanche, mais n'est pas autant multiplié que le signal, car toutes les composantes de ce courant ne subissent pas le phénomène d'avalanche.

Le temps de réponse des photodiodes PDA est affecté par le phénomène d'avalanche, ce qui signifie que ces photodiodes sont donc moins rapides que les photodiodes PIN.

### III.3. Le préamplificateur

Le photo-courant émis par la photodiode est relativement faible, il doit être amplifié pour pouvoir être exploité. Il est donc nécessaire d'utiliser en sortie du photo-détecteur, un préamplificateur ayant un gain assez élevé et une grande bande passante.

Deux types d'architectures sont adaptés à la conception de ces préamplificateurs, il s'agit des topologies trans-impédances ou les topologies distribuées. Jusqu'à présent, pour des débits modérés, l'amplificateur trans-impédance est largement préféré en raison de son gain supérieur. [23]

Le préamplificateur joue un rôle fondamental dans les performances du bloc récepteur, il consiste à convertir le photo-courant en une tension de faible amplitude. [22]

### III.4. L'amplificateur principal

Malgré la présence d'un préamplificateur, le courant émis reste souvent assez faible. Il est donc nécessaire d'utiliser un amplificateur électrique ayant une grande bande passante en sortie du photorécepteur. En effet, le gain adéquat peut être assez élevé, du fait de la détection quadratique, notons qu'il faut 2 dB électriques pour compenser 1 dB optique. [8]

### III.5. Circuit de filtrage

Le signal en sortie de la photodiode est généralement accompagné d'un bruit. Afin de minimiser ce dernier, un filtrage du signal numérique est nécessaire, dans une bande  $[0 - \Delta F]$  qui soit la plus petite possible. [8]

Selon le critère de Nyquist, [4] on sait que le filtre passe-bas (Fig. 3.4) rectangulaire de largeur  $\Delta F = F_r / 2$  (avec  $F_r$  la fréquence rythme du signal) possède la propriété précédente, mais ce filtre théorique n'est pas réalisable. De plus, le critère s'applique à des impulsions de Dirac, et non à des impulsions au format NRZ. Donc, on utilise le filtre pratique de Nyquist qui, dans les conditions habituelles, sa largeur de bande de bruit vaut approximativement  $\Delta F = 0,8 \cdot F_r$

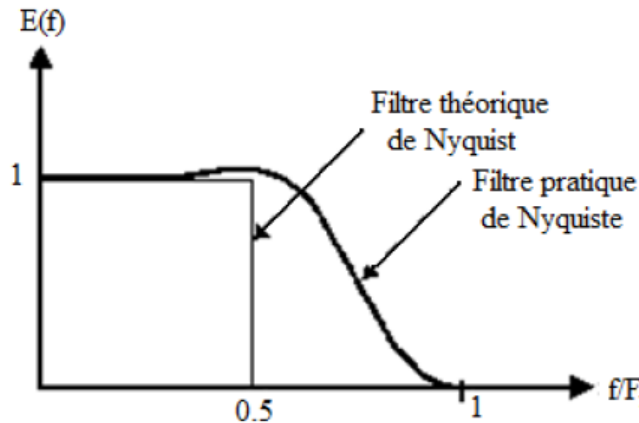


Figure (3.4) : Réponses fréquentielles du filtre théorique et pratique de Nyquist

### III.6. Circuit de décision

Enfin, pour assurer une bonne qualité d'information, une remise en forme du signal détecté est réalisée grâce au bloc de décision. Ce dernier est principalement composé d'un détecteur à seuil, et d'un circuit de récupération de rythme (encore appelé circuit de synchronisation). Leur tâche est de comparer le signal de données à un certain seuil d'amplitude, puis de décider le niveau correspondant au signal (bit à 1 ou bit à 0), et ceci à chaque front d'horloge. [8]

Le seuil de détection doit être correctement choisi : Il ne doit pas être trop élevé, car le signal optique provenant de la fibre est affaibli, et des impulsions atténuées ne seraient donc pas prises en compte. Il ne doit pas être trop bas non plus, car il serait difficile de faire la distinction entre le signal et le bruit. [22]

### III.7. Bruit du récepteur

A la réception du signal optique, La photodiode PIN et PDA constituent les sources principales des bruits du récepteur. Généralement affectées par le même bruit, le signal émis par ces photodiodes présente des fluctuations qui contribuent à la dégradation des performances des systèmes de communication. On trouve entre autres : Le bruit quantique, le bruit thermique, et le bruit d'obscurité. [2]

