

L'optoélectronique est une discipline émergente qui utilise conjointement l'électronique et l'optique. Elle a des portées importantes dans divers domaines, en particulier en informatique, en électronique médicale et en télécommunications. Le but de ce cours est de permettre aux étudiants de connaître les principes de fonctionnement et les caractéristiques des différents éléments d'une chaîne de transmission par fibres optiques à travers l'étude des composants capables d'émettre, de transmettre et de recevoir un signal lumineux.



COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES

Pr. REBIAI-BENAHMED Saïda

Table des matières

Chapitre 0 : Introduction à l'optoélectronique	4
0.1 Introduction.....	4
0.2 La transmission par fibre optique fonctionnelle	6
0.3 Pourquoi une transmission par fibre optique ?	7
Chapitre 1. Matériaux pour l'optoélectronique	9
1.1 Introduction.....	9
1.2 Absorption de la lumière par les semi-conducteurs	12
1.2.1 Choix du matériau	12
1.2.2 Coefficient d'absorption.....	13
1.2.3 Rendement quantique et sensibilité spectrale	17
1.3 Emission de la lumière par les semi-conducteurs	19
1.3.1 Structure de bandes d'énergie.....	20
1.3.2 Types de recombinaisons	22
1.3.3 Rendement d'électroluminescence	24
Chapitre 2 : Les émetteurs de lumière	29
2.1 Généralités sur les émetteurs de lumières	29
Chapitre 2. Leçon 1 : Les diodes électroluminescentes "LED"	30
2.2 Structure de base et fonctionnement	30
2.3 Les types de substrats possibles.....	32
2.4 Le spectre d'émission de la LED	33
2.5 Rendements de la diode électroluminescente	35
2.5.1 Le rendement quantique interne η_i	35
2.5.2 Le rendement optique η_o	36
2.5.3 Le rendement quantique externe η_e	39
2.5.4 Le rendement global η	39
2.6 Brillance de la LED et distribution spatiale du rayonnement.....	41
2.7 Les matériaux utilisés	44
2.7.1 Emission dans le visible	44
2.7.2 Emission dans l'infrarouge	46
2.7.3 Emission dans l'ultraviolet.....	46
2.7.4 Les LED blanches	46
Chapitre 2. Leçon 2 : Les diodes laser ou laser à semi-conducteu.....	47

2.8	Définition	47
2.9	Matériaux utilisés pour les diodes laser	48
2.10	Inversion de population dans les lasers à semi-conducteurs.....	49
2.11	L'amplification de la lumière	52
2.12	Le laser à double hétérojonction.....	54
2.13	Les caractéristiques de la diode laser.....	57
2.13.1	La caractéristique puissance-courant.....	57
2.13.2	Distribution spatiale du rayonnement de la diode laser.....	60
2.13.3	Distribution spectrale du rayonnement	60
Chapitre 3 : LES FIBRES OPTIQUES.....		64
3.1	Définition	64
3.2	Le profil d'indice de réfraction	65
3.2.1	La fibre optique multimodale à saut d'indice	65
3.2.2	La fibre optique multimodale à gradient d'indice	66
3.2.3	La fibre optique monomode.....	66
3.2.4	Dimensions	67
3.3	Les fibres optiques à saut d'indice	67
3.3.1	Ouverture numérique	68
3.3.2	Propagation de l'onde dans la fibre optique.....	70
3.4	Les fibres optiques à gradient d'indice.....	72
3.5	Les problèmes de transmission	74
3.5.1	L'Affaiblissement	74
3.5.2	Les pertes liées aux défauts de connections.....	78
3.5.3	Les dispersions du signal	79
3.5.4	Bande passante et fréquence de coupure	83
3.6	Calcul des pertes dans une liaison par fibre optique	85
3.7	Les Solutions pour compenser les pertes.....	88
3.7.1	Correction de la dispersion du signal Optique.	88
3.7.2	L'amplification du signal Optique.....	89
3.7.3	Le Multiplexage	92
3.8	Fabrication des fibres optiques	94
Chapitre 4. LES PHOTORECEPTEURS (Diodes PIN, Phototransistors, ..).....		97
4.1	Définition	97

4.2	Principe de fonctionnement des photodiodes.....	99
4.3	Temps de réponse de la photodiode.....	103
4.4	Schéma équivalent de la photodiode.....	104
4.5	Efficacité quantique de la photodiode	105
4.6	Structures dérivées.....	108
4.6.1	Photodiode PIN	108
4.6.2	Photodiode à avalanche APD	108
4.7	Bruits et Défectivité.....	111
4.7.1	Sources de bruit.....	111
4.7.2	NEP (puissance lumineuse équivalente de bruit) et défectivité	113
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :.....		115
Sites web		115
Livres.....		115

Chapitre 0 : Introduction à l'optoélectronique

L'objectif de ce chapitre est de familiariser l'étudiant avec les propriétés des matériaux semi-conducteurs utilisés dans le domaine de l'optoélectronique :

- Matériaux pour la photo-détection ; coefficient d'absorption et taux de génération
- Matériaux pour l'émission de lumière- ; structure de bandes

0.1 Introduction

L'Optoélectronique est l'étude des composants qui interagissent avec de la lumière. Elle est généralement considérée comme une sous branche de la photonique.

Les interactions rayonnement électromagnétique – semi-conducteurs sont le principe des composants optoélectroniques dont le rôle est la conversion d'un signal optique en un signal électrique ou réciproquement. Ce sont donc des transducteurs électronique vers optique ou optique vers électrique.

La conversion :

- **Photon – électron** donne le principe des **photorécepteurs (figure 1)**

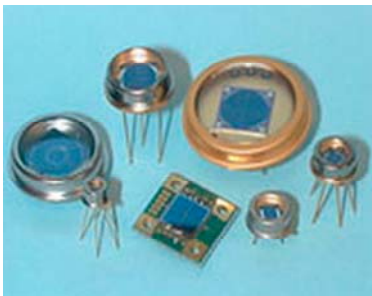


Figure 1 : Photodiodes,
[ref : http://img.directindustry.com/images_di/photo-g/photodiode-array-36430-2337329.jpg]

- **Électron - photon** donne le principe des **émetteurs de lumière (figure 2)**

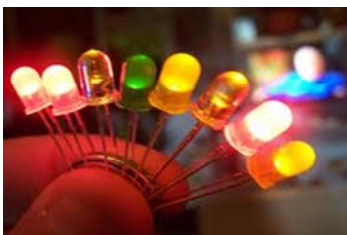


Figure 2 : Diodes Electroluminescentes, [ref : http://www.gizmodo.fr/wp-content/uploads/2010/05/500x_leds.jpg]

L'électroluminescence, phénomène par lequel une excitation électrique donne lieu à l'émission d'une radiation électromagnétique, est expliquée par la théorie des semi-

conducteurs et par la recombinaison radiative des porteurs de charges injectés au voisinage d'une jonction PN.

Parallèlement au développement des émetteurs, la technique des semi-conducteurs a permis de réaliser des photorécepteurs présentant des caractéristiques en parfaite concordance avec les émetteurs et de concevoir des associations optoélectroniques de qualité.

Bien avant l'invention du téléphone par Graham Bell (1876), les télécommunications existaient déjà à travers le télégraphe aérien (ou optique, 1792) puis le télégraphe électrique (1838). Puis, grâce à la découverte des ondes électromagnétiques (Maxwell 1895 puis Hertz), les informations ont emprunté la voie des airs (TSF). Par la suite, le développement, au cours des années 1970, du principe de la fibre optique (figure 3) a révolutionné les télécommunications optiques.

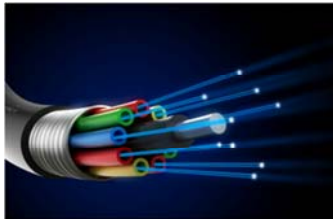


Figure 3 : Fibres optiques, [réf : <http://www.gazetteinfo.fr/2012/10/18/cote-dor-la-fibre-optique-dans/>]

La première application de la fibre optique fut en 1950 par Van Heel et Hopkins qui inventèrent le fibroscope flexible (figure 4) qui permettait la transmission d'image le long de fibres en verre. Il fut particulièrement utilisé en endoscopie, pour observer l'intérieur du corps humain et pour inspecter des soudures dans des réacteurs d'avions (Ref : http://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre_optique).

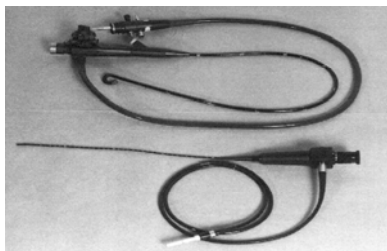


Figure 4 : fibroscope flexible

Mais à cette période, à cause de la mauvaise qualité des fibres utilisées, la transmission ne pouvait se faire sur une grande distance. L'invention du laser en 1960 a permis de transmettre un signal avec assez de puissance sur une grande distance.

La fabrication de fibres optiques à base de verre de silice, qui constituait un milieu à pertes assez faibles, a permis la transmission de fréquences optiques de la région du proche infrarouge et leur utilisation dans un système de télécommunications optiques à longue distance.

Ainsi, les premières techniques de la fibre optique sont apparues dans les années 1960 à 1970 et grâce à la progression de ses performances, le développement industriel a réellement commencé vers 1998.

En raison de son débit et de sa portée bien supérieure aux autres types de câbles, la fibre optique est principalement utilisée dans les réseaux numériques de communication longues distances, internationaux et nationaux, terrestres, sous-marins ou aériens.

En outre, elle trouve son intérêt dans plusieurs domaines ; Elle est utilisée dans les liaisons informatiques de courtes distances ainsi que dans l'instrumentation optique de mesure et de visualisation industrielles dans les domaines nucléaire, chimique ou alimentaire. Dans le domaine médical, la fibre optique est utilisée comme outil de diagnostic et comme capteur, sa première utilisation étant l'endoscopie.

0.2 La transmission par fibre optique fonctionnelle

Le schéma d'une chaîne de transmission d'un signal par fibres optiques est illustré sur la figure 5 suivante.

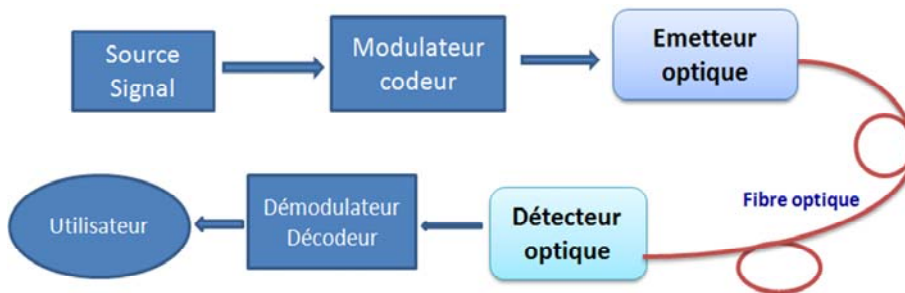


Figure 5 : Chaîne de transmission par fibres optiques

L'utilisation de la fibre optique, pour le transport du signal, impose une double transformation (figure 6) :

- **Au départ** le signal électrique est converti en un signal lumineux à l'aide d'un composant photoémetteur. Les deux catégories de sources les plus adaptées à ce genre de transmission sont les diodes électroluminescentes et les diodes laser.

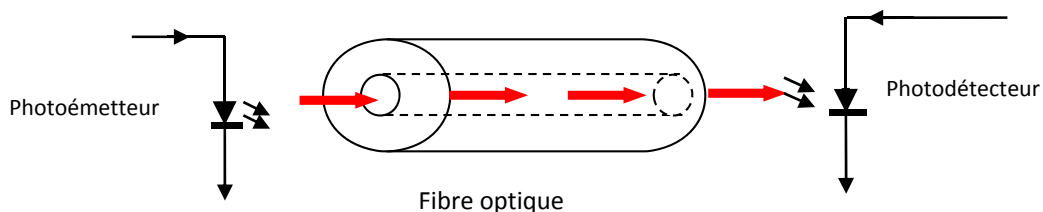


Figure 6 : Eléments optoélectroniques de la chaîne de transmission.

- **A l'arrivée**, le signal optique est converti en un signal électrique à l'aide d'un composant photorécepteur. Sont, surtout, utilisées dans ce genre de transmission les photodiodes pin et les photodiodes à avalanche.

□ Dans ce système de transmission, l'information est transportée en utilisant la lumière comme support et les fibres optiques sont les guides de propagation dont le principe est le confinement de la lumière dans un diélectrique qui assure sa conduction avec une faible atténuation, tout en assurant une insensibilité presque parfaite, de l'information, par rapport aux parasites électromagnétiques.

□ Les systèmes de télécommunications optiques à longues distances sont basés sur la transmission de fréquences optiques de la région du proche IR, soit pour des longueurs d'onde comprises entre 850 nm et 1700 nm ce qui correspond à un domaine fréquentiel compris entre $1.76 \cdot 10^{14}$ et $3.53 \cdot 10^{14}$ Hz (figure 7), la relation entre la longueur d'onde λ et la fréquence ν étant :

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

Avec $c = 3 \cdot 10^8$ Km/s, la vitesse de la lumière dans le vide.

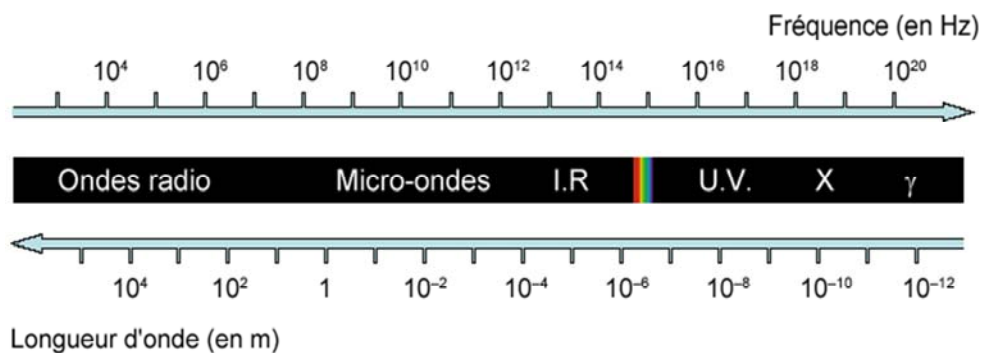


Figure 7 : Spectre électromagnétique, réf. : <http://sites.ostralo.net/observerlunivers>

0.3 Pourquoi une transmission par fibre optique ?

- La fibre optique est très bien adaptée aux transmissions numériques en haut débit. Les avantages principaux de la fibre optique sont :
 - Une grande capacité de transmission (Débit très élevé)
 - Une importante largeur de la bande passante
 - Une très faible atténuation du signal
 - Un faible poids avec un encombrement réduit
 - Une insensibilité quasi totale aux interférences électromagnétiques.
 - Une protection des intrusions (Secret de la transmission)

- Une sécurité vis-à-vis des dangers d'explosion ou d'incendie (Matériaux diélectriques)
- Une pose plus facile que celle des câbles métalliques qui peut être effectuée en souterrain, au fond des mers (fibres sous-marine) et en aérien.

Cependant, la fibre optique doit être protégée contre les rayonnements nucléaires (risque d'opacification) et ses performances sont assujetties au respect des rayons de courbure critiques lors de sa pose.

□ Avec l'évolution de la technologie, la liaison par fibre optique a vu ses performances s'améliorer avec le temps ; ainsi :

- L'atténuation du signal était de l'ordre de 1000 dB/km, en 1960 et n'étaient donc pas compétitives par rapport aux câbles coaxiaux en basse fréquence (5 à 10 dB/km).
- Elle est descendue à 20 dB/km en 1970 pour $\lambda = 633$ nm (longueur d'onde du laser He-Ne), puis à 0.2 dB/km en 1982 (pour des longueurs d'onde proches de 1550 nm), ce qui correspond à une réduction du signal de 50% après propagation sur une distance de 15 km.
- Ensuite, une atténuation de 0.27 dB/km, dans la fenêtre II à 130nm et de 0.16 dB/km dans la fenêtre III à 1550 nm a été obtenue sur une fibre de silice pure en 1982.
- Puis, l'amplification du signal optique à l'aide de fibres dopées EDFA est apparue en 1989 pour $\lambda=1550$ nm
- Le record d'affaiblissement est de 0.1484 dB/Km à $\lambda=1570$ nm, depuis 2002

□ Par ailleurs, Si on la compare au câble de cuivre, la fibre optique permet d'atteindre des débits de transmission très élevés pouvant atteindre plusieurs Gbit/s alors qu'un câble de cuivre permet de transmettre une seule communication téléphonique analogique par paire de conducteurs.

- En effet, en 1978 le débit de transmission était compris entre 50 et 100 Mbit/s, pour la longueur d'onde de 0,8 μ m. Puis dans les années 1980, des débits supérieurs à 1 Gbit/s et 2 Gbit/s ont été obtenus avec des fibres monomodes et des diodes laser à 1,3 μ m et 1.55 μ m respectivement.
- Avec l'avènement du multiplexage en longueurs d'onde (le WDM puis le DWDM), à partir de 1998, la capacité de transmission est passée à plus de 40 Gbits/s par paire de fibres
- En fin il faut savoir qu'un débit de 10 Gbit/s permet de transmettre plus de 600000 communications téléphoniques analogiques sur une seule fibre.

Chapitre 1. Matériaux pour l'optoélectronique

1.1 Introduction

Suivant leur mode opératoire, on distingue deux types de composants optoélectroniques :
 Les photodétecteurs qui sont des composants qui convertissent le signal optique en un signal électrique,

- Les photoémetteurs qui convertissent le signal électrique en un signal optique

Ces deux types de composants sont élaborés à partir de matériaux semi-conducteurs et leurs principes de fonctionnement sont basés sur les interactions rayonnement- semi-conducteur.

Les trois processus d'interaction entre le rayonnement et le semi-conducteur d'énergie de gap E_g (bande interdite) étant :

- L'absorption du photon par un électron de la bande de valence et son passage vers la bande de conduction, entraînant l'apparition d'un trou dans la bande de valence (figure 1-a).
- L'émission spontanée d'un photon par retour de l'électron excité de la bande de conduction vers la bande de valence et sa recombinaison avec le trou (figure 1-b), dans le cas où l'énergie cédée par l'électron est de type radiatif.
- L'émission stimulée d'un photon avec retour de l'électron excité vers la bande de valence et sa recombinaison avec un trou (figure 1-c). le photon émis est identique, en longueur d'onde et en phase, au photon incident, il est dans le même état de polarisation. Ce dernier processus est à la base de l'effet laser.

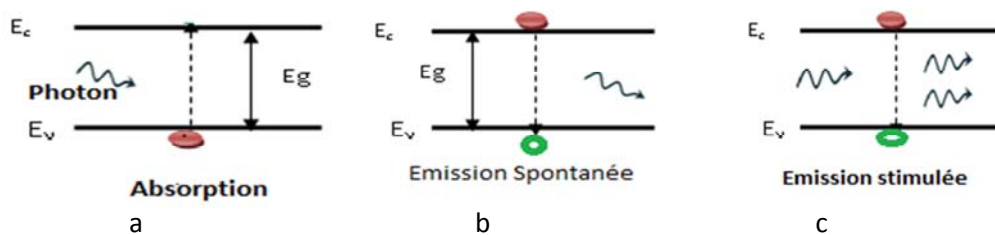


Figure 1 : Absorption (a), émission spontanée (b) et émission stimulée (c) d'un photon par un semi-conducteur.

L'élément de base dans la fabrication de ces composants est le matériau semi-conducteur. Les semi-conducteurs sont définis par leurs résistivités ρ , leurs concentrations intrinsèques n_i et leurs énergies de gap E_g . C'est des solides cristallins dont les propriétés sont comprises entre celles des matériaux isolants (de résistivité supérieure à $10^{12} \Omega \text{ cm}$) et celles des métaux (de résistivité inférieure à $10^{-5} \Omega \text{ cm}$). Les semi-conducteurs sont isolants à basses températures et deviennent d'autant plus conducteurs que la température est élevée.

La nature et l'énergie du gap E_g du semi-conducteur jouent un rôle déterminant dans le choix du matériau à utiliser pour la fabrication du composant optoélectronique.

Les semi-conducteurs employés dans l'industrie des composants sont (voir figure 2) le silicium **Si** ou le germanium **Ge** (**groupe IV**), des composés intermétalliques (**groupe III-V**) tels GaAs, AlAs, InSb, GaP et GaAlAs, ou des composés (**II-VI**) tels ZnO, CdTe et ZnS.

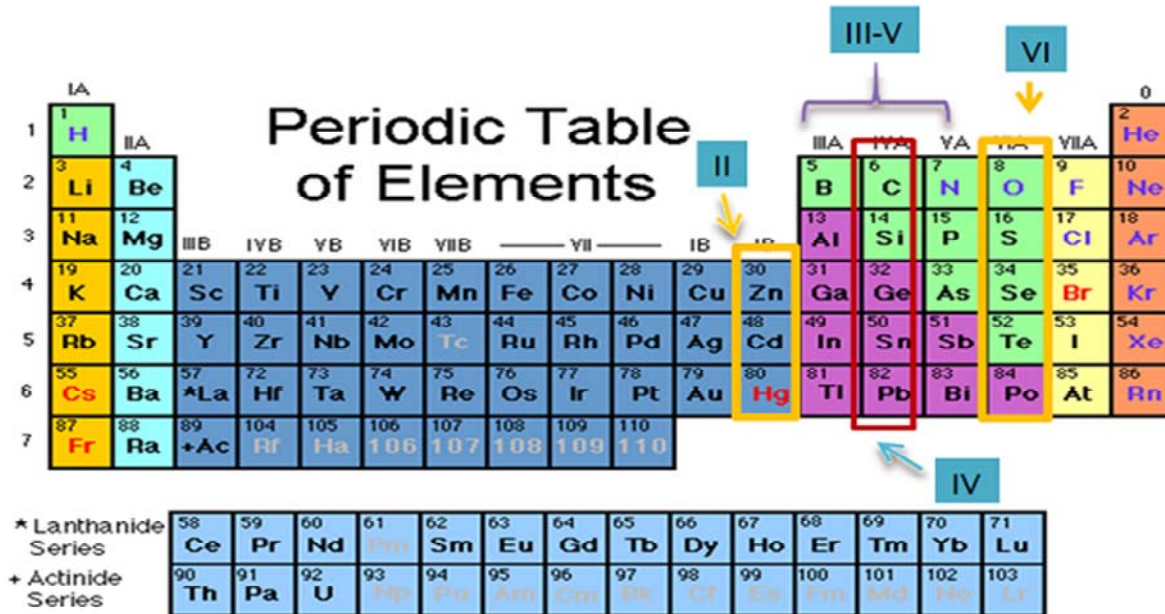


Figure 2 : Classification périodique des éléments chimiques, Réf : <http://www.dayah.com>

L'énergie de gap des semi-conducteurs est comprise entre 0.5 et 4 eV, elle est surtout voisine de 1 eV. Le tableau ci-dessous donne quelques exemples à 300 K.