#### A. Le bruit quantique (bruit de grenaille)

Le bruit de grenaille appelé en anglais (shot noise) est le bruit associé au passage des porteurs à travers une barrière de potentiel. Dans le cas d'un photo-détecteur, il est impossible

d'effectuer une distinction entre le bruit de grenaille quantique qui dérive des photons détectés par la photodiode et le bruit de grenaille électronique qui dérive du flux de photo-courant dans la jonction p-n à l'intérieur de la photodiode. La densité spectrale normalisée du bruit de grenaille en courant s'écrit de la façon suivante :

$$i_n^2(f) = 2 \cdot q \cdot I_{Ph} \dots\dots\dots (3.3)$$

Il est exprimé en (A<sup>2</sup>/Hz) avec :

$I_{Ph}$  : Représente le photo-courant.

$q$  : Charge de l'électron, elle est égale à  $1,6 \cdot 10^{-19}$  C.

**B. Le bruit thermique**

Appelé aussi bruit de Johnson, c'est un bruit provenant des fluctuations aléatoires dans le circuit de polarisation du photo-détecteur et notamment du préamplificateur (engendré par la résistance de charge de la photodiode).

Le bruit thermique est le résultat par cause de l'agitation thermique. La densité spectrale de courant de bruit thermique liée à la photodiode est donnée par la relation suivante :

$$i_{Th}^2(f) = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R} \dots\dots\dots (3.4)$$

Il est exprimé en (A<sup>2</sup>/Hz) où :

$k$  : Est la constante de Boltzmann, elle est égale à  $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K.

$T$  : Est la température en Kelvin.

$R$  : La résistance de charge de la photodiode.

**C. Bruit d'obscurité**

Le photo-détecteur présente un courant avec des fluctuations engendrant un bruit appelé bruit de courant d'obscurité, il dépend généralement du matériau, de la température et de la technologie utilisée. Sa densité spectrale normalisée s'écrit de la manière suivante :

$$i_{obs}^2(f) = 2 \cdot q \cdot I_{obs} \dots\dots\dots (3.5)$$

Il est exprimé en (A<sup>2</sup>/Hz) où  $I_{obs}$  est la valeur du courant d'obscurité.

### III.8. Conclusion

Le bruit de grenaille et le bruit thermique contribuent ensemble à créer des erreurs, mais les photorécepteurs usuels sont essentiellement limités par le second (bruit thermique), qui domine largement le premier (bruit quantique).

Nous avons donc décrit dans ce chapitre, le dernier élément indispensable dans une chaîne de transmission qui est le récepteur optique, tout en mettant en évidence tous les blocs nécessaires pour une bonne réception et récupération de l'information. Nous avons vu aussi les types de bruits inhérents à cet étage, et lequel d'entre eux est le plus dominant.

## **Chapitre IV : Facteur de bruit**

### IV.1. Introduction

Après avoir étudié les trois blocs de la ligne de transmission y compris les bruits intervenant dans chaque bloc, nous nous intéresserons au facteur de bruit de la liaison optique qui est à son tour défini comme le rapport signal à bruit en entrée par rapport au rapport signal à bruit en sortie. Ce terme est un paramètre très important dans le transport des signaux dans un canal optique. Il caractérise la dégradation du rapport signal sur bruit par la liaison. Les sources de bruit les plus importantes sont le RIN du laser (Relative Intensity Noise) ou (bruit d'intensité relatif) et le bruit du photo-détecteur.

Quand ce facteur de bruit  $F$  est grand, le signal en sortie est très bruité. Ce rapport est souvent défini par :

$$F = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} \dots\dots\dots (4.1)$$

Après simplification, ce terme peut s'écrire de la manière suivante :

$$F = \frac{N_{in}}{G.N_{out}} \dots\dots\dots (4.2)$$

Avec :

$N_{in}$  : la densité spectrale du bruit à l'entrée.

$N_{out}$  : le bruit en sortie.

$G$  : le gain optique en question.