Cristaux	Ge	Si	Ga-P	Ga-As	Si-C
Eg (300 ⁰ K) (eV)	0,67	1,12	1,24	1,43	3,00

Qu'il s'agisse d'absorption ou d'émission de radiation par un semi-conducteur (figure 3), le photon d'énergie :

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

Avec : h: constante de Planck = $4,136 \cdot 10^{-15}$ eV.s

c: vitesse de la lumière dans le vide = $3 \cdot 10^8$ m/s

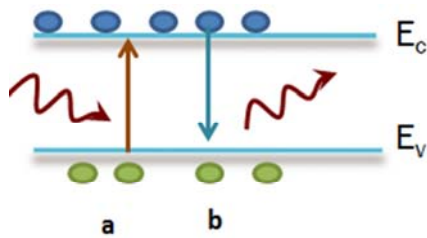


Figure 3 : Absorption (a) et émission (b) de radiation par un semi-conducteur

doit assurer le passage de l'électron de la bande de valence à la bande de conduction (absorption) ou la recombinaison de la paire électron-trou (émission). Dans les deux cas, son énergie doit être égale à E_g :

$$E = E_c - E_v = E_g$$

La relation entre la longueur d'onde du photon et l'énergie de gap du semi-conducteur est alors :

$$E_g \text{ (eV)} \cdot \lambda(\mu\text{m}) = 1.24$$

Exemple :

Dans le cas d'un cristal d'arséniure de gallium (GaAs), la bande interdite E_g est de 1,43 eV.

La longueur d'onde du photon d'énergie égale à E_g est alors :

$$\lambda(\mu\text{m}) = \frac{1.24}{1.43} = \mathbf{0.867} \text{ , Soit environ } 870 \text{ nm (proche Infrarouge).}$$

Le choix du matériau utilisé pour la fabrication des composants optoélectroniques est basé sur certaines propriétés suivant l'utilisation du composant :

Pour un détecteur optique, il faut considérer :

- L'absorption de la lumière
- La création de porteurs en excès
- Le rendement photoélectrique
- la sensibilité spectrale

Pour un émetteur de lumière, il faut considérer :

- La longueur d'onde de la radiation émise
- La recombinaison de porteurs en excès et la durée de vie
- Le rendement d'électroluminescence

1.2 Absorption de la lumière par les semi-conducteurs

Si on éclaire un semi-conducteur par une lumière de fréquence ν , telle que l'énergie $h\nu$ du photon est suffisante pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction, il y a effet photoélectrique interne lié à la structure de bande interdite (figure 4).

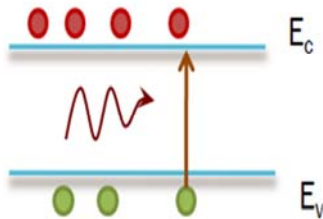


Figure 4 : Absorption d'un photon et création d'une paire électron-trou.

1.2.1 Choix du matériau

Pour avoir l'effet photoélectrique interne, il faut avoir $h\nu \geq h\nu_0 = E_g$, soit $\lambda \leq \lambda_0$, λ_0 est la longueur d'onde seuil de l'effet photoélectrique, elle est telle que:

$$E_g \text{ (eV)}. \lambda_0 \text{ (\mu m)} = 1.24$$

Dans l'hypothèse contraire $\lambda \geq \lambda_0$, le corps pourra être supposé comme transparent. Le photon traverse le matériau sans être absorbé.

Pour le silicium, par exemple, d'énergie de gap $E_g = 1.12$ eV, on peut obtenir un effet photoélectrique dans le visible et le proche IR jusqu'à $\lambda_0 = 1.1$ μm .

Le germanium, d'énergie de gap $E_g = 0.67$ eV, est utilisé pour les plus grandes longueurs d'onde, de 900 nm à 1700 nm, soit pour le proche IR.

Remarque :

On peut obtenir un effet photoélectrique extrinsèque en dopant le Semi-conducteur vers la dégénérescence. Les trois possibilités d'absorption de photon sont illustrées sur la figure 5.

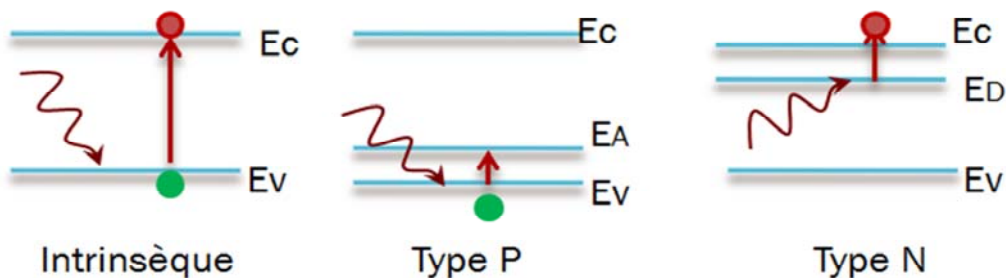


Figure 5 : Les trois possibilités d'absorption d'un photon par un semi-conducteur.

Les porteurs majoritaires sont renforcés sous l'effet de la lumière ; il y a modification de la conductivité du matériau.

1.2.2 Coefficient d'absorption

Considérons l'interface air-semi-conducteur, de la figure 6, qui constitue la face d'entrée du semi-conducteur et injectons un flux de lumière monochromatique de fréquence ν .

Le flux $\Phi_i(\nu)$ peut s'exprimer en Watts (valeur énergétique) ou en photons par seconde (valeur photonique ou quantique), la relation entre les deux grandeurs étant :

$$\phi \text{ (Watts)} = h\nu \cdot \phi \text{ (photons/s)}$$

Au niveau de la surface, ce flux va tout d'abord subir une perte due à la discontinuité des indices de réfraction :

- Une partie du flux va être réfléchi $\Phi_r(\nu) = R \cdot \Phi_i(\nu)$
- Et, l'autre partie va être transmise. Le flux transmis au niveau de la surface étant :

$$\Phi_t(\nu, x=0) = T \cdot \Phi_i(\nu) = \Phi_0(\nu)$$

Avec : $\Phi_i(\nu) = \Phi_r(\nu) + \Phi_t(\nu, x=0)$

Soit $R+T=1$, R étant le coefficient de réflexion de la lumière et T son coefficient de transmission. Ces deux coefficients dépendent de l'angle d'incidence et pour une incidence normale on a :

$$\bullet \quad R = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$$

Avec n l'indice de réfraction du matériau semi-conducteur

$$\bullet \quad \text{Et } T = \frac{\Phi_t}{\Phi_i} = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2}$$

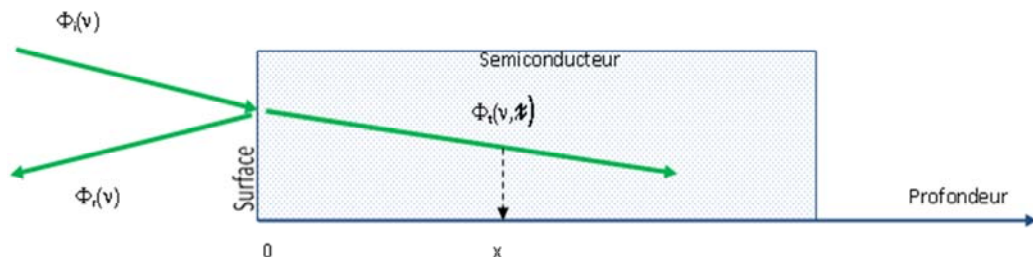


Figure 6 : Incidence, réflexion et réfraction de la lumière à l'interface air/semi-conducteur.

La majorité des matériaux semi-conducteurs est caractérisée par un indice de réfraction dont la valeur est comprise entre 3 et 4. La réflexion de la lumière à la surface du semi-conducteur produit alors une perte de l'ordre de 30%.

A l'intérieur du matériau, le flux de lumière subit une perte en fonction de la profondeur x de pénétration, liée à l'effet photoélectrique.

Admettant un taux relatif de pertes constant, correspondant à une loi normale d'un corps homogène, on aura :

$$\alpha(\nu, x) = \alpha(\nu) = -\frac{1}{\Phi_t(\nu, x)} \frac{\partial \Phi_t(\nu, x)}{\partial x}$$

$\alpha(\nu)$ ou $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption de la lumière de fréquence ν (longueur d'onde λ), par le semi-conducteur. En considérant une variation du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde, on peut écrire :

$$\Phi_t(\lambda, x) = \Phi_t(\lambda, 0)e^{-\alpha(\lambda)x} = \phi_0 e^{-\alpha(\lambda)x}$$

Ce qui correspond à l'absorption exponentielle de photons (Loi de Beer-Lambert) illustrée sur la figure 7.

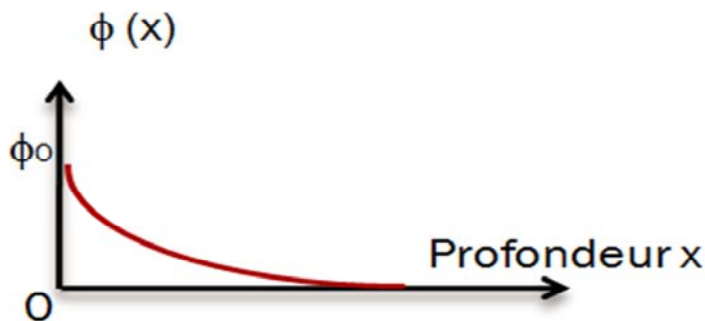


Figure 7 : Absorption exponentielle de la lumière par le semi-conducteur.

Ce coefficient est une caractéristique principale du matériau

- α devient nul dès que $\lambda > \lambda_0$; le matériau est supposé transparent
- α est très grand pour λ très faible ($\lambda \ll \lambda_0$) où pratiquement toute l'absorption se fait à la surface avec un temps de recombinaison très court (fenêtre de détection).
- pour $\lambda < \lambda_0$, au voisinage du gap, α suit une loi telle que :

$$\alpha = A (E - E_g)^n = A (h\nu - E_g)^n \quad A \text{ et } n \text{ tel que } 0.5 < n < 3 \quad \text{dépendent de la nature du matériau semi-conducteur.}$$

Les courbes de la figure 8 donnent l'évolution du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ pour certains matériaux semi-conducteurs utilisés dans la fabrication de photodétecteurs.

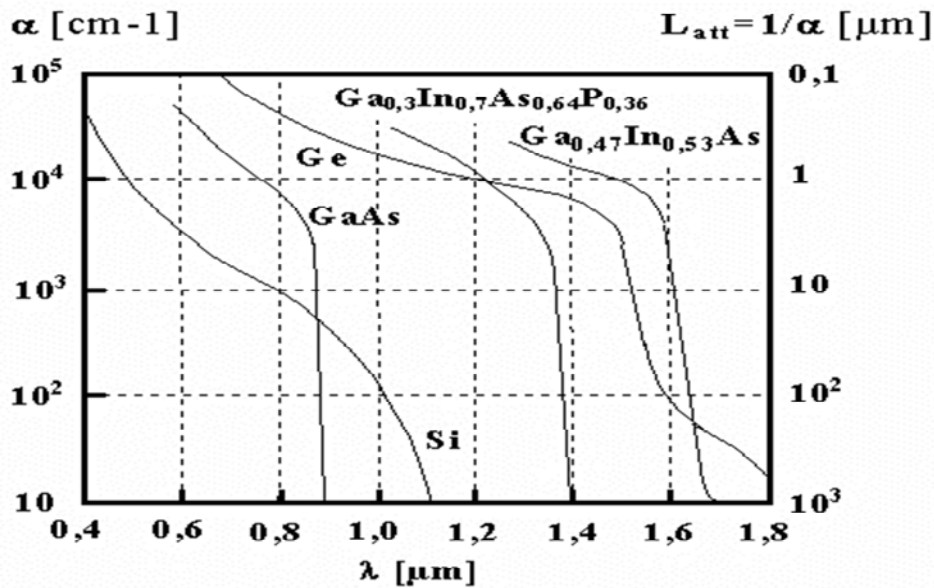


Figure 8: Evolution de $\alpha(\lambda)$ pour différents matériaux semi-conducteurs,
 Réf : <http://www.bibsciences.org/bibsup/j3ea/full/print.php?vol=vol2&art=7&img=bg>]

Exemple :

Sur le tableau ci-dessous sont données les valeurs de α , relevées des graphes de la figure 8 pour des radiations monochromatiques de couleur rouge ($\lambda \approx 600$ nm) et des radiations infrarouges ($\lambda \approx 1000$ nm) pour quelques matériaux.

Matériau	$\alpha(\text{cm}^{-1})$ $\lambda = 600$ nm	$\alpha(\text{cm}^{-1})$ $\lambda = 1000$ nm
Si	$4 \cdot 10^3$	≈ 100
GaAs	$2 \cdot 10^4$	
GaInAsP		$7 \cdot 10^4$
Ge	$> 10^5$	$1.8 \cdot 10^4$

On remarque que le coefficient d'absorption α augmente rapidement dès que l'on s'éloigne de l'énergie de gap E_g , soit de la longueur d'onde de coupure λ_0 .

Coefficient d'absorption et profondeur de pénétration

La profondeur, dans le matériau, d'épaisseur égale à $1/\alpha$ représente sensiblement l'épaisseur efficace de pénétration du photon dans le matériau: c'est la profondeur pour laquelle le flux restant vaut Φ_0/e .

Ainsi, comme le montre la figure 9, on a :

Plus α est grand \Rightarrow l'absorption se fait en surface

Plus α est faible \Rightarrow l'absorption se fait en volume

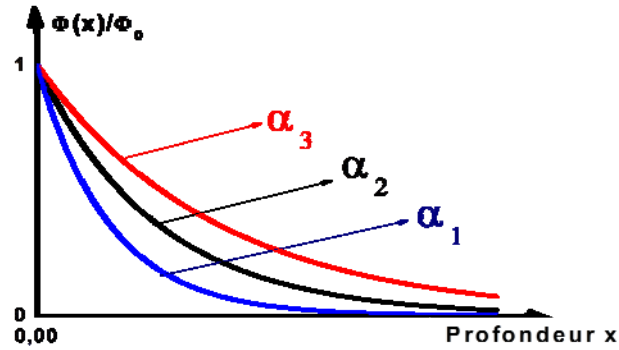


Figure 9 : Variation de $\Phi(x)/\Phi_0$, pour différentes valeurs de α : $\alpha_1 > \alpha_2 > \alpha_3$

- Ainsi, si la longueur d'onde de la radiation incidente tend vers le domaine de l'IR, l'absorption de la radiation se fait en volume,
- Et, si la longueur d'onde de la radiation incidente tend vers le domaine de l'UV, l'absorption de la radiation se fait en surface.

Exemple :

Sur la courbe de la figure 10 qui représente la variation $\alpha(\lambda)$ pour un détecteur au silicium :

- Pour une radiation de $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$, $E = 2.06 \text{ eV}$ (Source GaP ou laser HeNe), on a $\alpha \approx 5500 \text{ cm}^{-1}$, soit $1/\alpha \approx 1.8 \mu\text{m}$
- Pour une radiation de $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $E = 1.458 \text{ eV}$ (Source GaAs), on a $\alpha \approx 600 \text{ cm}^{-1}$, soit $1/\alpha \approx 25 \mu\text{m}$

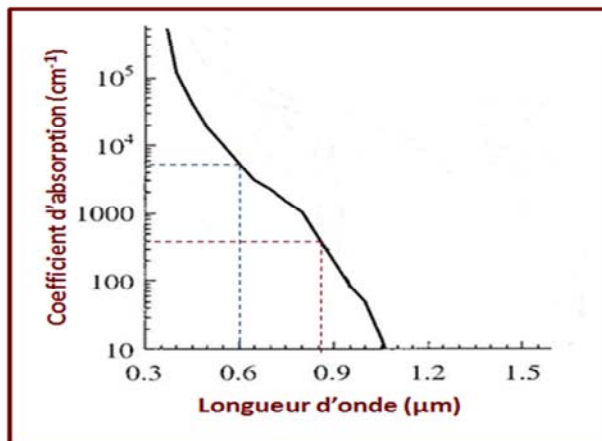


Figure 10 : Coefficient d'absorption de la lumière pour un détecteur au Silicium.

Remarque :

La température d'utilisation des Photodétecteurs doit être d'autant plus basse que la longueur d'onde de la radiation à détecter est élevée. Il faut éviter que l'énergie thermique (KT) ne permette à un trop grand nombre d'électrons de traverser la bande interdite et passer dans la bande de conduction. Sachant, par exemple qu'à $\lambda = 10 \mu\text{m}$, E_g n'est que de 0.12eV .

La perte de flux, qui se produit dans le matériau, par absorption, correspond à un certain taux de génération $g(x)$ de paires électron-trou. Ce dernier peut se mettre sous la forme :

$$g(x) = -\eta_i \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad \text{avec} \quad -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \alpha \Phi(x) \quad \text{ce qui donne :} \quad g(x) = \eta_i \alpha \Phi(x)$$

η_i est le rendement quantique interne de l'effet photoélectrique. Dans le cas idéal, il correspond à :

- $\eta_i = 0$, pour $\lambda > \lambda_0$ et $\alpha = 0$
- $\eta_i \approx 1$, pour $\lambda \leq \lambda_0$ et $\alpha \neq 0$

Comme le flux de lumière est de forme exponentielle :

$$\Phi(x) = \phi_0 \exp(-\alpha x)$$

Alors le taux de génération de porteurs suit la même loi, c-à-d :

$$g(x) = g_0 \exp(-\alpha x)$$

1.2.3 Rendement quantique et sensibilité spectrale

Le rendement quantique (efficacité) d'un photodétecteur représente le rapport entre le nombre de paires électron-trou collectées et le nombre de photons incidents. Il est donné par :

$$\eta_e(\nu) = \frac{I_p / q}{\Phi / h\nu} \quad (\text{électron / photon}) \quad I_p \text{ étant le photocourant}$$

La sensibilité (réponse) spectrale du photodétecteur correspond au rapport entre le photocourant et la puissance optique incidente pour chaque longueur d'onde :

$$S(\lambda) = \frac{I_p(\lambda)}{\Phi(\lambda)} = \eta_e \cdot \frac{q}{hc} \cdot \lambda = \eta_e \cdot 0,8 \cdot \lambda \quad (\text{Ampères / Watts})$$

Où le rapport $\frac{q}{hc}$ vaut 0.8 et λ est exprimée en μm .

Exemple :

Le photocourant généré, dans un détecteur ayant une efficacité quantique η_e de 0.9 et une surface A de 0.4 cm^2 , par une lumière monochromatique, de longueur d'onde λ de 620 nm, de 50 mW/cm^2 est donné par:

$$I_p = \eta_e \cdot 0,8 \cdot \lambda \cdot \phi(\lambda) \quad \text{Soit} \quad I_p = 0,9 \times 0,8 \times 0,62 \times 50 \cdot 10^{-3} \times 0,4$$

Ce courant vaut **8,93 mA**

- $S(\lambda)$ caractérise la sensibilité du récepteur en fonction de la longueur d'onde λ .
- $S(\lambda)$ est nulle pour toute longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde seuil λ_0 .
- $S(\lambda)$ et $\eta_e(\lambda)$ dépendent du matériau utilisé. D'après la figure 11 suivante, nous remarquons, par exemple, que :

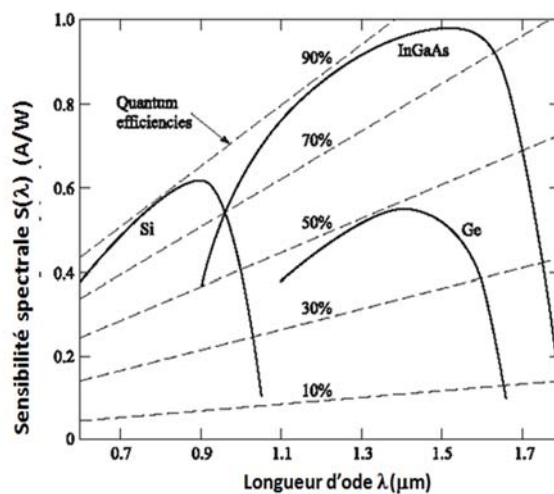


Figure 11 : Sensibilité spectrale pour les trois semi-conducteurs utilisés dans les transmissions par fibres optiques. Réf : Z. Toffano, « Optoélectronique, Composants photoniques et fibres optiques », Edition Ellipse, 2001.

- Le silicium peut détecter le visible et le proche IR jusqu'à $1 \mu\text{m}$
- Le germanium peut être utilisé pour le proche IR : 1.3 à $1.5 \mu\text{m}$
- Au-dessus de ces longueurs d'onde, on peut utiliser les composés type InSb, PbSe et HgCdTe (figure 12).

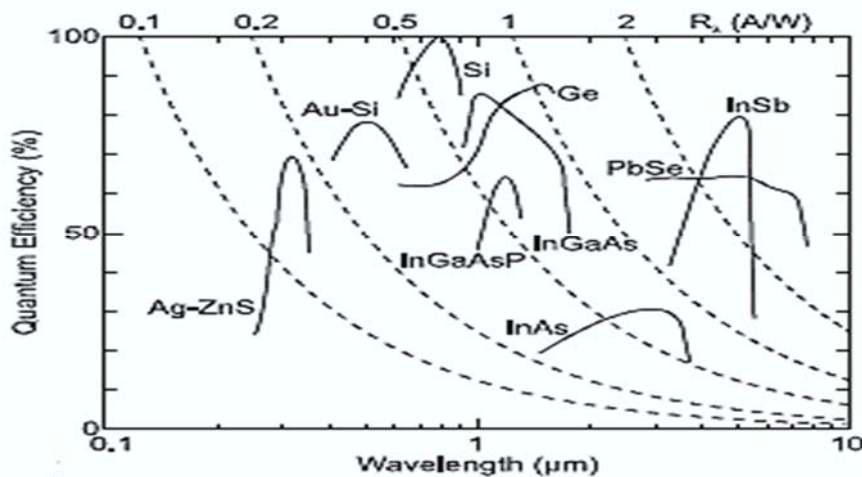


Figure 12 : Sensibilité spectrale de matériaux sensibles aux radiations infrarouges. Réf: M. Grundmann, « The physics of semiconductors, an introduction including Nanophysics and applications », Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010, page 611.

1.3 Emission de la lumière par les semi-conducteurs

Les émetteurs de lumière représentent la fonction réciproque des photorécepteurs : transformation du signal électrique en un signal optique (photonique). L'émission photonique correspond à une transition de l'électron vers le bas ; retour à l'équilibre ou recombinaison électron-trou.

Le choix de la longueur d'onde émise dépend donc du matériau. La relation entre la longueur d'onde λ_0 d'émission et l'énergie de gap E_g du matériau étant :

$$E_g \text{ (eV)}. \lambda_0 \text{ (}\mu\text{m)} = 1.24$$

(Relation déjà notée pour le seuil de détection de la lumière)

Contrairement au rendement photoélectrique, celui de l'effet luminescent sera en général assez faible.

Si le photorécepteur présente un rendement avec une bande passante théorique correspondant à $\eta = 1$, situé entre 0 et λ_0 , le rendement de l'émetteur se présente avec une bande passante plus étroite. L'émission se produit de façon efficace à des longueurs d'onde voisines de λ_0

Considérons le tableau suivant :

Matériau	InSb	Ge	Si	GaAs	GaP
E_g (eV)	0.16	0.68	1.12	1.43	2.25
λ_0 (μm)	7.8	1.8	1.1	0.87	0.55
n	4.1	4.0	3.4	3.6	3.3

- $\lambda < \lambda_0 \Rightarrow$ matériau peut être utilisé en photorécepteur
- $\lambda > \lambda_0 \Rightarrow$ milieu optiquement transparent avec $n > n_0$ (isolant)
- $\lambda \cong \lambda_0 \Rightarrow$ il peut être utilisé, à priori, comme émetteur de lumière

1.3.1 Structure de bandes d'énergie

- Une condition nécessaire à l'obtention d'un rendement lumineux important concerne la structure de bandes d'énergie du matériau :
- l'étude de l'espace $E(K)$ [relation de dispersion : énergie E -vecteur d'onde \vec{k} ou quantité de mouvement $\vec{P} = \hbar \vec{k} = m\vec{v}$], pour l'électron dans le semi-conducteur conduit à deux configurations, suivant la nature du matériau (figure 13) :

1.3.1.1 Structure à gap direct

Le dôme de la BV et la Vallée de la BC, sur le diagramme $E(k)$, correspondent à la même valeur du vecteur d'onde \vec{k} , (figure 13-a).

Le passage d'un électron de la BC vers la BV pourrait se faire pratiquement à la verticale et produire l'émission d'un photon avec :

- une importante énergie $h\nu = E_g$, de l'ordre d'1 eV, soit 10^{-19} j
- une quantité de mouvement négligeable : $P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$. Avec $c (= 3 \cdot 10^8$ m/s) la vitesse de la lumière dans le vide, cette quantité de mouvement est négligeable vis-à-vis de celle de l'électron dans le cristal (il suffit de considérer que la distance interatomique (de l'ordre de l'angström) est très faible devant la longueur d'onde de la radiation optique).

Dans ce cas :

- la transition est directe à \vec{k} , constant avec conservation d'énergie
- c'est une transition du premier ordre très probable dans ce type de matériau.
- Le rendement interne sera très grand.

1.3.1.2 Structure à gap indirect

Le dôme de la BV et la Vallée de la BC ne sont pas situés à la même valeur du vecteur d'onde \vec{k} (figure 13-b).

Dans ce type de matériau, la transition radiative est moins probable. Elle est du deuxième ordre car elle est oblique avec l'intervention de deux quanta pour assurer la conservation de l'énergie $\Delta E = E_g$ et de la quantité de mouvement $\Delta P = \hbar \Delta k$:

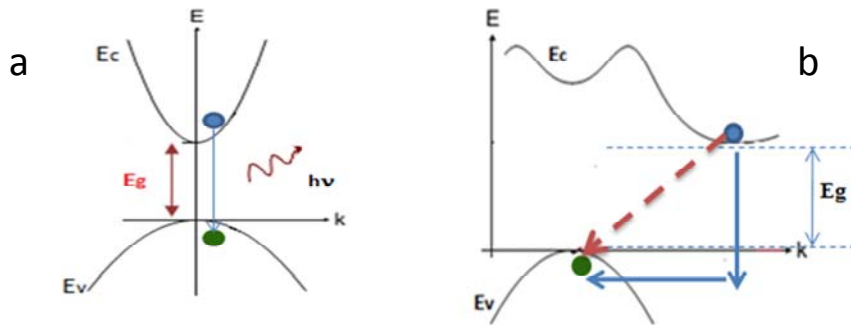


Figure 13 : Diagramme $E(\vec{k})$; a- structure à gap direct, b- Structure à gap indirect

- Émission ou absorption simultanée d'un phonon qui correspond à une grande variation de la quantité de mouvement

Le phonon traduit la notion de choc ou de vibration mécanique ou thermique avec une faible variation d'énergie (l'énergie du phonon est de l'ordre de KT , elle est dans la gamme 0,01-0,1 eV, donc plus faible que l'énergie de gap).

Considérons le tableau suivant :

Matériaux à gap direct		Matériaux à gap indirect	
Matériau	E_g (eV)	matériau	E_g (eV)
GaAs	1.43	Si	1.12
GaSb	0.7	Ge	0.67
InSb	0.16	GaP	1.23

Le silicium (Si) et le germanium (Ge), matériaux à gap indirect, ne se prêtent pas à la réalisation de photoémetteurs, par contre l'arséniure de gallium (GaAs), l'antimoniure de gallium (GaSb) et l'antimoniure d'indium (InSb) sont à gap direct et à transitions radiatives et sont donc aptes pour la réalisation de dispositifs émetteurs de lumière tels que les diodes lasers et les diodes électroluminescentes.

Remarque :

L'élaboration de semi-conducteurs à partir d'alliages, de type III-V par exemple, permet d'obtenir des matériaux avec des valeurs d'énergies de gap différentes. Cependant, l'évolution des diagrammes énergétiques avec la composition de ces alliages montre que les matériaux élaborés à partir des mêmes éléments de base mais avec des compositions différentes peuvent présenter des structures à gap direct ou indirect. La figure 14, par exemple, représente la variation de l'énergie de gap d'un alliage de type $Al_x Ga_{1-x} As$ avec la fraction x d'aluminium.

Cette figure montre qu'il y a passage d'une structure à gap direct pour x inférieur à 0.4 à une structure à gap indirect pour x supérieur à 0.4.

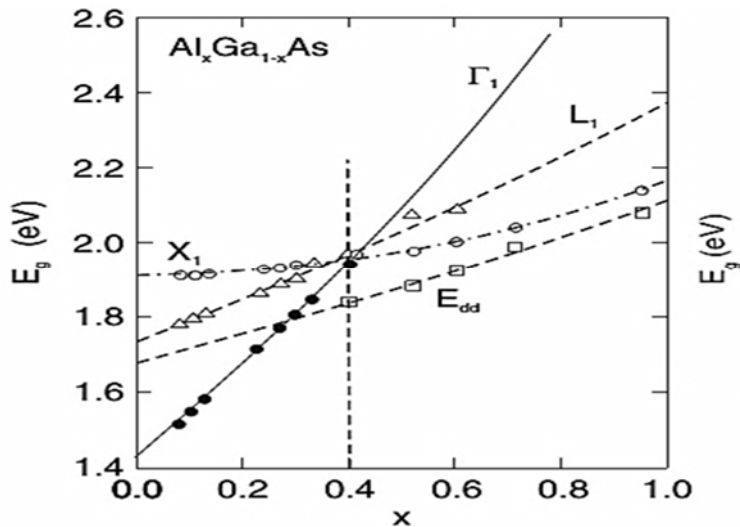


Figure 14 : Variation de E_g dans la structure GaAlAs avec la fraction x d'aluminium [Marius Grundmann « the physics of semiconductors. An introduction including nanophysics and applications », Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010].

1.3.2 Types de recombinaisons

Les électrons en excès, créés dans le semi-conducteur par une excitation extérieure telle qu'une injection électronique ou un faisceau de lumière, ont tendance à revenir à l'équilibre en traversant le gap avec une certaine cinétique : c'est le processus de recombinaison de la paire électron-trou. Ce mécanisme de recombinaison peut se faire de façons différentes. On distingue alors deux types de recombinaisons :

1.3.2.1 Recombinaisons radiatives

L'énergie de cette recombinaison est libérée sous forme de photon. Les plus importantes recombinaisons radiatives sont :

- ❖ la recombinaison bande à bande (figure 15- a) entre un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence. C'est la recombinaison radiative la plus dominante. Sa probabilité est proportionnelle à la concentration de dopants.
- ❖ la recombinaison à travers des niveaux donneurs et accepteurs (figure 15-b)

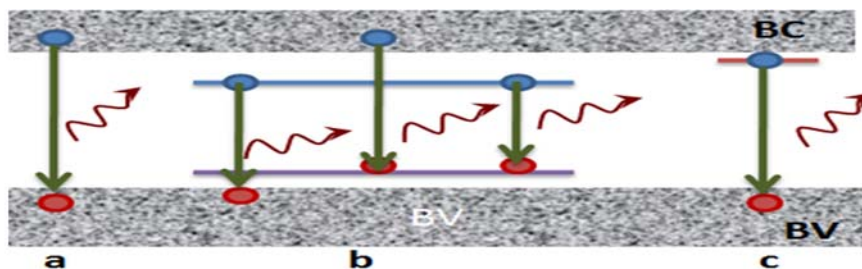


Figure 15 : Les types de recombinaisons radiatives : a- Bande à bande, b- à travers des niveaux donneurs, c- dues aux excitons.

❖ Les recombinaisons dues aux isoélectriques (excitons) (figure 15-c)

- Les excitons représentent des atomes ou molécules avec la même valence que les atomes auxquels elles se substituent dans le matériau mais qui n'ont ni le même diamètre ni la même électronégativité. Ils n'ajoutent aucune charge supplémentaire dans le matériau hôte.
- exemple : Azote et ZnO dans le GaP:
 - L'azote permet une émission de lumière dans le jaune-jaune vert, suivant le dopage.
 - Le ZnO permet une émission de lumière dans le rouge.

1.3.2.2 Recombinaisons non radiatives

Dans ce type de recombinaison, on distingue :

❖ **La recombinaison de type Auger :**

Elle se fait par transition directe bande à bande ou par l'intermédiaire d'un centre recombinant. L'énergie résiduelle est cédée à une troisième particule (électron ou trou) qui est excitée à un état d'énergie supérieur (figure 16- a) puis transférée de façon non radiative au réseau. La probabilité pour que ce processus ai lieu est proportionnelle à n^2p si deux électrons sont impliqués et à np^2 si deux trous sont impliqués.

❖ **La recombinaison de type Shockley-Read -Hall (SRH)**

C'est le mécanisme dominant dans le silicium et la plupart des semi-conducteurs.

- La recombinaison se fait en deux étapes, par l'intermédiaire d'un centre recombinant qui est un défaut ou une impureté qui introduit un niveau profond E_p dans la bande interdite (figure 16-b).
- Les quatre étapes possibles dans ce processus sont :
 - 1- La capture d'un électron par un niveau piège (passage de l'électron de E_c vers E_p)
 - 2- L'émission d'un électron à partir d'un niveau piège (passage de l'électron de E_p vers E_c)
 - 3- L'émission d'un trou à partir d'un niveau piège (passage de l'électron de E_v vers E_p)
 - 4- La capture d'un trou par un niveau piège (passage de l'électron de E_p vers E_v)

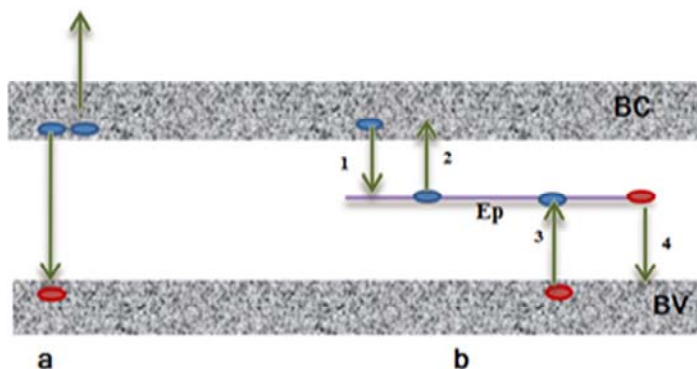


Figure 16 : Les types de recombinaisons non radiatives : a-recombinaison Auger, b-recombinaison de type Hall Shockley Read.

1.3.3 Rendement d'électroluminescence

1.3.3.1 Définitions

Le rendement d'électroluminescence ou rendement quantique interne de l'effet électroluminescent η_i représente le rapport du taux de recombinaisons radiatives et le taux de recombinaisons total (pourcentage de recombinaisons radiatives). Il peut être exprimé par le rapport entre le nombre de photons émis et le nombre de porteurs en excès :

$$\eta_i = \frac{r_{rad}}{r} = \frac{r_{rad}}{r_{rad} + r_{n-rad}}$$

Avec : r_{rad} le taux de recombinaisons radiatives et r_{n-rad} le taux de recombinaisons non radiatives.

Toutes ces recombinaisons peuvent se produire simultanément et indépendamment et l'ensemble des taux de recombinaison est représenté par un taux total de recombinaisons r donné par :

$$r = r_{rad} + r_{n-rad}$$

Avec : $\hat{r} = r - g$; le taux net de recombinaison, r le taux de recombinaisons et g celui de génération.

Le taux de recombinaison sont liés aux concentrations de porteurs minoritaires en excès par :

$$\hat{r}_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} \text{ Pour les électrons dans un semi-conducteur de type P}$$

Et :

$$\hat{r}_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} \text{ Pour les trous dans un semi-conducteur de type N}$$

- $\Delta n = n - n_0$ et $\Delta p = p - p_0$ sont les excès de porteurs minoritaires avec n_0 et p_0 les concentrations des porteurs minoritaires à l'équilibre et n et p leurs concentrations sous excitation.
- τ_n et τ_p sont les durées de vie des porteurs minoritaires (électrons et trous respectivement) en excès.

1.3.3.2 Taux de recombinaison et durées de vie

Dans un semi-conducteur de type P, par exemple, les électrons en excès vont se recombiner, certains de façon radiative et d'autres de façon non radiative. Leur durée de vie τ_n va donc représenter la contribution des différentes recombinaisons. C'est une durée de vie effective donnée par :

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$

Avec τ_r la durée de vie radiative des porteurs minoritaires en excès et τ_{nr} la durée de vie non radiative.

Ceci nous permet d'écrire :

$$r_{\text{rad}} = \frac{\Delta n}{\tau_r} \quad ; \quad r_{\text{n-rad}} = -\frac{\Delta n}{\tau_{nr}}$$

Ainsi, en fonction des durées de vies des porteurs minoritaires, l'expression du rendement quantique interne devient :

$$\eta_i = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}}$$

Nous distinguons alors deux cas :

- La durée de vie non radiative τ_{nr} est très grande devant la durée de vie radiative τ_r , le matériau semi-conducteur est radiatif avec une durée de vie effective pour les électrons τ_n égale à leur durée de vie radiative τ_r .
- La durée de vie non radiative τ_{nr} est très faible devant la durée de vie radiative τ_r , le matériau semi-conducteur est peu ou pas radiatif avec une durée de vie effective pour les électrons τ_n égale à leur durée de vie non radiative τ_{nr} .

Dans le cas des semi-conducteurs à énergie de gap directe, nous avons ($\tau_{nr} \gg \tau_r$) ce qui permet un rendement quantique interne assez élevé :

$$\eta_i = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} \sim 1$$

Exemple :

η_i est de l'ordre de 90 % pour le GaAs mais seulement de l'ordre de 10^{-4} pour le silicium qui est à gap indirect.

Les différentes durées de vie des porteurs minoritaires en excès dépendent des processus de recombinaisons mis en jeu. Ainsi, suivant les processus de recombinaisons, nous avons :

❖ **Pour la recombinaison radiative bande à bande**

Le taux net de recombinaison est donné par :

$$\hat{r} = B. (np - n_0p_0)$$

Avec B constante propre à la nature du matériau. Quelques valeurs de B sont données sur le tableau suivant (Réf: Marius Grundmann « the physics of semiconductors. An introduction including nanophysics and applications », Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010, page 313):

Matériau	B (cm ³ /s)
Si	1.1×10^{-14}
GaP	3.0×10^{-15}
GaAs	1.0×10^{-10}
AlAs	7.5×10^{-11}

A faible niveau d'injection de porteurs ; Δn et Δp très faibles devant les concentrations d'équilibre, nous obtenons les expressions suivantes :

$$\hat{r} = B. n. \Delta p = B. N_D. \Delta p = \frac{\Delta p}{\tau_p} \text{ Pour un semi-conducteur de type N.}$$

$$\hat{r} = B. p. \Delta n = B. N_A. \Delta n = \frac{\Delta n}{\tau_n} \text{ Pour un semi-conducteur de type P}$$

N_A étant la concentration en atomes accepteurs et N_D la concentration en atomes donneurs.

- ❖ Les durées de vie des porteurs minoritaires, déduites de ces expressions, sont données par :

$$\text{Pour un semi-conducteur de type N : } \tau_p = \frac{1}{B.N_D} .$$

$$\text{Pour un semi-conducteur de type P : } \tau_n = \frac{1}{B.N_A}$$

❖ *Pour la recombinaison non radiative de type Auger*

Le taux net de recombinaison de type Auger est donné par :

$$\hat{r} = r - g = C_n(n^2p - n_0^2p) + C_p(np^2 - n_0p_0^2)$$

Où C_n et C_p sont les coefficients de recombinaison Auger qui dépendent de la nature du matériau semi-conducteur. Quelques valeurs de ces coefficients sont données sur le tableau suivant (Réf: Marius Grundmann « the physics of semiconductors. An introduction including nanophysics and applications », Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010, page 334):

Matériau	C_n (cm ⁶ /s)	C_p (cm ⁶ /s)
Si, Ge	$2.8 \cdot 10^{-31}$	$9.9 \cdot 10^{-32}$
4H-SiC	$5 \cdot 10^{-31}$	$2 \cdot 10^{-31}$
GaAs, InP	$5.0 \cdot 10^{-30}$	$3.0 \cdot 10^{-30}$
InSb	$1.2 \cdot 10^{-26}$	$1.2 \cdot 10^{-26}$

A faible niveau d'injection de porteurs, les durées de vie Auger sont données par :

- Pour un semi-conducteur de type N : $\tau_p = \frac{1}{c_n n^2}$, avec $n = N_D$ concentration d'atomes donneurs dans le matériau
- Pour un semi-conducteur de type P : $\tau_n = \frac{1}{c_p p^2}$, avec $p = N_A$ concentration d'atomes accepteurs dans le matériau

❖ *Pour la recombinaison non radiative de type Shockley-Read -Hall*

Toujours à faible niveau d'injection, les taux nets de recombinaison de type SRH sont approchés par :

- Pour un semi-conducteur de type N : $\hat{r}_{SRH} = c_p N_p p$ et $\tau_p = \frac{1}{c_p N_p}$.
- Pour un semi-conducteur de type P : $\hat{r}_{SRH} = c_n N_p n$ et $\tau_n = \frac{1}{c_n N_p}$.

c_p et c_n sont les sections de piégeage des trous et électrons, respectivement, et N_p représente la densité de pièges.

Nous remarquons que ces durées de vie ne sont pas fonction des concentrations de porteurs mais plutôt de la densité de centres recombinants.

Un exemple typique de centre recombinant est l'or dans un substrat de silicium. La durée de vie des porteurs minoritaires dans le silicium décroît de $2 \cdot 10^{-7}$ s à $2 \cdot 10^{-10}$ s lorsque la densité de l'or augmente de 10^{14} à 10^{17} cm⁻³.

Remarques

1- Plusieurs centres recombinants peuvent exister simultanément. Dans ce cas, le taux net de recombinaison est donné par :

$$\hat{r}_{SRH} = \sum \hat{r}_{SRHi}$$

2- Des niveaux pièges peuvent aussi apparaître au niveau de la surface du semi-conducteur (états de surface) et être responsables de la recombinaison des porteurs de telle sorte que la

durée de vie et la densité excédentaire des porteurs en surface soient plus faibles qu'en volume. Ce phénomène est traduit par une vitesse de recombinaison en surface S telle que :

$$S = \pm \frac{D_n}{\Delta n} \frac{d\Delta n}{dx}$$

Chapitre 2 : Les émetteurs de lumière

2.1 Généralités sur les émetteurs de lumière

Les émetteurs optiques à semi-conducteurs, utilisés dans les liaisons par fibres optiques, sont très utilisés du fait de leur :

- petite taille
- émission à des longueurs d'onde couvrant le visible et l'infrarouge et même l'ultraviolet
- Bon rendement
- Possibilité de modulation par le courant
- Intégration facile.

Les matériaux semi-conducteurs utilisés pour leur développement sont à gap direct, donc à transitions radiatives (figure 1).

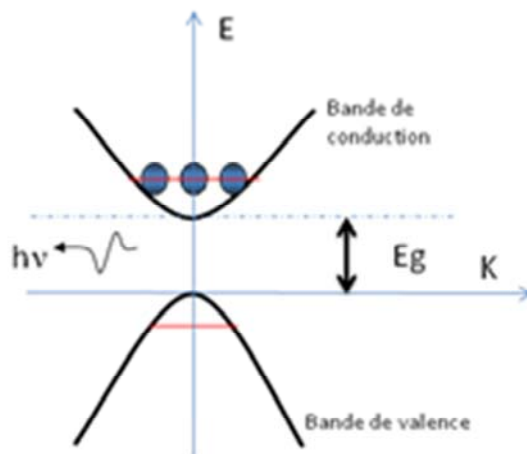


Figure 1 : Diagramme de bandes d'énergie pour un matériau à gap direct

Ils sont souvent réalisés à partir d'alliages de deux (GaAs), trois ($\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$) ou quatre ($\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$) éléments.

On distingue deux types d'émetteurs à semi-conducteurs :

i- **les Diodes électroluminescentes (DEL)** qui constituent les éléments les plus simples. Elles couvrent tous le spectre visible et peuvent être modulées par le courant jusqu'à 100 MHz. Les DEL produisent un rayonnement monochromatique incohérent de faible puissance.

ii- **les diodes laser (laser à semi-conducteurs)** qui sont les composants essentiels dans les transmissions par fibres optiques

Elles présentent un rayonnement cohérent et une bande passante de modulation de plusieurs GHz, avec une puissance optique émise pouvant atteindre quelques Watts.

Chapitre 2. Leçon 1 : Les diodes électroluminescentes "LED"

2.2 Structure de base et fonctionnement

La diode électroluminescente « **LED** : Light emitting diode » (ou « DEL » en français) est une diode à jonction PN réalisée sur un matériau semi-conducteur, fortement dopé, à recombinaisons radiatives. Une structure type de la diode électroluminescente est illustrée sur la figure 2. La LED émet un rayonnement incohérent issu d'émissions spontanées de photons. Son diagramme de rayonnement est généralement contrôlé par une optique ajoutée à la diode. La figure 3 suivante représente une diode Electroluminescente usuelle encapsulée dans un matériau plastique transparent qui joue le rôle de lentille et détermine l'angle d'émission lumineuse.

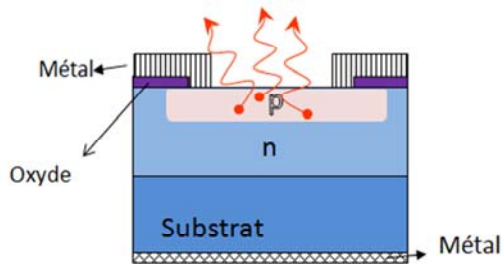


Figure 2 : Structure de base d'une diode électroluminescente "DEL"

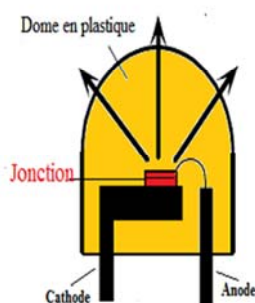


Figure 3 : Diode Electroluminescente usuelle encapsulée

La diode électroluminescente fonctionne sous polarisation directe. Lorsque la tension d'alimentation est assez importante, la LED doit être protégée par une résistance pour limiter le courant qui la traverse à des valeurs inférieures à l'intensité maximale de courant tolérée. Ainsi, l'alimentation de la LED se fait plutôt en courant qu'en tension, et ceci à travers la résistance, présente dans le circuit (figure 4), qui permet de fixer ou limiter la valeur du courant ainsi que celle de la puissance lumineuse émise.

Le courant qui travers la jonction est donné par l'expression :

$$I = I_s \left(e^{eV_d/kT} - 1 \right)$$

Avec I_s , le courant de saturation de la diode, k ; la constante de Boltzmann, T ; la température et V_d ; la tension aux bornes de la diode.