Ce terme peut s'écrire en faisant apparaître le bruit rajouté par le système :

$$F = \frac{G.N_{in}+N_e}{G.N_{in}} = 1 + \frac{N_e}{G.N_{in}} \dots\dots\dots (4.3)$$

Où  $N_e$  est le bruit rajouté par le système à la sortie. [25]

## IV.2. Facteur de bruit de la liaison optique

Pour faire l'étude de la liaison complète en mettant en jeu le laser, la photodiode et l'amplificateur optique relié par la fibre optique, il est possible de négliger le bruit optique au travers de la fibre. Dans ce cas, le rapport signal sur bruit n'est pas dégradé par la fibre optique et son facteur de bruit est égal à 1. La définition ainsi proposée permet de traiter la fibre optique différemment d'un atténuateur électrique pour lequel la formule  $F = \frac{1}{G}$  serait vérifiée.

Ceci va nous permettre d'écrire la relation qui relie le facteur de bruit de la liaison complète en fonction du facteur de bruit de chaque bloc par l'intermédiaire de la formule de Friis :

$$F_{total} = F_{Laser} + \frac{(F_{PD}-1)}{G_{OM Laser} G_{OM Fibre}} + \frac{(F_{Fibre}-1)}{G_{OM Laser}} \dots\dots\dots (4.4)$$

Avec :

$F_{total}, F_{Laser}, F_{PD}, F_{Fibre}$  : Respectivement ; Facteur de bruit total de la liaison, Facteur de bruit du laser à SC. Facteur de bruit du photo-détecteur et le Facteur de bruit de l'amplificateur.

$G_{OM Laser}, G_{OM Fibre}$  : Gain du laser à SC et Gain de l'amplificateur.

### IV.2.1. Variation du facteur de bruit en fonction du courant de polarisation du laser

La figure (4.1) représente le facteur de bruit de la liaison complète, pour 1 km de fibre optique.

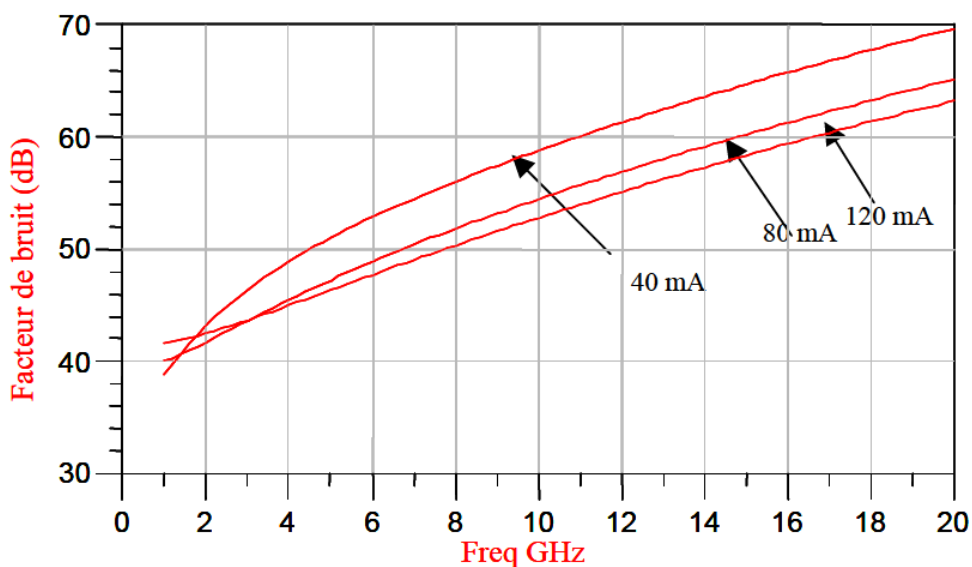


Figure (4.1) : Facteur de bruit de la liaison optique-microonde pour une longueur de fibre de 1km, pour plusieurs courants de polarisation de laser

D'après le graphe illustré par la figure (4.1), nous remarquons que pour des fréquences supérieures à 4 GHz, le facteur de bruit diminue en augmentant le courant de polarisation du laser, ce qui nous amène à dire que, le bruit provenant du laser (le RIN) est le prédominant de la liaison.

#### IV.2.2. Variation du facteur de bruit en fonction de la longueur de fibre

Nous allons étudier dans un premier temps le facteur de bruit total lorsque la longueur de la fibre optique varie. La figure (4.2) montre la variation du facteur de bruit total en fonction de la fibre à une fréquence de 4 GHz et un courant de polarisation de 40 mA.