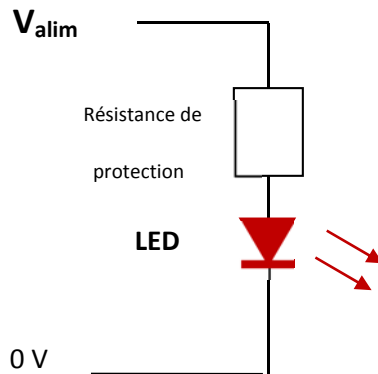
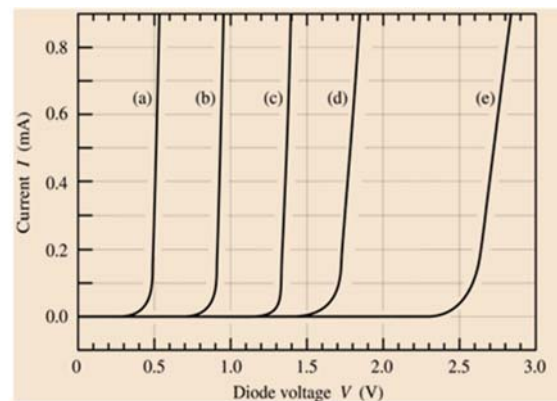


Figure 4 : Circuit de polarisation de la LED

La caractéristique I-V de la LED, illustrée sur la figure 5, est semblable à celle d'une diode au silicium avec une tension de seuil V_{th} assez élevée, puisqu'en relation directe avec l'énergie du photon émis $V_{th} \approx hv/e \approx E_g/e$.

Figure 5 : Caractéristique I(V) de la diode à base de : (a) Ge, (b) Si, (c) GaAs, (d) GaAsP, (e) GaInN, [Réf : *LIGHT-EMITTING DIODES*, E. F. SCHUBERT, CAMBRIDGE University Press, 2003, page 58].



- ❖ La tension directe appliquée à la LED doit être supérieure à V_{th} , elle :
 - Est de l'ordre de 1,1 V pour les diodes à émission dans l'infrarouge
 - Varie de 1,8 V à 2,5 V pour les LED à émission dans le rouge, le jaune et le vert
 - Supérieur à 3,5 V pour l'émission dans le bleu est le violet.
- ❖ Le courant nominal d'une diode électroluminescente est de l'ordre de 10 à 50 mA, pour les LED usuelles, suivant la couleur de la radiation.
- ❖ En polarisation inverse, la LED est plus fragile qu'une diode classique. Elle tolère des tensions inverses de l'ordre de 4 à 5 V.

Exemple :

Pour un courant nominal de 20 mA et une tension de seuil de 1.7 V, si la LED, à émission dans le rouge, est alimentée par une tension de 9 V, il lui faut une résistance de protection de :

$$R = \frac{V_{alim} - V_d}{I_d} = \frac{9 - 1.7}{0.02} = 365 \Omega$$

Le choix d'une valeur de la résistance supérieure à celle calculée produira un courant plus faible et par conséquent une lumière moins intense.

Lorsque la DEL est polarisée dans le sens direct (figure 6), sous l'effet de la tension appliquée, les électrons (de plus grande mobilité) de la région n sont injectés vers la région p où ils sont minoritaires et se recombinent avec les trous dans une région au voisinage de la jonction, limitée par leur longueur de diffusion, appelée zone active. Ils donnent ainsi lieu à un faisceau lumineux incohérent, de couleur, donc de longueur d'onde λ , conditionnée par la composition et l'état du matériau de type p dans lequel se produit l'essentiel des recombinaisons. La lumière émise peut ainsi être du domaine de radiations proche infrarouges, visibles ou ultraviolettes.

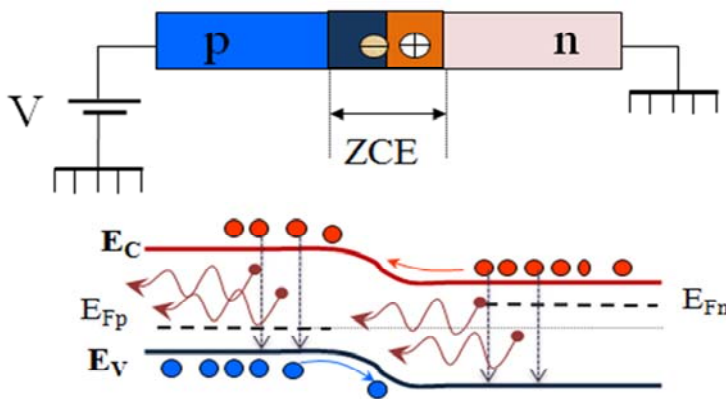


Figure 6 : La LED sous polarisation directe ; structure et diagramme d'énergie.

2.3 Les types de substrats possibles

L'efficacité d'extraction de la lumière de la LED varie avec la nature du substrat sur lequel est déposée la jonction PN. Les diodes peuvent être réalisées à partir de substrats qui sont :

- **Absorbants** : les rayons qui se propagent dans le substrat ne sont pas réfléchis, mais absorbés par le matériau. Ce sont des LED à faible rendement, réalisées à partir de jonctions telles que le gap (E_g) du matériau de substrat est inférieur ou égal à celui du matériau de la zone active (Figure 7-a).

- **Transparents** : les rayons qui se propagent dans le matériau vont se réfléchir sur le fond d'un substrat recouvert d'un contact réfléchissant. Ce qui permet de le récupérer et d'améliorer le rendement. Ces LED sont réalisées à partir d'hétérojonctions pour lesquelles le gap (E_g) du matériau de substrat est supérieur à celui du matériau de la zone active (Figure 7-b) qui ne peut donc absorber les photons générés dans la zone active. Ce type de structure offre une plus grande efficacité d'extraction de la lumière qui peut atteindre des valeurs de l'ordre de 20 à 25%.

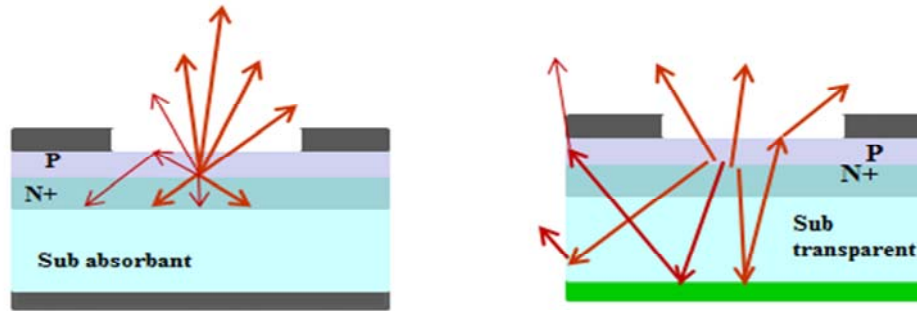


Figure 7 : Comparaison des chemins optiques de LED avec un substrat ;

(a) absorbant ; (b) transparent

Remarque :

Le choix de la face supérieure du composant comme surface émettrice est fixé (cas le plus fréquent de composants à bas coût de type homo-jonction) pour minimiser les pertes par absorption de photons dans le matériau, qui peuvent avoir lieu lors d'une émission latérale (région P de quelques micromètres et largeur du composant de quelques dizaines de micromètre).

2.4 Le spectre d'émission de la LED

La lumière émise d'une LED étant principalement due à des recombinaisons spontanées, sa caractéristique spectrale (intensité émise – longueur d'onde), illustrée sur la figure 8 est continue. Elle est de type sensiblement gaussien et relativement large (l'émission de la LED n'est pas rigoureusement monochromatique).

- Le maximum d'intensité correspond à des photons d'énergie :

$$h\nu_{pic} \approx E_g + KT/2$$

Ce qui correspond à une longueur d'onde au sommet λ_{pic} :

$$\lambda_{pic}(\mu m) = \frac{c}{\nu_{pic}} = 1.24/h\nu_{pic}(eV)$$

▪ La largeur à mi-hauteur en énergie $\Delta h\nu$ est de l'ordre de $1.8 KT$, ce qui correspond à une largeur à mi-hauteur, sur la caractéristique (Intensité-longueur d'onde), de:

$$\Delta\lambda = 1.45\lambda_{pic}^2 KT$$

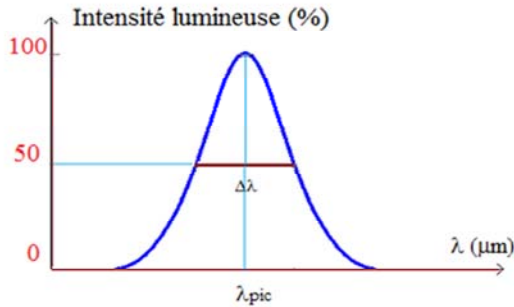


Figure 8 : Spectre d'émission d'une diode électroluminescente.

La largeur à mi-hauteur du spectre est donc proportionnelle au carré de la longueur d'onde centrale. Elle est étroite pour les radiations du domaine de l'ultraviolet et s'élargit en allant vers le proche infrarouge (figure 9).

Dans la mesure où certaines transitions mettent en jeu des niveaux d'impureté, le spectre d'émission est aussi conditionné par le type de dopant utilisé et sa largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda$ est de l'ordre de 20 à 100 nm.

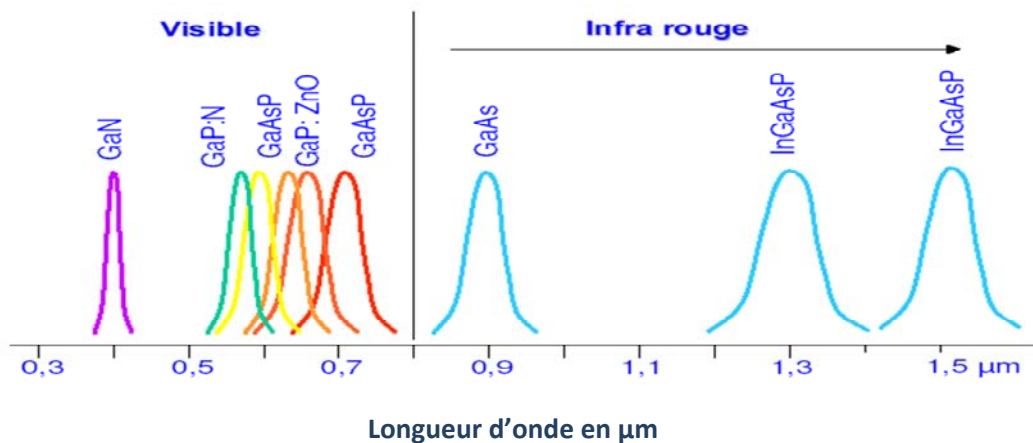


Figure 9 : Spectres d'émission de LED pour différentes énergies de gap ref : Z. Toffano, « Optoélectronique, Composants photoniques et fibres optiques », Edition Ellipse, 2001, page 160

2.5 Rendements de la diode électroluminescente

Outre la longueur d'onde λ du rayonnement et sa largeur spectrale, un paramètre essentiel dans le fonctionnement de la DEL est son rendement de puissance η ou rendement global qui représente son efficacité énergétique.

Les photons générés au niveau de la jonction sont émis dans toutes les directions, mais seule une fraction peut émerger en dehors de la surface et peut donc être utile. On définit alors le rendement de puissance de la LED par :

$$\eta = \frac{\text{Puissance optique émise de la LED}}{\text{puissance électrique fournie à la LED}}$$

Le rendement global de la DEL est calculé à partir de ses différents rendements qui sont :

2.5.1 Le rendement quantique interne η_i

Il représente le taux de recombinaisons radiatives sur le taux global de recombinaisons (cf. chapitre 1) :

$$\eta_i = \frac{r_r}{r} = \frac{r_r}{r_r + r_{nr}} \quad \text{Soit} \quad \eta_i = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}}$$

Ce taux exprime l'efficacité de conversion des électrons en photons. Il peut atteindre 80 %, il est pratiquement supérieur à 10 % pour les matériaux à gap direct où la durée de vie non radiative τ_{nr} des porteurs minoritaires est très grande par rapport à leur durée de vie radiative τ_r .

Ce rendement permet de déterminer la puissance lumineuse interne P_{int} émise au niveau de la jonction :

$$P_{int} = \eta_i \cdot h\nu \cdot \frac{I_d}{q}$$

ν étant la fréquence de la radiation émise et I_d le courant d'injection

Exemple :

Soit une LED au GaAsP à émission dans le rouge avec $\lambda=670$ nm et un rendement quantique interne de 0.16.

Si le courant qui la traverse est de 20 mA, la puissance optique générée dans la zone active est :

$$P_{int} = \eta_i h\nu \cdot \frac{I_d}{q} = \eta_i \frac{I_d}{\lambda(\mu m)} \cdot 1.24 \approx 6 \text{ mW}$$

2.5.2 Le rendement optique η_o

Ce ne sont pas tous les photons créés à la jonction qui sortent de la diode. Une partie de ces photons qui atteint la surface du composant est réabsorbée par le matériau après réflexion à l'interface matériau-air (figure 10). Cette perte de photons est appelée perte de Fresnel.

Ainsi, le rendement optique η_o de la LED est défini comme le rapport du nombre de photons utiles, émis à l'extérieur de la diode, au nombre de photons créés à la jonction. Il est conditionné par l'indice de réfraction n du matériau semi-conducteur qui varie entre 3.4 et 3.6 pour la plus part des semi-conducteurs.

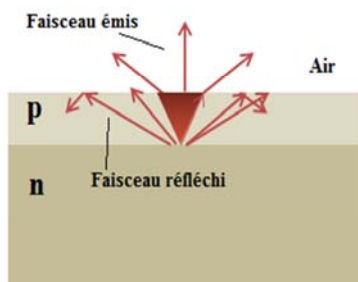


Figure 10 : Trajectoires des photons créés au niveau de la jonction.

Deux phénomènes limitent l'émission de photons à l'extérieur :

- la valeur élevée de l'indice de réfraction n , telle que pour l'incidence normale, le cas le plus favorable, il vaut :

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \approx 30\%$$

Soit seulement 70% du rayonnement est transmis vers l'extérieur du matériau.

➤ Ce taux de transmission peut être plus important pour des matériaux à indice de réfraction faible. C'est le cas des LED à émission aux faibles longueurs d'onde telle les LED bleu à base de GaN dont l'indice de réfraction est de 2.3 et le coefficient de transmission de 85%

➤ On peut améliorer la valeur de $T (= 1-R)$ en encapsulant la LED dans du plastique (résine époxy) d'indice $n_p = 1.5$, inférieur à celui du matériau semi-conducteur ; ainsi le taux de lumière transmise peut passer de 70 à 82%.

- L'existence d'un angle de réflexion totale relativement faible (figure 11). Cet angle est donné par la loi de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

Soit pour $n_1 = n$ (semi-conducteur) et $n_2 = 1$ (air), l'angle de réflexion totale θ_{rt} est donné par :

$$\sin \theta_{rt} = \frac{\sin(\pi/2)}{n} = \frac{1}{n}$$

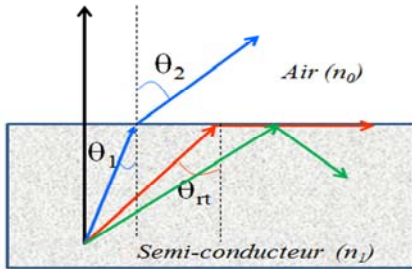


Figure 11 : Réflexion de la lumière à l'interface air-semi-conducteur.

Pour une valeur moyenne de l'indice $n = 3.5$, l'angle de réflexion totale vaut :

$$\sin \theta_{rt} = \frac{\sin(\pi/2)}{3.5} \Rightarrow \theta_{rt} = 16^\circ$$

Ainsi, tous les photons qui arrivent à la surface avec θ supérieur à $\theta_{rt} = 16^\circ$, sont totalement réfléchis dans le matériau.

De ce fait, le coefficient de transmission T varie de 70% à 0 lorsque θ varie de 0 à 16° .

Seuls les photons émis au niveau de la jonction, dans un cône sous-tendu par l'angle $\theta_{rt} = 16^\circ$ (figure 12), sortent de la diode.

L'angle solide couvrant l'espace étant :

$$\Omega_o = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin\theta d\theta = 4\pi$$

L'angle solide sous-tendu par θ_{rt} est :

$$\Omega_{rt} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_{rt}} \sin\theta d\theta = 2\pi(1 - \cos\theta_{rt})$$

Dans la mesure où θ_{rt} est petit :

$$\cos \theta_{rt} \approx 1 - \frac{1}{2} \theta_{rt}^2$$

On a alors :

$$\Omega_{rt} = \pi \theta_{rt}^2$$

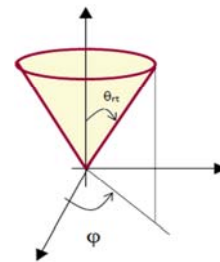


Figure 12 : Cône de lumière avec angle au sommet égal à θ_{rt} .

Sachant que le rayonnement est émis par la diode de façon isotrope, nous pouvons écrire le rendement optique de sortie sous la forme [réf : H. Mathieu, H. Fanet, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », Edition Dunod, Paris, 2009] :

$$\eta_o = \frac{\Omega_{it}}{\Omega_o} \bar{T} = \frac{2\pi(1 - \cos\theta_{it})}{4\pi} \cdot \bar{T} \approx \frac{\theta_{it}^2}{4} \cdot (1 - \bar{R})$$

Où \bar{T} et \bar{R} sont des valeurs moyennes des coefficients de transmission et réflexion, respectivement, pour les angles d'incidence compris entre 0 et θ_{it} .

➤ En supposant R constant et égal à sa valeur sous incidence normale, on peut écrire :

$$\eta_o = \frac{\theta_{it}^2}{4} \left(1 - \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}\right) \quad , \theta_{it} \text{ étant petit, on utilise l'approximation : } \sin(\theta_{it}) \approx \theta_{it} = 1/n$$

On obtient ainsi l'expression simplifiée du rendement optique :

$$\eta_o \approx \frac{1}{4n^2} \left(\frac{(n+1)^2 - (n-1)^2}{(n+1)^2} \right) = \frac{1}{4n^2} \cdot \frac{4n}{(n+1)^2} = \frac{1}{n \cdot (n+1)^2}$$

Pour $n = 3.5$, on obtient $\eta_o \approx 1.4 \%$

Le rendement est faible si on considère une géométrie simple. Pour une configuration qui n'est pas plane, qu'on obtient en plaçant, au-dessus de la LED, un hémisphère en plastique d'indice $n_p < n$, on diminue les réflexions et on augmente le rendement optique en réduisant la discontinuité d'indice entre le semi-conducteur et l'air.

Le matériau transparent représente un traitement antireflet et sert de lentille pour modifier le diagramme de rayonnement de la LED.

Exemple :

Le taux de lumière transmise par une diode électroluminescente au GaP d'indice $n=3.45$, couverte d'un matériau transparent d'indice $n_p=1,5$ est :

$$T = \frac{4nn_p}{(n+n_p)^2} = 84.48\%$$

Avec un taux de transmission à l'interface air- matériau transparent :

$$T = \frac{4n_p}{(1+n_p)^2} = 96\%$$

Qui est à l'origine d'une faible perte à cette interface.

Cette amélioration du taux de transmission permet un rendement optique de :

$$\eta_0 \approx \frac{1}{4} \left(\frac{n_p}{n} \right)^2 \cdot \frac{4nn_p}{(n+n_p)^2} \approx 4\%$$

De plus, on peut limiter les pertes d'interface air- matériau plastique en donnant à ce dernier une forme de dôme hémisphérique pour que le rayonnement sorte en incidence normale. Le rendement optique peut dans ce cas atteindre les 20% suivant la valeur de l'indice du matériau transparent.

2.5.3 Le rendement quantique externe η_e

Il est défini comme le rapport du nombre de photons émis par la diode au nombre d'électrons injectés dans la jonction.

En d'autres termes, le rendement quantique externe est donné par :

$$\eta_e = \eta_0 * \eta_i$$

Il peut atteindre 40-50 % à condition de jouer sur l'extraction lumineuse. La figure 13 suivante représente un exemple de LED à structure dite de pyramide inversée tronquée (TIP) LED.

Les rayons indiqués sur la figure montrent que les rayons lumineux entrant dans la base des pyramides peuvent échapper du semi-conducteur après avoir subi une ou plusieurs réflexions internes. La géométrie de la pointe permet de réduire la longueur moyenne du trajet du photon le cristal, et ainsi réduit l'effet des mécanismes de perte interne.

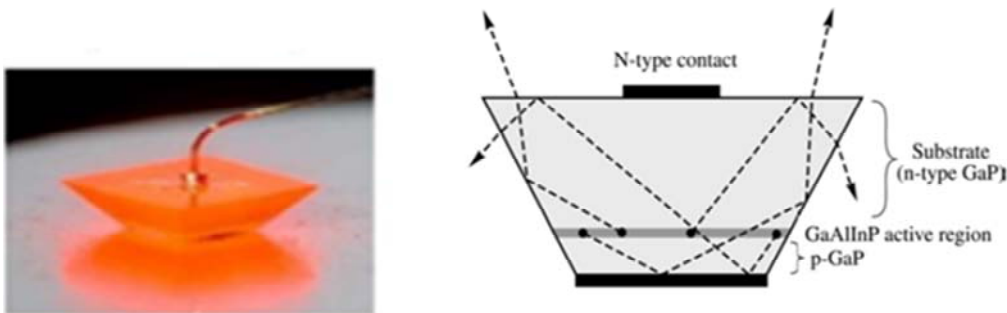


Figure 13 : Extraction de la lumière dans la LED à structure de pyramide inversée tronquée (TIP) LED, [Réf : [www.ecse.rpi.edu/~schubert/Light-Emitting-Diodes.../.](http://www.ecse.rpi.edu/~schubert/Light-Emitting-Diodes.../)].

2.5.4 Le rendement global η

Le rendement global est défini comme le rapport de la puissance lumineuse émise, à la puissance électrique absorbée :

$$\eta = \frac{W_{\text{opt.}}}{W_{\text{él.}}}$$

- Pour une lumière supposée monochromatique composée N_{ph} photons d'énergie $h\nu$, la puissance lumineuse émise est :

$$P_{\text{opt}}(\text{w}) = N_{\text{ph}} \cdot h\nu$$

- Et, la puissance électrique absorbée est donnée par le produit $V \cdot I$ où V est la tension appliquée à la diode et I le courant débité. I représente la quantité de charges qui traversent la jonction par seconde, soit :

$$I = N_{\text{el}} \cdot e$$

D'où:

$$W_{\text{el}} = N_{\text{el}} \cdot e \cdot V$$

Ce qui donne pour le rendement global :

$$\eta = \frac{N_{\text{ph}} \cdot h\nu}{N_{\text{e}} \cdot e \cdot V} = \eta_e \cdot \frac{h\nu}{eV}$$

L'intensité lumineuse émise par une LED dépend directement du courant qui la traverse. La caractéristique puissance émise-courant de polarisation représentée sur la figure 14 montre une croissance linéaire sans la présence d'un courant seuil.