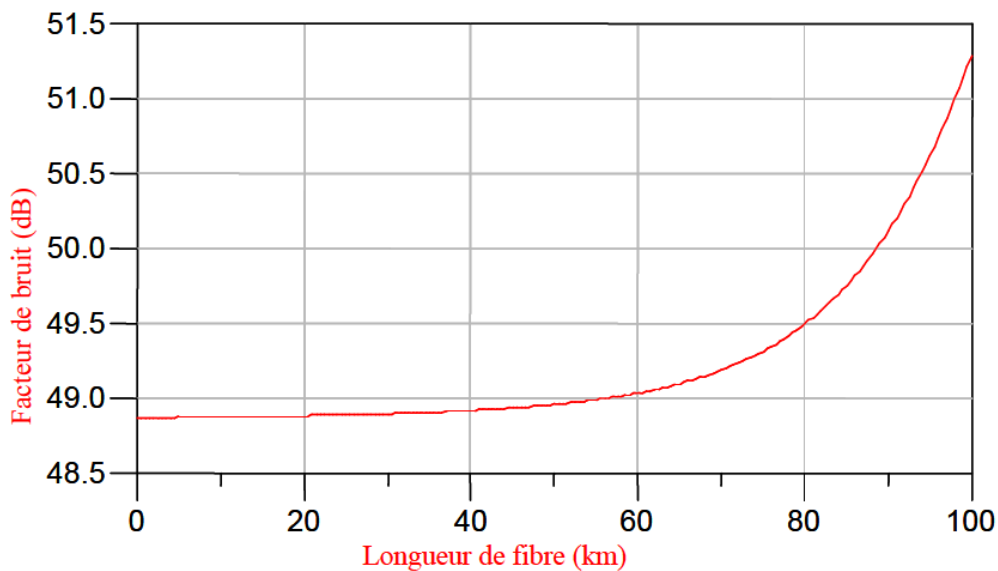


Figure (4.2) : Facteur de bruit d'une liaison optique en fonction de la longueur de fibre optique pour un courant de polarisation de 40 mA et une fréquence microonde de 4 GHz

D'après cette courbe, le RIN du laser est prédominant jusqu'à 60 Km de la longueur de fibre, au-delà de cette longueur, le bruit du photo-détecteur ramené à l'entrée devient plus important.

En ajoutant deux courbes correspondant aux courants 80 mA et 120 mA, on obtient la figure suivante :

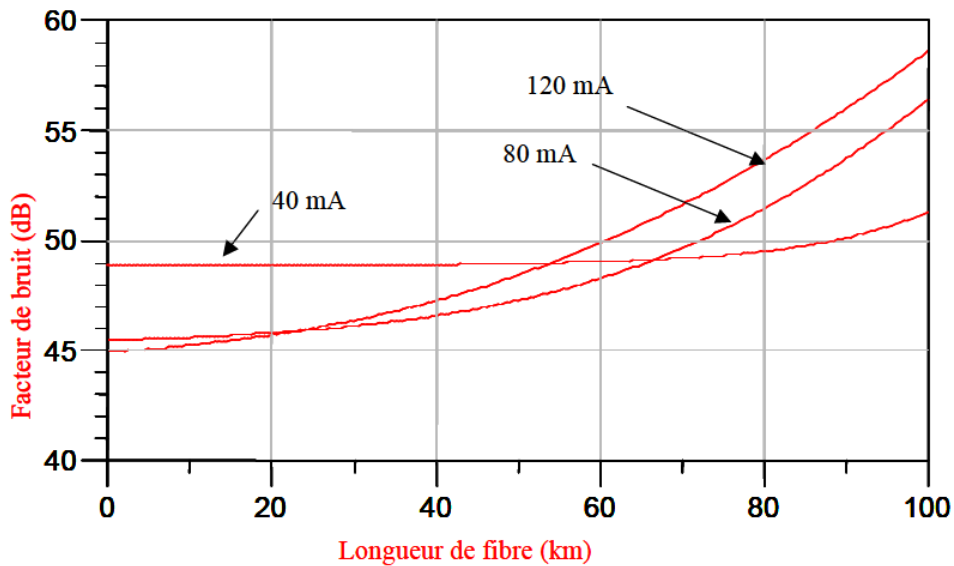


Figure (4.3) : Facteur de bruit d'une liaison optique en fonction de la longueur de fibre optique pour plusieurs valeurs de courant de polarisation de laser pour une fréquence de modulation de 4 GHz

Les différentes courbes rapportées dans la figure (4.3) montrent l'influence des courants de polarisation. Pour les longueurs de fibre relativement courtes, le facteur de bruit augmente en diminuant les courants de polarisation comme le RIN du laser augmente. Par contre lorsque la longueur de la fibre augmente, le deuxième terme de la relation (4.4) devient prédominant, et dans ce cas-là, le bruit de Grenaille relatif à la puissance optique moyenne augmente avec le courant de polarisation, ce qui correspond à une augmentation du facteur de bruit. [1]

### IV.3. Conclusion

Nous avons vu dans ce quatrième et dernier chapitre l'influence des différents paramètres tels que le courant de polarisation et la longueur de la fibre, sur les caractéristiques générales de la liaison optique en terme de facteur de bruit, un point optimal a ainsi été identifié pour maximiser le gain et minimiser le facteur de bruit total de la liaison.