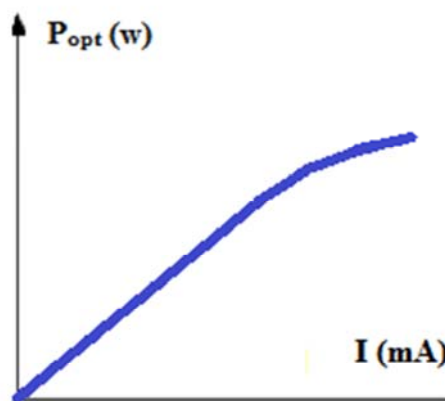


Figure 14 : Intensité lumineuse en fonction du courant dans la diode électroluminescente.

La puissance que peut dissiper une diode LED commune (ou utilisée en tant que témoin lumineux) est de l'ordre de 20 à 100 mW. Les puissances des diodes LED destinées aux applications d'éclairage de locaux ou des lieux publics sont de l'ordre du Watt.

La linéarité de la caractéristique de sortie de la LED permet la réponse de la diode, à une modulation en amplitude du courant, par une modulation de la puissance optique émise avec la même fréquence (figure 15).

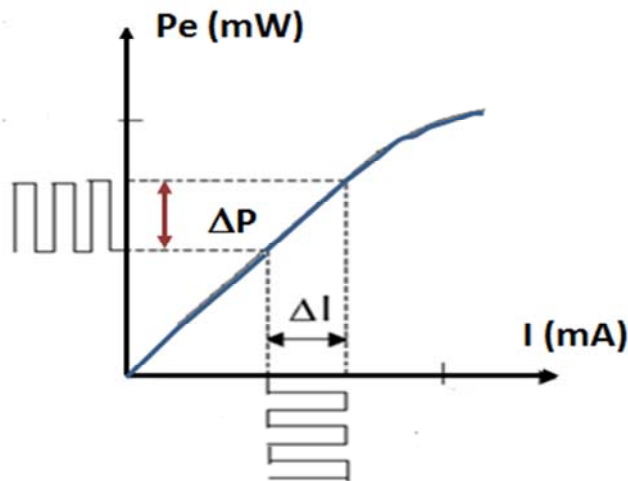


Figure 15 : Modulation en amplitude de la puissance lumineuse émise.

Cette modulation en amplitude de la puissance lumineuse permet de transmettre un signal en télécommunications optiques.

2.6 Brillance de la LED et distribution spatiale du rayonnement

- La brillance de la LED est définie comme la puissance émise par unité de surface émettrice et unité d'angle solide. Elle s'exprime en $W/(sr.m^2)$.
- La LED possède une surface émettrice plane. Elle n'émet de ce fait que dans un demi-plan, et de plus de manière non isotrope.
- La répartition de cette lumière émise est définie par le diagramme de rayonnement qui représente la répartition angulaire de l'intensité relative émise. Dans le cas de la LED sans optique, le diagramme de rayonnement est de type Lambertien, illustré sur la figure 16.
- La brillance est ainsi fonction de la direction d'émission par rapport à la normale à la surface active et s'écrit :

$$B(\alpha) = B_0 \cos \alpha$$

Avec B_0 la brillance dans la direction normale à la surface et α l'angle d'émission par rapport à cette direction.

Pour une surface émettrice S de la diode, le flux énergétique total émis par la LED est donné par :

$$\phi_t = S \int_{\Omega} B(\alpha) \cdot d\Omega \quad \text{avec} \quad d\Omega = 2\pi \sin \alpha \cdot d\alpha$$

Le flux émis par la diode dans tout le demi-plan s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \phi_t &= 2\pi S \int_0^{\pi/2} B_0 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha \\ &= 2\pi S B_0 \int_0^1 \sin \alpha d(\sin \alpha) \end{aligned}$$

Le flux énergétique total est donc :

$$\phi_t = \pi \cdot S \cdot B_0$$

Avec $S \cdot B_0 = I_0$ l'intensité énergétique émise qui s'exprime en W/sr.

L'ouverture angulaire à mi-intensité du diagramme de rayonnement dépend de la présence d'une lentille et de la forme hémisphérique ou parabolique de celle-ci (figure 17). Elle vaut typiquement 20° angle de rayonnement est également influencé par la manière dont le boîtier est construit. Dans le cas d'un petit angle de rayonnement, l'énergie lumineuse est ponctuellement plus importante.

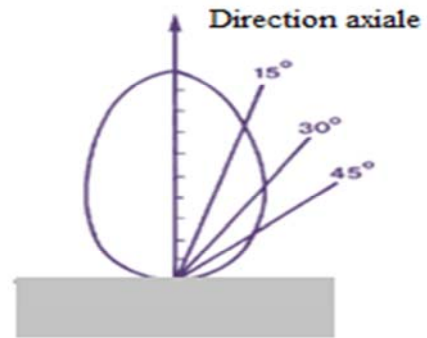


Figure 16 : Distribution spatiale du rayonnement émis par une LED.

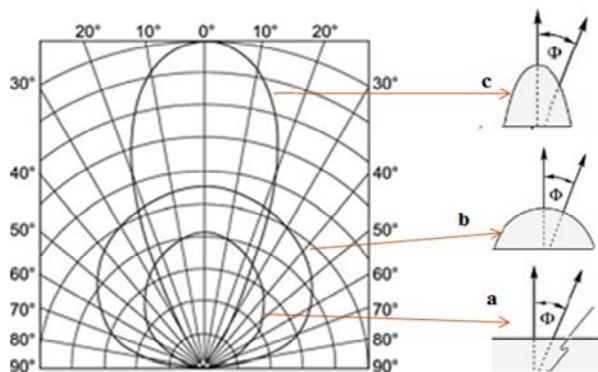


Figure 17 : Diagrammes de rayonnement de LED à : a - surface plane, b- en présence d'une lentille hémisphérique et c- en présence d'une lentille parabolique.

Rendement de couplage η_c

Ce rendement est calculé lorsque la LED est utilisée dans les télécommunications par fibre optique (figure 18). Il représente le rapport entre le nombre de photons transmis dans la fibre et le nombre de photons émis de la diode.

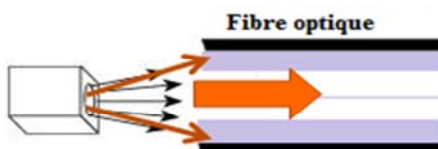


Figure 18 : Transmission de la lumière issue de la LED dans la fibre optique.

Seuls les faisceaux faisant un angle inférieur ou égal à θ_{max} peuvent se propager dans la fibre. La puissance lumineuse émise dans un angle solide $d\Omega$ étant égale à $I_0 \cos \theta \cdot d\Omega$, avec $d\Omega = 2\pi \sin \theta \cdot d\theta$. La puissance transmise à la fibre est alors donnée par :

$$P = 2\pi \int_0^{\theta_{max}} I_0 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot d\theta = \pi I_0 \sin^2 \theta_{max}$$

Or $\sin \theta_{max} = ON$, l'ouverture numérique de la fibre (cf. chapitre 3)

Pour $\theta_{max} = \frac{\pi}{2}$ on a $P_0 = \pi I_0$ la puissance totale émise par la diode. Le rendement de couplage s'écrit alors :

$$\eta_c = \frac{P}{P_0} = ON^2$$

Exemple :

Pour un angle maximum θ_{max} de 14° ; l'ouverture numérique de la fibre optique est :

$$ON = \sin \theta_{max} = 0.242$$

Le rendement de couplage est de :

$$\eta_c = ON^2 = 5.85\%$$

Pour améliorer le rendement de couplage, on utilise des LED à extraction par le côté (figure 19) qui émettent dans un champ relativement direct permettant le couplage avec une fibre à faible angle d'acceptation, ou bien on utilise les LED Buras à double hétérojonction GaAs/GaAlAs (figure 20) où la région GaAs (N) est attaquée chimiquement puis la fibre est introduite jusqu'à la zone active GaAlAs (N) et soudée à la LED à l'aide d'une résine.

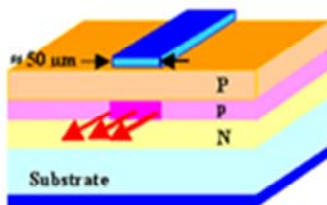


Figure 19 : LED à émission par le côté

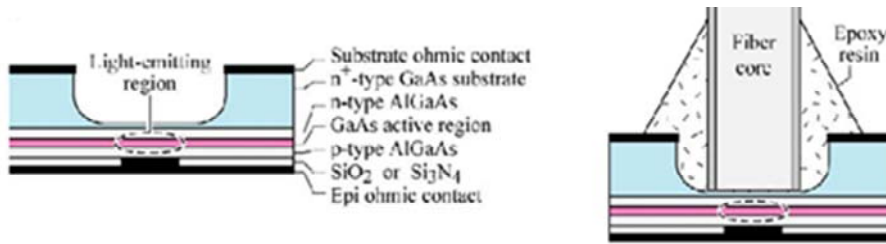


Figure 20 : LED Burus à double hétérojonction GaAs/GaAlAs, [Réf : <http://www.ecse.rpi.edu/~schubert/Light-Emitting-Diodes-dot-org/chap23/chap23.htm>].

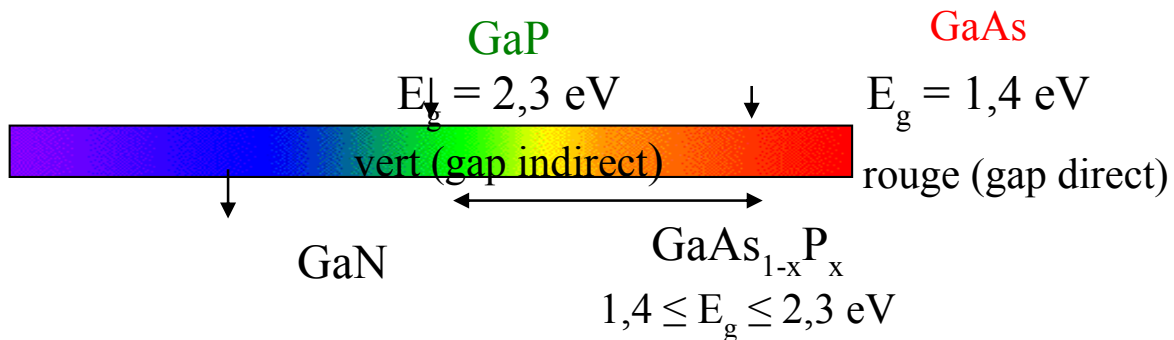
2.7 Les matériaux utilisés

Le choix de la couleur dépend de l'utilisation :

- Les LED de couleur visible sont utilisées pour la visualisation (éclairage, affichage, témoins, indicateurs lumineux, feux tricolores et les feux de signalisation) alors que,
 - Les LED IR sont utilisées dans les télécommandes, les barrières de comptage de personnes, dans certaines alarmes, pour certaines transmissions d'informations dans l'air et dans la transmission d'informations par fibre optique. Elles sont aussi utilisées sur les caméscopes permettant de "voir" la nuit

2.7.1 Emission dans le visible

L'œil humain n'étant sensible qu'aux lumières d'énergie supérieure ou égale à 1.4eV (λ inférieur à 0.8 μ m), les matériaux utilisés pour la fabrication de LED à émission dans le visible sont à énergie de gap ≥ 1.4 eV.



Ce sont des composés III-V, souvent à base de gallium, comme les alliages de type $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ ou $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ dont l'énergie de gap E_g est une fonction de la fraction x ; $E_g(x)$
 Dans le cas du $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, par exemple, on a (figure 21) :

- Une émission dans le rouge pour $x = 0.4 \Rightarrow \text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ (Te) (gap direct)
- Une émission dans le vert pour $x = 1 \Rightarrow \text{GaP}$ (N) (gap indirect).

- la structure des matériaux $GaAs_{1-x}P_x$ est à gap directes pour $x = 0 \Rightarrow 0.45$ et indirectes pour $x = 0.45 \Rightarrow 1$

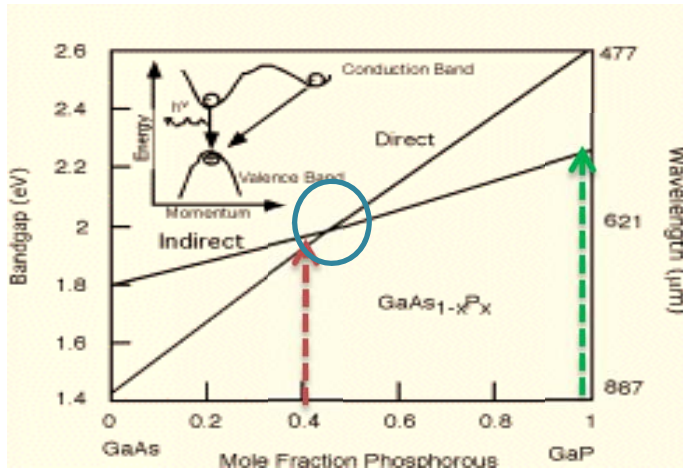


Figure 21 : Variation avec la fraction (x), de la valeur et du type de gap dans le GaAsP.

Pour l'émission dans le bleu les matériaux utilisés sont :

- Le SiC avec des dopages en Al(p) et N(n) ($E_g \approx 2.6 \text{ eV}$, $\lambda \approx 0.475 \mu\text{m}$), avec un rendement d'environ 0.001%, avec un spectre d'émission assez large du à des transitions indirectes.
- Le GaN ($E_g \approx 2.8 \text{ eV}$, $\lambda \approx 0.44 \mu\text{m}$) avec un rendement de 0.005%
- L'InGaN ($\lambda : 0.45 - 0.473 \mu\text{m}$)
- ❖ Ce n'est que dans les années 90 que les LED bleues furent commercialisées. Cela est du à la difficulté de produire du bleu avec un matériau semi-conducteur.
- ❖ Il est plus aisé de réaliser des LED avec un petit gap car un grand gap est plus difficile à maîtriser. Il n'est donc pas aussi aisé de produire une LED bleue qu'une LED rouge.

Le tableau ci-dessous présente quelques exemples de LED typiques de 5mm de diamètre, à émission dans le visible

Type	Couleur	Longueur d'onde (nm)	I _d max. (mA)	V _d typ. (V)	V _d max. (V)	V _{inv} max. (V)	Luminosité (mcd)
Standard	Rouge	660	30	1.7	2.1	5	5 à 10 mA
Standard	Rouge vif	625	30	2.0	2.5	5	80 à 10 mA
Standard	Jaune	590	30	2.1	2.5	5	32 à 10 mA
Standard	Vert	565	25	2.2	2.5	5	32 à 10 mA
Forte intensité	Bleu	430	30	4.5	5.5	5	60 à 20 mA
Super brillante	Rouge	660	30	1.85	2.5	5	500 à 20 mA
Faible courant	Rouge	625	30	1.7	2.0	5	5 à 2 mA

2.7.2 Emission dans l'infrarouge

Les LED à IR, qui sont d'importantes sources pour la communication par fibres optiques, sont réalisées suivant la même configuration que celle des LED pour le visible mais à partir de matériaux à gap direct, ayant une bande interdite inférieure à 1.5 eV, tels le GaAs pour $\lambda = 0.87 \mu\text{m}$ ou le $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ qui couvre la gamme allant de 1 à 1.7 μm en jouant sur les fractions x et y de l'indium et du phosphore, respectivement.

2.7.3 Emission dans l'ultraviolet

Pour les DEL émettant dans l'ultraviolet, les matériaux utilisés ont un gap plus grand. Un des matériaux utilisé est le GaN avec λ comprise entre 370 -390 nm

En outre, ce type de LED s'abime du fait du rayonnement UV. En effet, les ultraviolets attaquent la résine époxy et l'opacifie.

Les LED UV ont l'avantage de posséder un spectre très fin, ce qui leur permet de ne pas émettre d'infrarouges et de la chaleur.

Elles sont utilisées dans la constitution de détecteurs miniatures de faux billets, mais trouvent d'autres applications telles que détection de substances particulières réagissant aux UV (par fluorescence par exemple).

Les Diodes Electroluminescentes dans l'UV remplacent peu à peu les lampes traditionnelles en photochimie, biologie et dans les applications médicales.

2.7.4 Les LED blanches

En réalité il n'existe pas de LED "blanche" proprement dite. On peut les obtenir de plusieurs façons différentes :

Une des techniques consiste à réunir 3 LED (rouge, verte et bleu) ensemble (figure 22). La lumière résultante est blanche, son spectre couvre la gamme de longueurs d'onde comprises entre 400 et 700 nm. Les caractéristiques colorimétriques de la lumière produite sont fonction de la proportion relative de rayonnement des trois composantes.

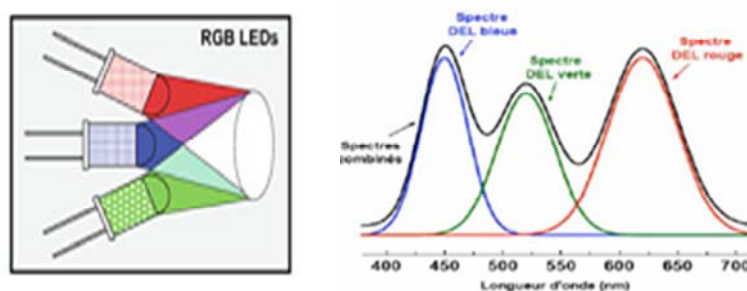


Figure 22 : LED blanche obtenue par l'association de LED rouge, verte et bleue

La seconde technologie appliquée à ce genre de LED est spéciale. Elle consiste à fabriquer la LED en utilisant un matériau électroluminescent émettant de courtes longueurs d'onde (généralement dans le bleu comme dans le cas d'hétérojonctions GaN/InGaN) en association avec un matériau phosphorescent qui absorbe une partie ou la totalité de la lumière émise par la LED et réémet une radiation de plus longue longueur d'onde (jaune) le tous donnant une lumière de couleur "blanche" (figure 23).

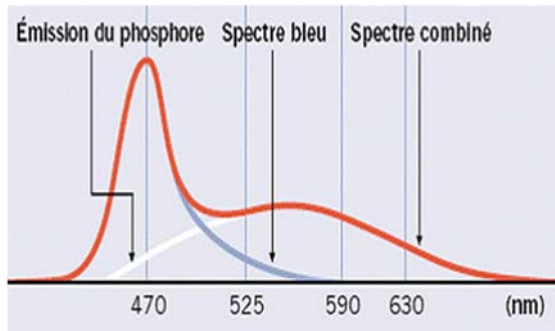


Figure 23 : Spectre d'émission de la LED blanche issue d'une LED bleue recouverte d'une couche de phosphore, [Réf : http://www.led-fr.net/couleur_blanche_led.htm]

2.8 Définition

❖ Le LASER est un procédé d'amplification de la lumière, défini en anglais par l'acronyme LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

L'amplification de la lumière par émission stimulée de photons produit une lumière qui est monochromatique, directionnelle, cohérente et de haute intensité.

❖ Différentes sortes de lasers existent. Ils comprennent tous trois éléments nécessaires qui sont : le milieu émetteur, l'excitation et l'amplification. Parmi ces lasers nous distinguons le laser à semi-conducteur ou la diode laser. La diode laser est un composant similaire à la diode électroluminescente, car elle est constituée d'une jonction p-n réalisée sur des matériaux à gap direct avec une région active où les porteurs injectés, par forte polarisation directe de la diode, se recombinent de façon radiative, produisant une lumière cohérente issue d'émissions stimulées de photons. Une telle diode laser s'appelle laser à homojonction, sa structure de base est représentée sur la figure 24. Son faisceau lumineux de sortie est latéral. Il est très directif et de fréquence très précise.

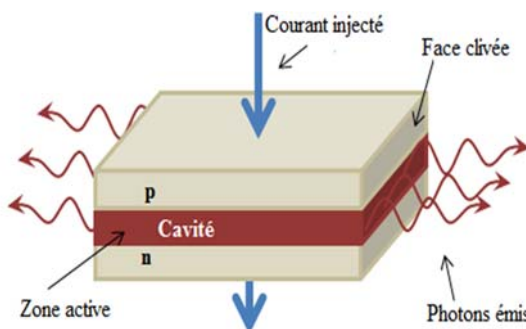


Figure 24 : Structure de base d'une diode laser.

❖ La région active de la diode, comprise entre les régions n et p, est quasi neutre. Elle est équivalente à une cavité optique résonnante (Fabry- Pérot cavité) qui consiste en un guide d'ondes délimité par deux faces clivées perpendiculairement au plan de la jonction qui forment deux miroirs semi-transparents de facteurs de réflexion R_1 et R_2 (figure 25), le clivage consistant à réaliser une cassure nette et parallèle à un plan réticulaire. Les autres côtés de la structure sont rugueux pour éviter des réflexions sur les autres faces de la structure.

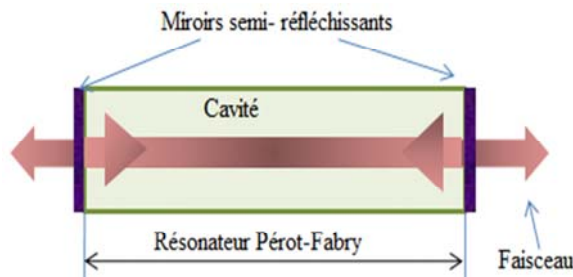


Figure 25 : Cavité optique de la diode laser.

-La longueur L de cette cavite resonante est un multiple entier de la demi-longueur d'onde des photons créés par émission stimulée pour que les ondes stationnaires qui peuvent se former pour certaines longueurs d'onde discrètes subissent des réflexions multiples par les miroirs et s'additionnent en phase pour former un signal de grande amplitude : La diode fonctionne alors comme un amplificateur.

$$L = m \frac{\lambda}{2} = m \frac{\lambda_0}{2n} \quad \text{Avec } m \text{ un entier égal à } 1, 2, 3, 4, \dots$$

Où $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ est la longueur d'onde de la radiation dans le vide.

- L'épaisseur d de la zone active est limitée par la longueur de diffusion des porteurs.

❖ Les dimensions types de la diode à homojonction sont :

L : longueur de la diode : 200 - 500 μm

l : largeur de la diode : 100 - 300 μm

d : épaisseur de zone active (au voisinage de la jonction) : 0.1 – 0.3 μm

❖ Les diodes lasers sont utilisées dans plusieurs domaines, particulièrement dans :

- Les télécommunications optiques.
- La lecture de CD, l'holographie et le stockage de l'information dans les disques optiques (CD ou DVD pour la musique comme pour l'informatique).
- La photocopie ou l'impression laser,
- les applications médicales et industrielles... (Lecteurs code barre).
- Les systèmes d'interconnexion optique par fibre ou en espace libre.

2.9 Matériaux utilisés pour les diodes laser

La longueur d'onde de la lumière émise d'une diode laser est directement liée au matériau de la région active, région où a lieu le maximum d'émissions stimulées. Elle est une fonction

de la largeur de la bande interdite et est déterminée par la concentration de dopants et la configuration de la zone active.

Ainsi, Les mêmes types de matériaux et alliages utilisés pour les LED sont aussi utilisés pour les diodes laser.

- Les premières diodes laser étaient réalisées à base d'homojonction GaAs en 1962 sans confinement latéral. Elles sont utilisées en régime pulsé à cause des fortes densités de courant d'injection qu'elles nécessitaient pour leur fonctionnement.
- Les diodes Laser actuelles sont à hétérojonctions et à base d'alliages ternaires (exemple : **GaAlAs**) et quaternaires (exemple : **GaInAsP**) et peuvent fonctionner en régimes continus et pulsés.

➤ Ainsi en variant la fraction x d'aluminium dans le mélange **Ga_{1-x}Al_xAs**, une jonction pn au **GaAlAs** peut émettre de 750 nm à 900 nm et couvrir entièrement la gamme de la première fenêtre optique (cf. chapitre fibres optiques) :

$$- \lambda = 850 \text{ nm} \Rightarrow \text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$$

➤ L'**InGaAsP** est principalement utilisé pour la fabrication de composants qui émettent vers 1300 nm et 1550 nm (deuxième et troisième fenêtre optique) :

$$- \lambda = 1310 \text{ nm} \Rightarrow \text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.58}\text{P}_{0.42}$$

$$- \lambda = 1550 \text{ nm} \Rightarrow \text{In}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}$$

$$- \lambda = 900 \text{ et } 1400 \text{ nm} : \text{diodes laser de pompe (pour les EDFA)}$$

➤ L'**InGaAlP** est utilisé pour les lasers à semi-conducteurs dans la plage visible à partir de 630 nm. Ces lasers sont adaptés pour la transmission de données avec des fibres plastiques synthétiques. Dans de nombreuses applications Ils remplacent le laser HeNe, par exemple pour les scanners de codes à barres.

2.10 Inversion de population dans les lasers à semi-conducteurs

Pour réaliser l'inversion de population dans un laser à semi-conducteur, on doit considérer une jonction PN où les régions p et n sont dégénérées.

À l'équilibre thermodynamique, le semi-conducteur est défini par ses concentrations de porteurs n_0 et p_0 , soit par un niveau de Fermi E_F qui correspond au plus haut niveau énergétique occupé par un électron à 0K.

Le niveau E_F permet de déterminer la probabilité $f(E)$ d'occupation d'un niveau énergétique E par un électron, suivant la statique de Fermi-Dirac :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{KT}}}$$

Avec K ; la constante de Boltzmann [$8,617 \times 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$] et T ; la température [K]

La probabilité d'occupation de l'énergie E par un trou étant égale à : $1-f(E)$.

Ainsi, le diagramme énergétique, à l'équilibre thermodynamique, d'une jonction PN fortement dopée, illustré sur la figure 26, montre que les niveaux de Fermi des régions n et p sont alignés. La bande de conduction et la bande de valence sont toutes deux au-dessus de E_F du côté p de la jonction et au-dessous de son côté n.

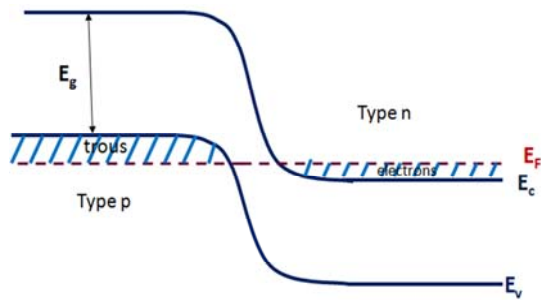


Figure 26 : Diagramme énergétique d'une jonction pn fortement dopée à l'équilibre thermodynamique

E_F dans la bande de conduction (n) et dans la bande de valence (p).

Cependant, si une excitation extérieure modifie les densités $n \neq n_0$ et $p \neq p_0$, E_F , qui est un paramètre d'équilibre n'est plus défini.

Ainsi, l'application d'une tension de polarisation directe entraîne l'injection d'électrons dans la partie n et de trous dans la partie p de la jonction (figure 27). Ceci va déplacer le niveau de Fermi de part et d'autre de la jonction. Le semi-conducteur est alors défini par deux pseudo-niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} caractérisant un régime de pseudo équilibre dans chacune des bandes d'énergie et donnant les densités et les distributions des porteurs. Les distributions sont alors données par :

$$f(E_v) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_v - E_{Fp}}{KT}}} \text{ et } f(E_c) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_c - E_{Fn}}{KT}}}$$

A l'équilibre on retrouve : $E_{Fn} = E_{Fp} = E_F$

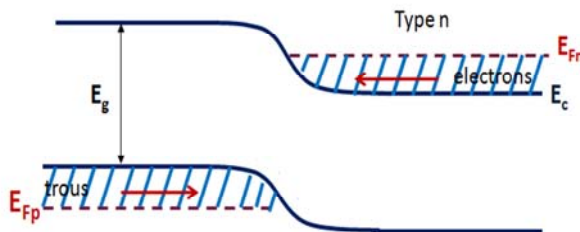


Figure 27 : Diagramme énergétique de la jonction PN dégénérée sous polarisation direct.

L'amplification de la lumière est obtenue par émissions stimulées. Dans un semi-conducteur, pour favoriser l'émission stimulée, par rapport à l'émission spontanée, il faut avoir

une région avec une forte concentration d'électrons dans la bande de conduction et une forte concentration en trous dans la bande de valence.

Cette situation représente une inversion de population qu'on peut obtenir par l'injection d'une forte densité de courant à travers la jonction.

Ainsi, si on augmente la tension de polarisation directe, l'injection de porteurs est suffisante pour obtenir une zone assez mince de largeur d , au voisinage de la jonction, avec une forte densité d'électrons dans la BC et de trous dans la BV, ce qui est la condition pour une inversion de population (figure 28). Cette zone est appelé "zone active", son épaisseur d correspond, environ, à la longueur de diffusion L_n des électrons injectés dans la région p.

Le courant injecté représente le mécanisme de pompage qui est nécessaire pour maintenir la condition d'inversion de population qui se traduit donc par l'existence d'une région avec un pseudo niveau de Fermi E_{Fn} dans la bande de conduction et un pseudo niveau E_{Fp} dans la bande de valence. Autrement dit, la condition d'inversion de populations est :

$$\Delta E_F = E_{fn} - E_{FP} > E_g$$

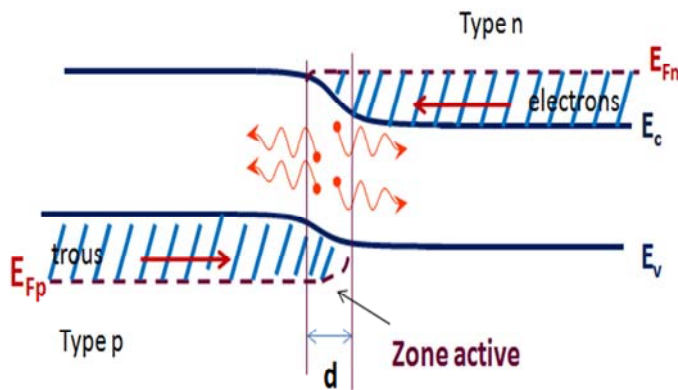


Figure 28: Création d'une zone active, avec inversion de population, par forte polarisation de la jonction dégénérée.

Ainsi, les recombinaisons radiatives vont pouvoir se produire entre les électrons injectés dans la bande de conduction et les trous créés dans la bande de valence de cette région. Elles donneront lieu à des photons émis dont l'énergie est comprise dans l'intervalle :

$$E_g \leq h\nu \leq \Delta E_F$$

2.11 L'amplification de la lumière

Dans un premier temps le processus d'émission spontanée va prédominer. Les premiers photons créés dans la zone active sont obtenus par émissions spontanées. Ensuite les ondes qui se propagent vers les faces miroirs vont être amplifiées par stimulation d'autres photons.

Dès que la lumière induite dépasse la lumière absorbée dans le milieu amplificateur (absorption par porteurs libres (effet Auger) et par défauts dans le matériau), l'oscillation laser commence.

Si on désigne par $\alpha_p(\lambda)$ le coefficient d'absorption par porteurs libres, qui est de l'ordre de 100 cm^{-1} , et par $g(\lambda)$ le gain de la cavité par émission stimulée, pour que le laser oscille et l'émission laser apparaisse il faut que le gain compense les pertes par absorption et que le coefficient net d'absorption $A(\lambda) = [g(\lambda) - \alpha_p(\lambda)]$ soit positif.

Sachant que l'intensité de l'onde électromagnétique I est proportionnelle au module du champ au carré $\|E\|^2$ et si on exprime le champ électrique de l'onde dans la cavité par :

$$E(x, t) = E_0 e^{j(\omega t - kx)} \cdot e^{(g - \alpha_p) \frac{x}{2}}$$

Avec $k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$ et $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$

La condition d'émission laser s'obtient en écrivant les conditions de résonance :

- Le gain sur un aller-retour, dans la cavité (de A vers B puis de B vers C \equiv A) doit être supérieur aux pertes (figure 29).
- Le déphasage sur un aller-retour doit être un multiple de 2π .

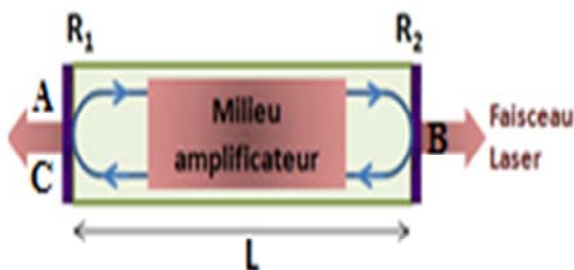


Figure 29: milieu amplificateur avec miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2 .

On doit donc avoir :

$$E(o, t) = r_1 r_2 \cdot E(2L, T)$$

Soit :

$$E_0 e^{j\omega t} = r_1 r_2 \cdot E_0 e^{j(\omega t - 2kL)} e^{(g - \alpha_p)L}$$

Avec $|r_1|^2 = R_1$ et $|r_2|^2 = R_2$

On a $L = m \frac{\lambda_0}{2n}$ donc : $2kL = 2m\pi e^{-j2kL} = 1$

Par conséquence on obtient pour l'intensité de lumière :

$$1 = (|r_1|^2 \cdot |r_2|^2) \cdot e^{2(g-\alpha_p)L} \quad \text{Ou bien :}$$

$$1 = R_1 R_2 \cdot e^{2(g-\alpha_p)L}$$

Ce qui constitue la condition d'oscillation pour que le gain compense les pertes par absorption interne α_p et les pertes par transmission des miroirs R_1 et R_2 .

On obtient la condition de gain :

$$g_s(\lambda) = \alpha_p(\lambda) + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$$

g_s est le gain seuil de la cavité. C'est le gain minimal que la région active doit fournir pour que l'effet laser se produise. Il est déterminé par la géométrie et les caractéristiques de la cavité. L'expression montre, par exemple, que lorsque la longueur de la cavité décroît, ce gain seuil augmente.

Lorsque le gain est supérieur à g_s , la cavité est en oscillation :

- la moindre émission stimulée présente une augmentation brutale du signal lumineux émis par la diode
- Il apparaît une certaine directivité de l'émission dans la direction de la plus grande longueur du milieu amplificateur
- La cavité sélectionne un certain nombre de modes de résonance définis par $2nL = m\lambda$.

On dit que la diode est super radiante.

Ainsi, selon la densité de porteurs injectés, donc l'intensité du courant de polarisation de la diode, les mécanismes de recombinaison des paires électron-trou dominants changent, il est donc possible de définir trois régimes de fonctionnement :

1. A faible niveau d'injection, l'émission spontanée domine l'émission stimulée. La diode laser fonctionne comme une diode électroluminescente (LED).
2. Lorsque le niveau d'injection augmente, l'émission stimulée domine l'émission spontanée, mais les pertes de la cavité sont supérieures au gain du milieu. La diode laser opère comme un amplificateur optique ou une diode super luminescente.
3. A fort niveau d'injection, l'émission stimulée domine l'émission spontanée et le gain du milieu est supérieur aux pertes de la cavité. La diode entre en régime d'oscillations laser.

Exemple :

Pour $\alpha_p = 10 \text{ cm}^{-1}$, une surface avec un coefficient de réflexion de 30% et l'autre totalement réfléchissante, déterminer le gain seuil d'une diode laser au GaAs de $300 \mu\text{m}$ de longueur.

Réponse :

$$g_s(\lambda) = \alpha_p(\lambda) + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad \text{Donc : } g_s = 10 + \frac{1}{2 \times 300 \cdot 10^{-4}} \ln\left(\frac{1}{1 \times 0.3}\right)$$

Soit, le gain seuil est de :

$$g_s \approx 50 \text{ cm}^{-1}$$

Le nombre de photons créés par seconde dans la zone active est proportionnel au courant injecté. L'effet laser s'établit lorsque le gain est supérieur aux pertes, c'est-à-dire lorsque le nombre d'électrons injectés est supérieur à un certain seuil. La valeur de g_s correspond donc à un courant seuil j_s au-dessous duquel l'effet laser n'apparaît pas.

Dans la diode laser à homojonction, le courant seuil j_s est assez élevé. Il est de l'ordre de $3 \cdot 10^4$ à $5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ à 300K pour le GaAs. Cette valeur élevée impose un fonctionnement en régime pulsé à cause des problèmes thermiques.

2.12 Le laser à double hétérojonction

La réduction du courant seuil à des valeurs permettant l'utilisation de la diode laser en continu à 300K sans risque de détérioration est possible avec des structures à simple ou double hétérojonction (voir figure 30).

Dans ces dispositifs, une couche de matériau à faible largeur de bande interdite est prise en sandwich entre deux couches de bande interdite élevée. Une paire de matériaux couramment utilisés est l'arséniure de gallium (GaAs), l'arséniure de gallium et aluminium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$). Chacune des jonctions entre les différents matériaux à bande interdite est appelée une hétérostructure, d'où le nom de "laser à double hétérostructure" ou laser DH. .

Une structure de type GaAlAs(p)/GaAs(p)/GaAlAs(n) autorise la réduction du volume de la zone active qui est parfaitement définie grâce au puits de potentiel provenant de la discontinuité des énergies de gap.

Une telle structure apporte une double propriété de confinement :

- Confinement des porteurs : barrières de potentiel (n) GaAlAs et (p) GaAlAs; couche active: GaAs (de l'ordre de $0,1 \text{ mm}$: réduction de j_s).

- Confinement optique : indice de GaAs > indice des barrières, donc la structure se comporte comme un guide d'ondes.

Elle augmente ainsi l'efficacité du pompage permettant une inversion de population pour des faibles valeurs du courant injecté.

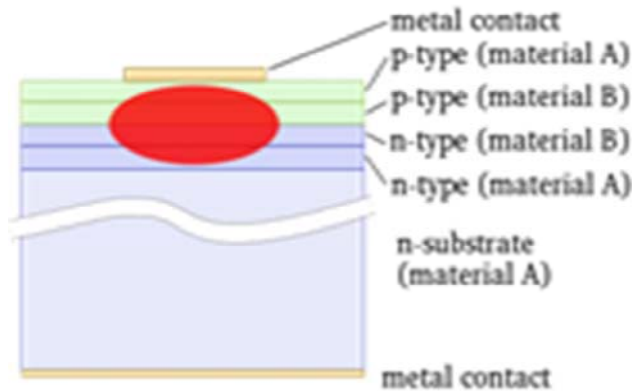


Figure 30 : structure d'une diode laser à double hétérojonction ; [réf : http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_diode]

L'évolution de la largeur du faisceau émis et du courant de seuil de l'émission laser, avec le passage de la simple structure à la structure à double hétérojonction est représentée sur les figures 31 et 32 suivantes.

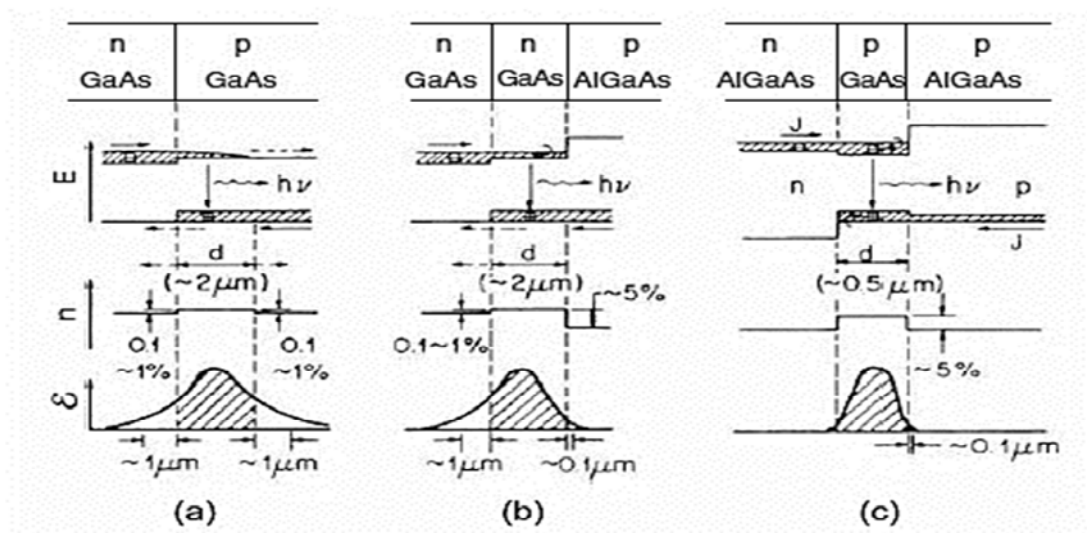


Figure 31 : Structures lasers : à homojonction, simple hétérojonction et à double hétérojonction. Ref.: A. GHATAK, K. Thyagaraja, « Introduction to fiber optics », Cambridge University press, Page 682.

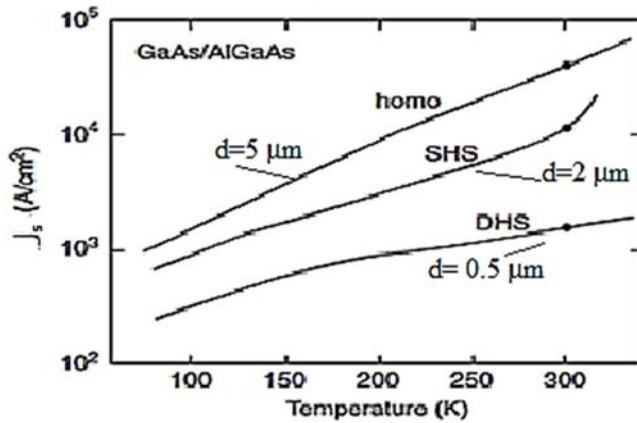


Figure 32 : Evolution du courant de seuil de l'émission laser, avec la température, pour les trois types de structures laser à cavité Fabry Pérot

On remarque que :

- L'épaisseur de la zone active passe de 5 μm pour la simple structure 2 μm pour la simple hétérojonction puis à 0.5 μm pour la double hétérojonction et par conséquent la largeur spectrale du rayonnement devient plus faible.
- Pour une température de fonctionnement égale à 300 K, le courant de seuil décroît de 5 10⁴ A/cm² à 10⁴ A/cm² puis 10³ A/cm².

Les confinements électronique et optique se font ainsi dans la direction perpendiculaire à la jonction. Pour augmenter la densité de courant et donc diminuer le courant de seuil et par la suite la dissipation du composant, un confinement dans la direction parallèle à la jonction est introduit aux structures lasers. Ainsi on obtient un confinement longitudinal et transverse du faisceau lumineux.

Le confinement latéral se fait par guidage. Deux types de guidage existent :

- le guidage par le gain (figure 33-a) :

Dans ce cas le courant électronique est confiné dans une région définie par des zones environnantes passivées par bombardement protonique.

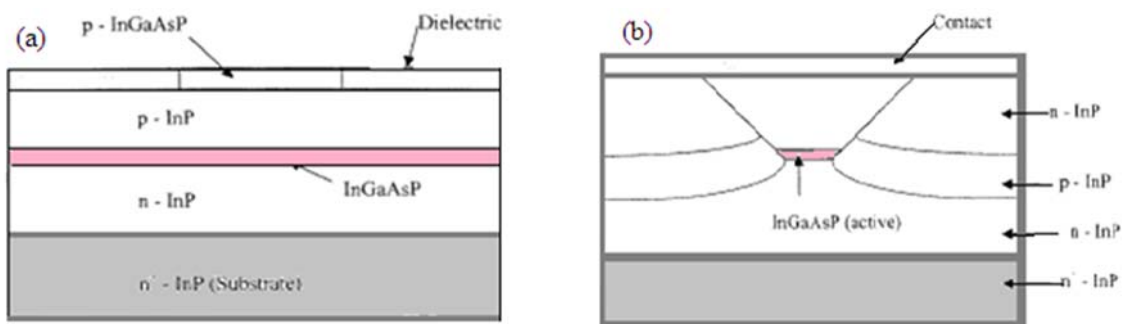


Figure 33 : Structures lasers à cavité Fabry-Pérot à guidage : (a) par le gain et (b) par l'indice. Ref: A. GHATAK, K. Thyagaraja, « Introduction to fiber optics », Cambridge university press, Page 224.

- Le guidage par l'indice (figure 33-b) :

Le courant électrique est confiné latéralement par des jonctions bloquantes alors que le faisceau optique est confiné par la différence d'indice de réfraction.

Un autre type de diode laser existe, c'est celui des diodes lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL : *vertical-cavity surface emitting laser*), à 1300 et 1550 nm. Les VCSEL offrent de nombreux avantages par rapport aux diodes laser émettant par la tranche, notamment :

- Une divergence du faisceau laser émis faible ; Dans ces diodes le faisceau de sortie est vertical, la réflexion se fait par des miroirs de Bragg et le confinement est à la fois électronique et optique
- Un coût de fabrication potentiellement plus faible avec possibilité de réalisation de nombreuses diodes sur un même substrat.
- Une connexion plus simple avec les fibres optiques

➤ En fonction de la structure de la diode laser, le gain au seuil s'exprime par :

$$g_s(\lambda) = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_p(\lambda) + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right]$$

Γ est le facteur de confinement des porteurs. Il varie de 0.2 pour les structures normales à 0.01 pour les structures à puits quantiques.

Les couches de confinement permettent d'optimiser l'utilisation du courant dans la diode et d'augmenter le rendement.

2.13 Les caractéristiques de la diode laser

Il existe de nombreuses caractéristiques de fonctionnement des diodes laser qui sont d'une importance primordiale dans son application en tant que source de signal dans une liaison par fibres optiques. Ces caractéristiques sont :

2.13.1 La caractéristique puissance-courant

Elle représente la variation de la puissance émise par la diode laser en fonction de son courant de polarisation. Cette caractéristique dépend fortement du courant de seuil qui correspond au seuil de l'émission laser et de la température de fonctionnement du composant.

- Lorsqu'un faible courant lui est appliqué, l'émission stimulée ainsi que les recombinaisons Auger sont négligeables, une diode laser émet de la même manière qu'une LED. La puissance rayonnement émis est proportionnelle au courant de polarisation. L'inversion de population n'a encore pas lieu (figure 34).

- Lorsque le courant qui traverse la jonction devient supérieur au courant seuil, l'inversion de population a lieu. Les photons émis vont générer des photons cohérents qui vont atteindre les faces clivées du laser en se multipliant par émissions stimulées.
- Les courants seuils typiques varient de 1 à 20 - 25 mA et les puissances émises sont de l'ordre de 15 à 25 mW pour un courant de 100 mA
- En régime laser la caractéristique $\Phi(I)$ est quasiment droite
- A fort courant, la courbe s'éloigne de la droite à cause de l'échauffement du composant.