# **Conclusion générale**

## Conclusion générale

« L'optique sera au XXI<sup>e</sup> siècle ce que l'électronique a été au XX<sup>e</sup> siècle ». Telle était la prophétie et le rêve de ceux qui travaillaient dans ce domaine. Aujourd'hui, ce rêve devient réalité, la transmission optique a pris le pas sur toutes les autres solutions comme technologie de transport de l'information.

Dans le présent travail, nous nous sommes intéressés d'abord à l'étude d'un canal de transmission tout optique ainsi qu'au fonctionnement de chaque élément composant celui-ci. Dans un second temps, nous nous sommes penchés aux différents bruits inhérents à chaque élément de la chaîne de transmission. Ceci nous a permis d'aboutir à son facteur de bruit.

Dans la chaîne de transmission, le premier élément que nous avons étudié était l'émetteur optique (diode laser, dont le rôle est d'assurer une modulation directe du signal utile). Nous avons vu aussi des exemples de modulateurs électro-optiques dont le rôle était d'assurer une modulation externe du signal. Outre cela, ces sources optiques génèrent différents bruits qui nuisent au bon fonctionnement du système, et agissent d'une manière négative sur le facteur bruit.

Le deuxième élément auquel nous nous sommes intéressés dans la chaîne était le canal optique (à base de fibre optique), qui est un support de transmission permettant de véhiculer l'information sur de grandes distances et à hauts débits, supérieurs à ceux des câbles classiques. Cependant, le bruit du canal n'a pas été pris en considération car il est supposé être négligeable devant les autres bruits. Ce même élément, muni d'un ou plusieurs amplificateurs optiques, peut être réalisé par exemple à l'aide d'une fibre dopée à l'Erbium (EDFA). Son rôle est d'amplifier le signal au même titre que les bruits qui l'accompagnent. Ces derniers nuisent, sans nul doute, au bon fonctionnement de la transmission en dégradant le facteur bruit.

Le troisième et dernier élément que nous avons étudié dans la chaîne est le récepteur optique. La détection du signal s'effectue au moyen d'une photodiode (PIN, PDA, ...). Cette dernière reçoit aussi bien le signal utile que les bruits issus à la fois de la source et de l'amplificateur optique. Les bruits de la photodiode elle-même s'ajoutent à ceux-là et engendrent une dégradation du facteur bruit de la chaîne de transmission.

Le facteur de bruit total de la chaîne est en fonction de tous les facteurs de bruits (source, amplificateur et photodiode). Pour avoir une bonne qualité du signal à la sortie du photorécepteur, il est nécessaire de soigner le facteur de bruit total du canal de transmission. Pour ce faire, il est impératif de bien choisir chacun des éléments du premier et troisième étage de la chaîne de transmission.

# **Bibliographie**

- [1] CHIALI Imane, Etude d'une transmission d'un signal modulé directement par une source optique laser à un débit de 10 Gbit/s, Mémoire de Master en télécommunication, Université Abou-BekrBelkaid, Tlemcen, 2013.
- [2] BRAHIMI Houda, Etude en bruit de systèmes optiques hyperfréquences Modélisation, caractérisation et application à la métrologie en bruit de phase et à la génération de fréquence, micro et nanotechnologies/microélectronique, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III, 2010.
- [3] JACQMIN Thibaut, Modulation directe du courant d'injection de diodes laser pour pièges magnéto-optiques de 87 Rb et 40K, University of Otago Dunedin, thèse de doctorat, Nouvelle Zélande, 2007.
- [4] QUADRI Gianandrea, Contribution à l'étude de liaisons optiques analogiques pour la distribution de signaux de référence en gammes RF et micro-ondes. Micro et nanotechnologie/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004.
- [5] FERRAQ Younes, Développement d'un modèle de cicatrisation épidermique après une désépidermisation Laser, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2006.
- [6] ZOUINE Younes, Contribution par la simulation système à l'étude des contraintes des composants opto-électroniques sur la transmission optique utilisant la technique CDMA , Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.
- [7] Irène et Michel, Les Télécommunications par fibres optiques, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Paris : Dunod et CNET-ENST, 1996.
- [8] MEDJDOUB Fadila, Optimisation par la simulation système d'une chaîne de transmission numérique par fibre optique haut débit, Diplôme de Magister en télécommunication, Université Abou-BekrBelkaid, Tlemcen, 2010.
- [9] KEBRI Mohamed, HELLEL El Kadi, Déphaseurs Electro-Optique, Magnéto-optique, Déflecteur Acousto-Optique : Application à la modulation optique de phase et d'amplitude, mémoire, master en électronique, Université Mouloud Mammeri, Tizi Ouzou, 2011.
- [10] HAJJ Bassam, Imagerie Électro-optique Pockels aux échelles micro et Nano-métriques en physique et biophysique, Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2010.