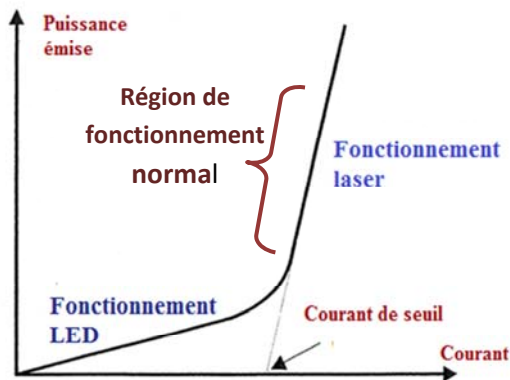


Figure 34 : Caractéristique puissance-courant de la diode laser.

2.13.1.1 Rendement quantique différentiel externe de la diode

Le rendement différentiel de la diode laser représente la pente de la caractéristique $\Phi(I)$, dans la région de fonctionnement normal. C'est le rapport entre la puissance optique émise et la puissance électrique absorbée $\frac{\Delta\Phi(W)}{\Delta I(A)}$. Il est de l'ordre de 100 à 200 mW/A.

Le rendement quantique différentiel externe est déduit de ce rendement différentiel. Il est donné par :

$$\eta_{diff} = 2 \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta I} \cdot \frac{e}{h\nu} = \frac{2}{Eg(eV)} \cdot \frac{\Delta\Phi(W)}{\Delta I(A)}$$

- ❖ Il est de l'ordre de 60%
- ❖ Le facteur 2 résulte de l'existence de deux faces émettrices.

Les puissances typiques pour les diodes fibrés sont à seulement quelques mW. La puissance ne peut être totalement couplée dans la fibre. Avec les fibres monomodes l'efficacité de couplage typique est d'environ 50%.

2.13.1.2 Influence de la température

Le courant de seuil augmente rapidement avec la température. A même puissance lumineuse, la puissance électrique dissipée dans le laser augmente. Ce décalage du courant de seuil est dû à la dépendance à la température de la concentration de porteurs dans la couche active et également à la possibilité d'augmentation des processus de recombinaisons non radiatives.

➤ le courant seuil varie, avec la température, suivant la loi :

$$I_s(T) = I_{so} \cdot \text{Exp} \frac{T}{T_0}$$

Où T_0 est la température caractéristique de la diode. Sa valeur varie de 120 à 230 K Pour les diodes laser à base de GaAlAs et de 60 à 80 K pour les lasers à base de GaInAsP. I_{so} est le courant de seuil caractéristique.

- L'expression montre que la réaction de la diode laser aux changements de température est d'autant plus importante que la température caractéristique T_0 est faible.
- Pour une bonne fiabilité avec conservation d'une puissance lumineuse optimale, il est nécessaire de réguler en température la diode.

Exemple :

Une diode laser au GaAlAs a un coefficient de température de $T_0 = 160$ K. Lorsqu'elle est utilisée à 20°C la densité de courant de seuil est de 2200 A/cm^2 . Quelle est la nouvelle valeur de la densité de courant de seuil si sa température passe à 80°C

Réponse :

Nous avons :

$$J_s(T_1) = J_{so} \cdot \text{Exp} \frac{T_1}{T_0} \quad \text{et} \quad J_s(T_2) = J_{so} \cdot \text{Exp} \frac{T_2}{T_0}$$

Ce qui donne :

$$J_s(T_2) = J_s(T_1) \cdot \text{Exp} \frac{(T_2 - T_1)}{T_0}$$

Ainsi à 80° , la densité de courant de seuil passe à :

$$J_s(80^\circ) \approx 3200\text{ A/cm}^2$$

2.13.2 Distribution spatiale du rayonnement de la diode laser

La zone active du laser, limitée par L , l et d , joue le rôle d'un guide de lumière de surface émettrice $S = d.l$ de forme rectangulaire. Le faisceau lumineux à sa sortie, appelée champ proche présente une tache de surface S . Ce dernier se dirige dans une direction unique avec une certaine divergence. Son ouverture est limitée par le phénomène de diffraction au niveau de la fenêtre de sortie (\approx fente) associé à la faible épaisseur de la zone active ($\lambda \approx 1 \mu\text{m} \approx d \approx l$). Par conséquent, dans une certaine distance de la zone émettrice (champ lointain), le faisceau apparaîtra comme une tache elliptique (figure 35). Elle est représentée par deux angles d'ouverture :

$$\theta_{//} : \text{dans le plan de la zone active} : \theta_{//} = \frac{\lambda}{l} \approx 6 \text{ à } 10^\circ$$

$$\theta_{\perp} : \text{dans le plan perpendiculaire à la zone active} : \theta_{\perp} = \frac{\lambda}{d} \approx 35 \text{ à } 60^\circ$$

La répartition de l'intensité émise en fonction des dimensions de la cavité est quasi gaussienne.

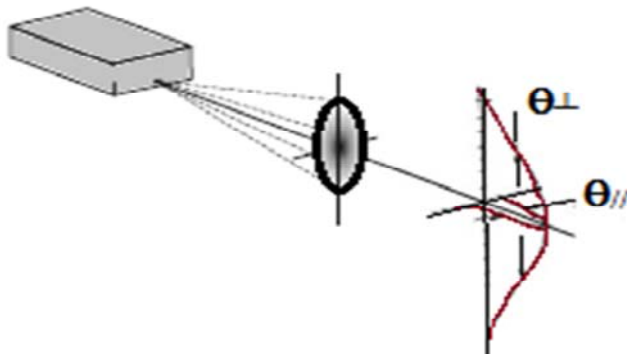


Figure 35 Diagramme de rayonnement de la diode laser. Ref: M. Grundmann, « *The physics of semiconductors, an introduction including nanophysics and applications* », Springer, Verlag, Berlin Heidelberg 2010, ISSN 1868-4513, ISBN 978-3-642-13884-3

2.13.3 Distribution spectrale du rayonnement

Pour chaque cavité résonnante, seules les ondes retrouvant leur phase après un aller et retour dans la cavité sont susceptibles d'être amplifiées. Cette condition est à l'origine d'un spectre optique, des cavités Fabry-Pérot et VCSEL, composé d'un ensemble de raies spectrales individuelles avec un espacement régulier $\Delta\lambda$ appelées aussi modes longitudinaux (figure 36). La largeur spectrale de chaque raie dépend de nombreux facteurs, en particulier de la puissance de la diode laser. Ces raies sont comprises à l'intérieur d'une enveloppe plus large appelée courbe de gain.

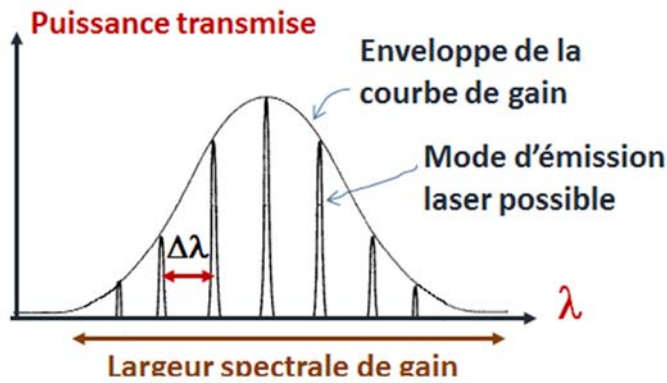


Figure 36 : Spectre d'émission d'une diode laser.

Le spectre d'émission de la diode laser est conditionné par le gain de la cavité, donc par le courant de seuil. La répartition des modes varie avec le courant de polarisation et présente un décalage vers les longueurs d'onde les plus élevées quand le courant augmente.

Ainsi, comme le montre la figure 37, lorsque :

- a- $I < I_s$: on obtient un spectre continu à forme parabolique avec $\Delta\lambda \approx 20$ nm. Avec une puissance optique émise proportionnelle au taux de recombinaisons spontanées.
- b- $I \approx I_s$: l'Intensité lumineuse croît rapidement faisant apparaître une série de modes séparés de quelques Å
- c- $I > I_s$: La cavité résonne sur plusieurs modes avec concentration de la lumière sur le mode principal. Les modes sélectionnés sont définis par $2nL = m\lambda$

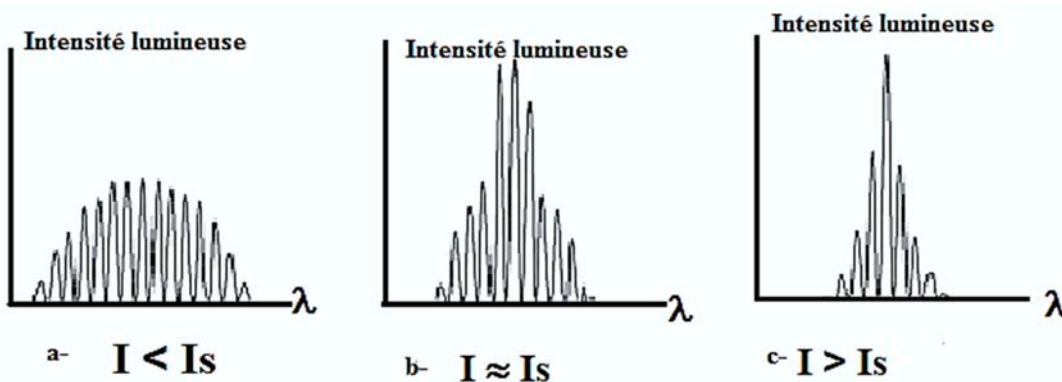


Figure 37 : Evolution du spectre d'émission d'une diode laser avec le courant de polarisation.

La cavité donne un spectre en forme de peigne constitué d'une raie principale entourée de raies satellites (figure 38).

Les modes sélectionnés étant définis par $2nL = m\lambda$, l'intervalle entre deux modes successifs est alors :

$$dm = -2nL \frac{d\lambda}{\lambda^2} + 2L \frac{dn}{\lambda} = -2nL \frac{d\lambda}{\lambda^2} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right) = -1$$

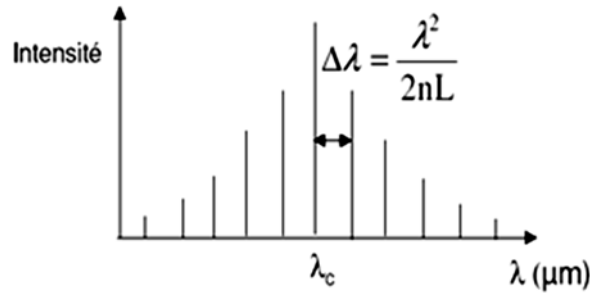


Figure 38 : spectre de raies d'émission de la diode laser

La distance intermodale est alors donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \frac{1}{\left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}\right)} \approx \frac{\lambda^2}{2nL}$$

Et, la longueur d'onde de la raie centrale est donnée par l'énergie de gap du matériau de la couche active.

Exemple :

Pour $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$, $n = 3.6$ on obtient : $\Delta\lambda = 0.35 \text{ nm}$

Tandis que pour $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, l'intervalle devient de : $\Delta\lambda = 0.78 \text{ nm}$

Dans certaines conditions la largeur de raie peut n'autoriser qu'un seul mode à $I = I_s$, l'émission de la diode est alors monomode.

➤ on distingue alors deux types de diodes lasers :

Les diodes lasers multimodes : plusieurs modes d'oscillation. Moins coûteuses.

Les diodes lasers monomodes : un seul mode d'oscillation. Plus performantes mais aussi plus coûteuses.

Plusieurs applications de diodes lasers nécessitent l'émission de la lumière sur un seul mode spatial, ce qui implique des dimensions transverses réduites de la zone active. Ceci se traduit par la condition de guidage monomode latéral sur l'épaisseur de la zone active suivante :

$$d < \frac{\lambda_0}{2\sqrt{n_a^2 - n_c^2}}$$

Avec n_a l'indice de réfraction de la zone active et n_c celui de la zone, de confinement, adjacentes.

Comme la largeur de la zone active est différente de son épaisseur, la cavité peut être monomode sur un axe et multimode sur le second.

Chapitre 3 : LES FIBRES OPTIQUES

3.1 Définition

La fibre optique est un guide d'onde cylindrique dans lequel, la lumière convenablement injectée à une extrémité, reste confinée au cours de sa propagation durant une transmission sur de longues distances (jusqu'à des milliers de kilomètres). Elle permet la transmission d'une grande quantité d'informations avec de très forts débits par codage du signal lumineux en variant son intensité.

Les longueurs d'ondes utilisées dans les communications à l'aide de ces fibres optiques sont du domaine de l'infrarouge, elles sont comprises entre 800 et 1600 nm.

La fibre optique, illustrée sur la figure 1, est formée de deux milieux transparents : le cœur, cylindrique, d'indice n_c constant ou variable, entouré par la gaine, d'indice n_g plus petit. L'ensemble est entouré d'un premier revêtement de 250 μm qui assure une protection mécanique de la fibre. Un second revêtement est appliqué directement sur le revêtement primaire pour renforcer la protection de la fibre pendant sa manipulation.

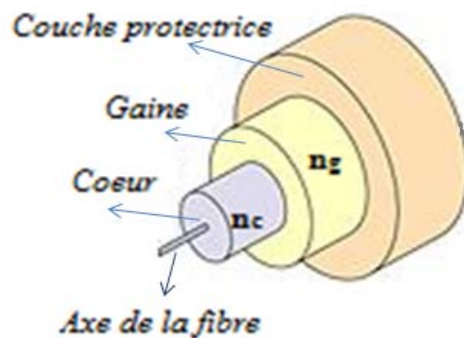


Figure 1 : Eléments constituant la fibre optique

Le cœur et la gaine sont des matériaux transparents. Les matériaux les plus utilisés sont la silice et le verre. Dans certaines applications (circuits optiques à films minces) on emploie d'autres matériaux comme :

- le verre dopé,
- les matières plastiques,
- les substances organiques
- les cristaux optiques

Typiquement, pour une fibre de silice l'indice de réfraction de la région de cœur est de l'ordre de 1.48 et celui de la gaine est de l'ordre de 1.46.

Le diamètre du cœur et de la gaine varient selon le type d'utilisation. Le diamètre de cœur d'une FO (2a) varie habituellement de quelques microns à quelques dizaines de μm . Son diamètre de gaine (2b) est de 100 à 200 μm .

La fibre nue est mécaniquement très fragile et sujette aux attaques chimiques ; c'est pourquoi elle reçoit normalement un premier revêtement en plastique puis un second revêtement qui vient renforcer la protection de la fibre pendant son maniement.

Un câble à fibres optiques peut contenir une, deux ou plusieurs fibres optiques avec leurs revêtements. Plusieurs techniques de câblage existent.

3.2 Le profil d'indice de réfraction

L'allure de l'indice de réfraction n_c du cœur joue un rôle important dans la propagation de la lumière dans la fibre. On distingue trois types de profils d'indice de réfraction n_c (figure 2) :

- ❖ La fibre monomode à saut d'indice (a)
- ❖ La fibre multimodale à saut d'indice (b)
- ❖ La fibre multimodale à gradient d'indice ©

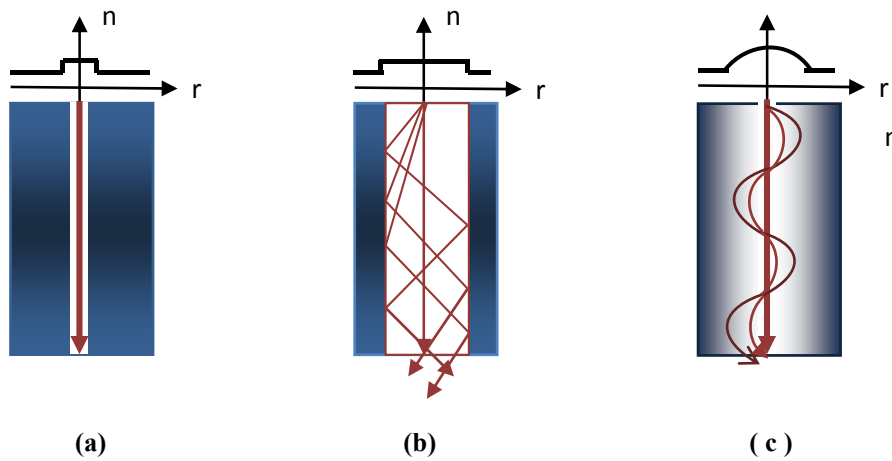


Figure 2 : Fibre optique ; monomode à saut d'indice (a), multimodale à saut d'indice (b), multimodale à gradient d'indice (c).

3.2.1 La fibre optique multimodale à saut d'indice

L'indice de réfraction varie brusquement quand on passe du matériau de cœur ($0 < r \leq a$) à celui de la gaine ($a < r \leq b$) (figure 3-a). Le guidage de la lumière se fait selon des trajets différents suivant l'angle de réfraction, suite à des réflexions successives sur la rupture d'indice (figure 3-b). Les rayons peuvent donc arriver au bout de la fibre à des instants différents, d'où une certaine dispersion du signal.

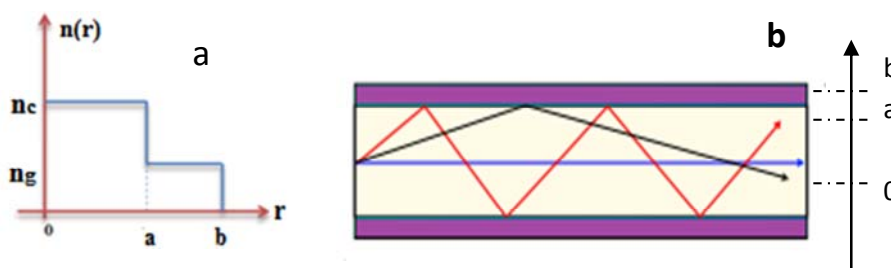


Figure 3 : Fibre optique à saut d'indice ; (a)- profil d'indice, b- propagation de la lumière.

3.2.2 La fibre optique multimodale à gradient d'indice

L'indice de réfraction diminue progressivement du centre du cœur jusqu'à l'interface avec la gaine, l'indice de réfraction de la gaine étant constant (figure 4-a). Un exemple de ce type de profil est le profil parabolique.

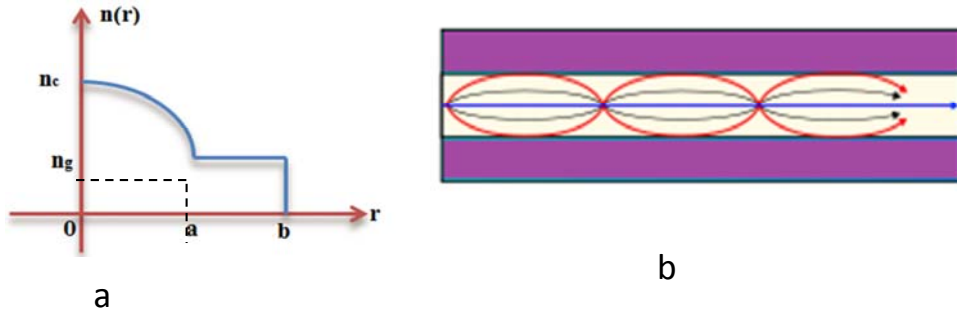


Figure 4 : Fibre à gradient d'indice ; (a)- profil d'indice, b- propagation de la lumière.

La propagation des rayons lumineux se fait en trajectoires sinueuses (figure 4-b).

3.2.3 La fibre optique monomode

Elle présente une variation brusque de l'indice de réfraction quand on passe de la région de cœur à celle de la gaine (figure 5-a).

De plus la région de cœur est très étroite et ne permet la propagation que du mode axial (figure 4-b).

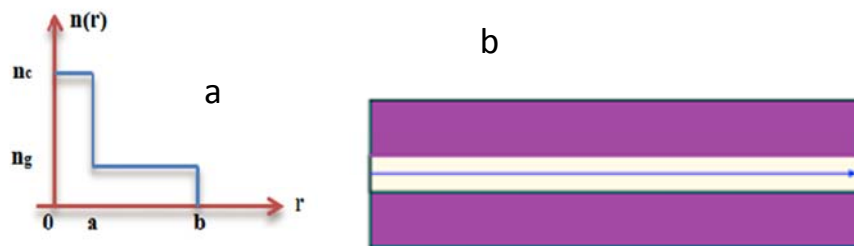


Figure 5 : Fibre optique monomode ; (a)- profil d'indice, b- propagation de la lumière

Remarque :

Pour des dimensions du cœur du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, l'étude des fibres optiques se fait à partir des équations de Maxwell et de la théorie des guides d'ondes. Cependant, pour des rayonnements de λ courtes ($<1.6\mu\text{m}$) il est souvent commode d'employer le concept de rayon lumineux et l'optique géométrique.

3.2.4 Dimensions

Les fibres optiques multimodales sont caractérisées par une région de cœur assez importante. Les valeurs typiques du diamètre du cœur ($2a$) sont 50 à 100 μm pour des diamètres de gaine ($2b$) de 125 à 250 μm (figure 6-a).



Figure 6 : Dimensions de fibres optiques multimodale (a) et monomode (b).

Cependant, La fibre monomode a un diamètre de cœur plus petit par rapport au diamètre de la gaine. Il est typiquement de 5 à 10 μm pour un diamètre de la région de gaine de 125 μm .

3.3 Les fibres optiques à saut d'indice

L'indice de réfraction de la région du cœur (n_c), dans une fibre optique, est généralement de l'ordre de 1.4 à 1.5, il est légèrement supérieur à celui de la gaine (n_g). L'écart relatif Δ donné par :

$$\Delta = \frac{(n_c - n_g)}{n_c}$$

est alors de l'ordre de 0.001 à 0.01, ce qui permet d'écrire :

$$n_c = n_g(1 + \Delta) \quad \text{ou} \quad n_g = n_c(1 - \Delta)$$

3.3.1 Ouverture numérique

Ce facteur dépend de n_c et n_g , il se définit comme la mesure d'un cône de lumière (figure 7) qu'une fibre optique peut accepter pour donner une réflexion totale des ondes.

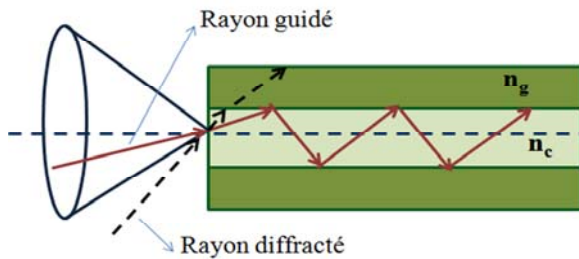


Figure 7 : Cône d'acceptance représentant l'ouverture numérique de la fibre optique.

Injectons à l'intérieur de la fibre optique un rayon lumineux avec un angle θ_0 , l'onde transmise dans le cœur de la fibre optique va faire un angle θ_1 avec la normale au plan de séparation des deux milieux cœur/gaine (figure 8):

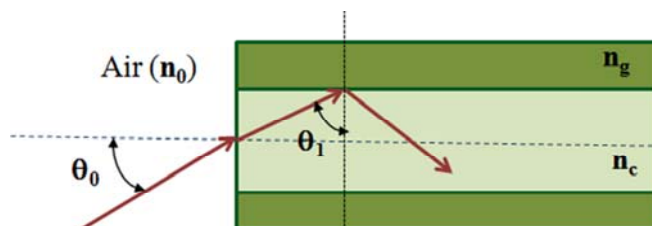


Figure 8 : Réfraction du faisceau lumineux à l'interface cœur/gaine.