[11] LATOUR Vianney, Jean-Yves MIGEON Et Timothée THEVENEAUX-PELZER, L'effet Pockels, Rapport de projet, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2006.

[12]RADOUANI Rachid, Dérive dans les modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder. Analyse physique et résolution, thèse de Doctorat, Unité de recherche commune à l'Université Paul Verlaine, Metz et Supélec, 2006.

[13] NADEAU Marie-Christine, Oscillateurs picosecondes de forte puissance moyenne à faibles bruits, Thèse de Doctorat, spécialité : Laser, matière et nanoscience, Université Bordeaux I, 2010.

[14]GIRONDIN Victor, Etude et modélisation d'un modulateur à électro-absorption pour des applications de transmission radio sur fibre de signaux ULB aux fréquences centimétriques - Simulation système et caractérisation d'une liaison radio sur fibre à modulation externe, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2016.

[15] LAURENT.J, Communication optiques à très haut débit, examen probatoire, Conservatoire national des arts et métiers, Paris, 2004.

[16]AGRAWAL.G.P, «Fiber Optic Communication Systems», Third Edition. John Wiley& Sons, Inc, 2002.

[17] FRIGNAC.Y, Contribution à l'ingénierie des systèmes de transmission terrestres sur fibre optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde de canaux modules au débit de 40Gbit/s, Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure des télécommunications, Avril 2003.

[18] HILAIREStéphane, Conception, Fabrication et Caractérisation de Fibres Microstructures Dopées Erbium pour Application aux Amplificateurs Optiques, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2004.

[19] BILLAMI Hanane, BENDAHMANE Raouida, Etude d'un réseau optique ADM 10Gbits, Mémoire de Master en Télécommunication, Université Abou BekreBelkaid, 2014.

[20]MAURYJulien, Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.

[21] VALOIS Rosine, Contribution de l'analyse électromagnétique et outils associés à la conception de modules de communications millimétriques et optoélectroniques, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005

[22] DELLIER Stéphane, Contributions à la conception des circuits micro-ondes, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.

[23] VERNEUIL Jean- Louis, « Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits », Université de Limoges, 2003.

[24] BOUDRIOUA Nassima, « Etude et optimisation d'une chaîne de transmission numérique sur fibre optique : vers une compensation électronique de la PMD », Thèse de doctorat, Université Paul Verlaine, Metz, 2007.

[25] BEDOUI Amar, Etude des éléments d'une liaison optique en micro-onde : Modèle de laser avec transposition de bruit  $1/f$  autour de la fréquence de modulation, thèse de doctorat, Conservatoire national des arts et métiers, Paris, 2006.

## **Résumé :**

Le présent travail est porté sur l'étude d'un canal de transmission tout optique. Il s'agit dans un premier temps d'étudier chacun des éléments composants celui-ci, à savoir l'émetteur optique (LD), le canal optique composé de fibres et d'amplificateurs, et enfin le récepteur optique (photodiode PIN, PDA).

Sachant que ce canal est bruité, l'objectif recherché est alors de déterminer le facteur de bruit total de la liaison optique en fonction des bruits inhérents à chaque bloc.

## **Mots-clés :**

Diode Laser (LD), Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA), Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (LASER), Semi-Conducteurs (SC), Relative Intensity Noise (RIN), Single Mode Fiber (SMF), Non-linear Schrödinger Equation (NSE), Group Velocity Dispersion (GVD), Amplified Spontaneous Emission (ASE), Signal to Noise Ratio (SNR).