L'onde subit une réflexion dans la région de cœur avec un angle θ_1 et une réfraction dans la gaine avec un angle θ_2 . Suivant la loi de Snell-Descartes:

$$n_c \sin \theta_1 = n_g \sin \theta_2$$

Comme l'indice de réfraction de la région de cœur n_c est supérieur à n_g , l'angle θ_1 est alors inférieur à θ_2 :

- il existe un angle $\theta_1 = \theta_c$ pour lequel $\theta_2 = \pi/2$
- θ_c est appelé angle critique : angle pour lequel le rayon est réfracté parallèlement à la gaine.

On a alors :

$n_c \sin \theta_c = n_g \sin \frac{\pi}{2}$, ce qui donne pour θ_c la valeur :

$$\theta_c = \text{arc sin} \left(\frac{n_g}{n_c} \right)$$

Ainsi :

$\Rightarrow \theta_1 > \theta_c$: l'onde est totalement réfléchi à l'interface cœur/gaine et se propage dans la fibre optique

$\Rightarrow \theta_1 < \theta_c$: l'onde se perd dans la région de gaine de la fibre optique

Ce qui correspond à la condition de guidage de l'onde dans la région de cœur suivante :

$$\theta_1 \geq \arcsin\left(\frac{n_g}{n_c}\right)$$

Les ondes guidées dans la région de cœur viennent de l'extérieur ($n_0 = 1$), l'angle d'incidence du rayon externe est alors lié à θ_c par :

$$n_0 \sin \theta_{max} = n_c \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right)$$

θ_{max} est l'angle d'acceptance ou angle maximum du faisceau externe qui peut se propager dans la fibre (figure 9).

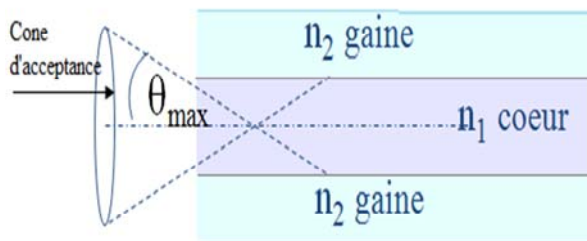


Figure 9 : Angle d'acceptance de la fibre optique.

L'ouverture numérique ON est alors donnée par : $ON = \sin \theta_{max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$

On peut aussi la mettre sous la forme : $ON = \sin \theta_{max} = n_c \sqrt{2\Delta}$

L'angle $\theta_l = (\pi/2 - \theta_c)$ est appelé angle de propagation.

Les fibres optiques ont une ouverture numérique qui peut varier de 0.16 à 0.66 et peut se situer même en dehors de ces limites.

- Du point de vue couplage, plus ON est grande, plus l'énergie introduite dans la fibre est importante (moins de pertes).
- Cependant, ceci peut mener à une grande dispersion de l'onde.
- Une petite ON ne permet l'injection que d'un faisceau issu d'une source de lumière très directive telle une diode laser.

Exemple :

Pour une fibre optique avec un cœur de silice $n_c = 1.458$ et une gaine en verre dopé $n_g = 1.451$ les différentes grandeurs définies ont les valeurs suivantes:

$$\Delta = 0.0048 \quad N = 0.14$$

$$\theta_{\max} = 8.2^\circ,$$

soit pour $\theta > 8.2^\circ$, il y a perte de rayonnement dans la gaine

$$\theta_1 = 5.6^\circ$$

3.3.2 Propagation de l'onde dans la fibre optique

Une onde optique guidée par des réflexions totales internes successives peut être représentées par des faisceaux de rayons appelés modes

On distingue:

3.3.2.1 La fibre optique monomode à saut d'indice

Où la région de cœur est très étroite (le diamètre du cœur est de quelques micromètres) et ne permet la propagation que du mode axial (central). La fibre est monomode si, entre le rayon du cœur et la longueur d'onde de propagation, existe la relation :

$$v = \frac{2. \pi. a. ON}{\lambda_0} < 2.404$$

Ou bien :

$$v = \frac{2. \pi. a. \sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{\lambda_0} < 2.404$$

Où v représente la fréquence normalisée et λ_0 la longueur d'onde de la radiation dans le vide.

Remarque :

Une fibre optique peut être monomode pour une λ et multimodale pour une autre.

3.3.2.2 Les fibres optiques multimodales

La dimension du cœur joue un rôle très important dans la propagation de la lumière dans la fibre optique. S'il est de quelque microns la lumière va s'y propager selon un seul mode, on

parle alors de fibre monomodale. Si par contre il est plus important, il permet la propagation de plusieurs modes.

Chaque rayon lumineux qui se propage dans la fibre optique avec un angle différent correspond à un mode différent.

L'étude des conditions de propagation à partir des équations de Maxwell montre qu'un seul nombre limite de types d'ondes est susceptible de s'y propager. Il correspond aux modes de propagation.

Lorsque le nombre de modes est important il est approché par la relation :

$$N_{modes} \approx 0.5 \left(\frac{2. \pi. a. ON}{\lambda_0} \right)^2$$

Exemple :

Considérons une fibre optique avec un cœur d'indice de réfraction $n_c = 1.5$, un écart relatif $\Delta = 0.003$ et une ouverture numérique $ON = 0.116$, dans le cas d'une onde monochromatique de $\lambda_0 = 850$ nm et observons ses modes de propagation :

La fibre optique est monomode si elle présente un rayon de cœur :

$$a < \frac{2.404. \lambda_0}{2. \pi. ON} = 2.8 \mu m$$

Elle devient multimode pour $a > 2.8 \mu m$:

$$a = 15 \mu m \Rightarrow \sim 82 \text{ modes}$$

$$a = 45 \mu m \Rightarrow \sim 745 \text{ modes}$$

3.3.2.3 La longueur d'onde de coupure

La longueur d'onde de coupure (λ_c) est celle au-dessus de laquelle une fibre optique, caractérisée par son ouverture numérique et sa dimension de cœur, devient monomode. Elle est déduite des relations précédentes et s'exprime par:

$$\lambda_c = \frac{2. \pi. a. ON}{2.404}$$

En dessous de cette valeur (λ_c) le mode fondamental perd de l'énergie au profit des modes d'ordre supérieur.

Remarque :

Les fibres optiques standards des télécommunications ont une longueur d'onde de coupure de 1100 nm, elles sont monomodes pour les longueurs d'onde des télécommunications.

Exemple :

Pour les longueurs d'onde utilisées en télécommunication on a des fibres optiques monomodes pour des rayons de cœurs suivants :

$$\begin{aligned} \lambda = 850 \text{ nm} & \Rightarrow a < 2.67 \text{ } \mu\text{m} \\ \lambda = 1300 \text{ nm} & \Rightarrow a < 4.08 \text{ } \mu\text{m} \\ \lambda = 1550 \text{ nm} & \Rightarrow a < 4.85 \text{ } \mu\text{m} \end{aligned}$$

3.4 Les fibres optiques à gradient d'indice

La fibre optique à gradient d'indice (figure 10-a) permet de réduire les pertes qui peuvent survenir par pénétration des rayons dans la région de gaine :

- La variation graduelle de l'indice de réfraction du cœur mène à un changement moins brusque de la direction de propagation des rayons (figure 10-b).

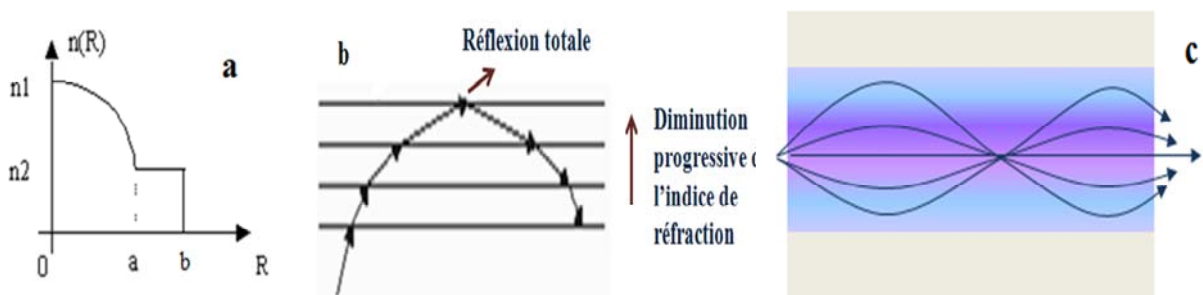


Figure 10 : Gradient d'indice (a), propagation des rayons dans la fibre à gradient d'indice (b), égalisation des chemins optiques

- Le gradient d'indice modifie aussi la vitesse de propagation ($v = \frac{c}{n}$) ; Les faisceaux les plus éloignés de l'axe de la fibre sont les plus rapides.

Il en résulte une égalisation des chemins optiques (figure 10-c).

Dans le cas de fibres optiques à gradient d'indice, la variation de l'indice de réfraction est exprimée par :

$$n_c(R) = n_c(0) \cdot \sqrt{1 - \Delta \cdot \left(\frac{2R}{d}\right)^\alpha}$$

Où :- R est la distance par rapport à l'axe de la fibre et d le diamètre du cœur ($d = 2a$),

$$\Delta = \frac{n_c(0) - n_g}{n_c(0)},$$

- et α est le paramètre du profil d'indice tel que ce profil est linéaire pour $\alpha = 1$ et parabolique pour $\alpha = 2$ lorsque la valeur de α tend vers l'infini, on retrouve le profil de la fibre à saut d'indice (figure 11).

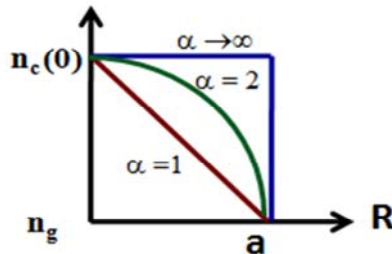


Figure 11: Profil d'indice pour différentes valeurs de α .

Elle est prise en considération dans les expressions des différentes caractéristiques de la fibre optique. Ainsi :

❖ L'ouverture numérique est la même que celle d'une fibre à saut d'indice, pour les rayons qui pénètrent juste au milieu de la fibre. Cependant pour les autres rayons, elle s'exprime par :

$$ON(R) = ON(0) \cdot \sqrt{1 - \Delta \cdot \left(\frac{2R}{d}\right)^\alpha}$$

❖ Le nombre de modes qui se propagent dans la fibre à gradient d'indice est donné par :

$$N_{modes} \approx 0.5 \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot a \cdot ON}{\lambda_0} \right)^2 \cdot \frac{\alpha}{\alpha + 2}$$

Exemple :

- Pour une fréquence réduite égale à 10, si le profil de l'indice est parabolique ($\alpha = 2$) la fibre optique soutiendra environ 25 modes.

- Elle supportera 50 modes pour la même fréquence optique si le profil est à saut d'indice ($\alpha \rightarrow \infty$).
- Pour $\alpha = 2$, le nombre de modes N_{modes} est réduit à la moitié de celui obtenu pour une fibre à saut d'indice de même rayon et même ouverture numérique.

3.5 Les problèmes de transmission

La liaison par fibre optique permet la transmission de données numériques codées en binaire par deux états logiques 0 et 1. Le signal injecté dans la fibre est alors composé d'impulsions qui doivent être récupérées à l'autre extrémité de la chaîne de transmission. Or, dans une fibre optique réelle on constate que toute l'énergie lumineuse entrante n'est pas entièrement récupérée en sortie (figure 12). Il y a des problèmes de dispersion et d'atténuation qui causent cette perte d'énergie et cet élargissement de l'impulsion pouvant mener jusqu'à la déformation de l'information.

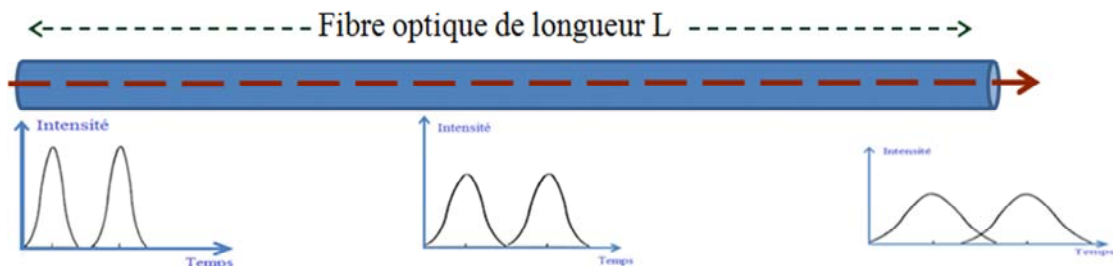


Figure 12 : Atténuation et étalement du signal lors de sa propagation dans la fibre optique.

On rencontre, en général, trois types de problèmes :

- i. Les causes d'affaiblissement dans la fibre par absorption et diffusion.
- ii. Les pertes liées aux défauts de connections.
- iii. Les problèmes de bandes passantes liés aux différentes dispersions du signal optique.

3.5.1 L'Affaiblissement

L'atténuation caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation de la lumière dans la fibre optique. Elle est due principalement aux pertes intrinsèques dans le matériau de cœur et aux micro-courbures présentes à l'interface cœur/gaine. Parmi ces causes des pertes on distingue :

3.5.1.1 Les pertes intrinsèques à la fibre

❖ La diffusion Rayleigh

C'est la diffusion de la lumière sur les molécules du matériau (la silice), due à des variations locales de l'indice de réfraction créées par des changements de densité ou de composition apparus au moment de la solidification du matériau (figure 13). La partie de la lumière qui revient à la source (environ 0.0001%) est appelé rétrodiffusion. La lumière qui se propage est plus faible après cette diffusion optique.

Les pertes qui en résultent sont proportionnelles à λ^{-4} , elles s'expriment par :

$$A_R = C \lambda^{-4} \text{ (dB/Km)}$$

Avec $C = 1.2 \text{ dB/Km} \cdot \mu\text{m}^4$, par exemple, on a :

- $A_R = 6 \text{ dB/Km}$, pour $\lambda = 0.67 \mu\text{m}$
- $A_R = 2.3 \text{ dB/Km}$, pour $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$
- $A_R = 0.2 \text{ dB/Km}$, pour $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$

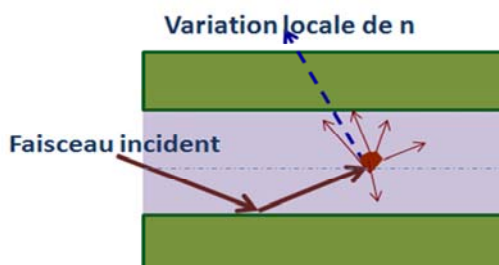


Figure 13 : Diffusion du faisceau lumineux suite à la variation locale de l'indice de réfraction.

Ainsi la diffusion Rayleigh réduit les performances dans le domaine des courtes longueurs d'onde et limite les communications optiques à l'infrarouge.

❖ L'absorption

L'absorption de la lumière, par le matériau du cœur de la fibre optique, a lieu lorsqu'elle est en présence d'impuretés métalliques telles que le fer (Fe), le nickel (Ni), le chrome (Cr) et le cuivre (Cu) ainsi que les ions OH^- qui proviennent des molécules d'eau.

Pour une fibre optique de silice l'atténuation par absorption, illustrée sur la figure 14, peut être de 1 à 10 dB/km pour le visible.

Les fibres en silice connaissent un minimum d'atténuation pour l'infrarouge, vers 1550 nm (environ 0.2 dB/km). Cette longueur d'onde du proche infrarouge sera donc privilégiée pour les communications optiques.

De plus, c'est justement l'atténuation due à la présence des radicaux OH (observé autour de 1240 et 1385 nm) qui a guidé au choix des longueurs d'onde actuellement utilisées pour les télécommunications.

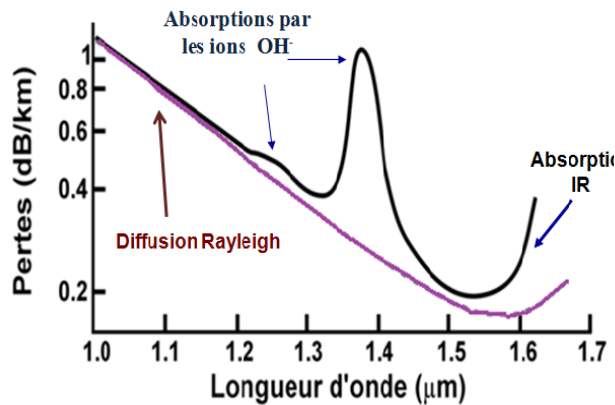


Figure 14 : Pertes de propagation en fonction de la longueur d'onde.

Ainsi les trois premières fenêtres utilisées en télécommunication sont autour de :

- 850 nm, pour la première fenêtre qui est adaptée aux composants photorécepteurs réalisés en silicium qui présente une meilleure sensibilité pour ces longueurs d'onde.
- 1300 nm, pour la seconde fenêtre qui présente un minimum d'atténuation et, comme nous le verrons plus loin, un minimum de dispersion modale pour les fibres de silice,
- 1550 nm, pour la troisième fenêtre qui présente une atténuation minimale (0.2 dB/km) pour les fibres de silices, ainsi que
- 1650 nm pour la quatrième fenêtre.

3.5.1.2 Les pertes dues aux diffusions à l'interface cœur/gaine

Elles sont dues aux défauts de fabrication et se produisent lorsque l'interface cœur/gaine est irrégulière et présente des inhomogénéités.

Elles se présentent sous forme de :

- ✓ conversion de modes.
- ✓ diffusion des rayons vers la source ou la gaine.

3.5.1.3 L'atténuation provoquée par les courbures et les micro-courbures

La fibre ne peut pas dans une application réelle être, sauf exception, exempte de courbures. De ce fait, le risque pour un rayon lumineux de ne plus satisfaire la condition de réflexion totale est inévitable. Ainsi, comme le montre la figure. Une forte courbure de la fibre peut causer une perte dans la gaine par réfraction. Ceci s'explique par une conversion du rayon incident sur l'interface cœur/gaine en un mode de fuite avec un angle d'incidence inférieur à l'angle critique θ_c , comme le montre la figure 15.

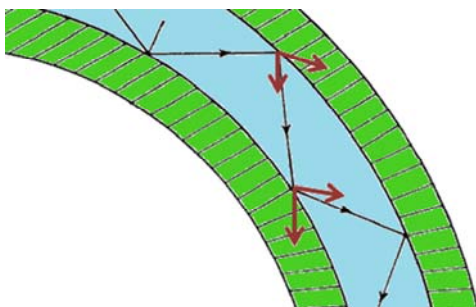


Figure 15 : Conversion de rayons incidents en modes de fuite provoquée par la courbure de la fibre optique.

L'atténuation provoquée dépend du rayon du cœur et du rayon de courbure R . Elle est négligeable lorsque son rayon est grand devant un rayon critique R_c donné par les formules empiriques suivantes :

- Pour une fibre multimodale :

$$R_c = \frac{20}{(n_c - n_g)^{\frac{3}{2}}} \cdot \lambda \left(2.75 - \frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{-3}$$

- Pour une fibre monomode :

$$R_c = \frac{2 \cdot a \cdot n_c^2}{ON^2}$$

Remarque :

- Une forte différence d'indices permet à la fibre optique d'être moins sensible aux courbures
- Quand R n'est pas très proche de R_c , la perte transitoire à l'entrée de la courbure dans une fibre multimodale vaut :

$$A_c(dB) = 10 \cdot \log \left(\frac{R}{R - R_c} \right)$$

Par ailleurs, la micro-courbure est due à une déformation locale de l'axe de la fibre et elle peut causer le même type de pertes que la courbure de la fibre optique.

3.5.1.4 L'atténuation linéique

Soient P_0 et P_L les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur L , comme illustré sur la figure 16.

L'ensemble des pertes que subit le rayonnement par sa propagation dans la fibre est estimé par le coefficient d'atténuation linéique α qui dépend de la nature du matériau de cœur et de la longueur d'onde de la lumière.



Figure 16 : Puissance à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur L .

L'atténuation linéique se traduit alors par une décroissance exponentielle de la puissance en fonction de la longueur de la fibre. La puissance à la sortie de la fibre est alors donnée par :

$$P_L = P_0 \cdot e^{-\alpha L}$$

Et, l'affaiblissement se chiffre par :

$$A = \frac{1}{L} \cdot 10 \cdot \log\left(\frac{P_0}{P_L}\right)$$

Ou bien :

$$A(\text{dB/km}) = 4.34 \times 10^3 \alpha(\text{m}^{-1})$$

Remarque :

La puissance en dBm représente la puissance par rapport à 1mW, soit :

$$P(\text{dBm}) = 10 \cdot \log\left(\frac{P}{1 \text{ mW}}\right)$$

Une puissance de 20 mW, par exemple, correspond à 13.01 dBm

3.5.2 Les pertes liées aux défauts de connexions

Les défauts de connexion représentent l'une des sources les plus importantes des pertes d'une ligne de transmission par fibres optiques. Seule la lumière qui est couplée dans le cœur de la fibre de réception se propage, tout le reste de la lumière est perdu par connexion ou épissure.

Deux méthodes sont utilisées pour raccorder deux fibres optiques entre elles :

- par épissure (fusion) ; c'est un raccord définitif par soudure à l'arc électrique ou par l'utilisation de colle spéciale.
- par connecteur, pour les raccords démontables utilisant des pièces mécaniques.

Ces deux types de raccord ainsi que les raccordements entre la fibre et les équipements d'émission et de réception du signal optique entraînent des pertes provoquées par un certain nombre de facteurs. On peut citer, entre autre (figure 17) :

- Une Séparation longitudinale (a)
- Un décalage axial (b)
- Un désalignement angulaire (c)

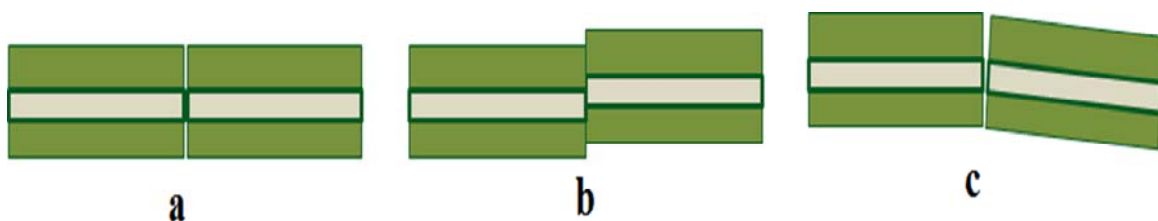


Figure 17 : Types de défauts de connexion entre deux fibres.

Ces pertes sont minimales lorsque les deux cœurs de fibres sont identiques et parfaitement alignés, les connexions ou épissures sont bien finies et aucune impureté n'est présente à l'interface.

Les Connecteurs utilisent un certain nombre de techniques de polissage pour assurer un contact physique de la fibre qui permet de réduire au maximum la réflexion. Sur les épissures mécaniques, il est possible de réduire la rétro-réflexion à l'aide d'un clivage non-perpendiculaire.

La finition de l'extrémité de la fibre doit être convenablement polie pour minimiser les pertes. Une surface rugueuse va diffuser la lumière et de l'impureté peut se disperser et absorber la lumière.

3.5.3 Les dispersions du signal

L'autre paramètre qui perturbe la propagation d'un signal lumineux dans une fibre optique est sa dispersion.

Elle se traduit par l'étalement temporel des impulsions lumineuses constituant le signal (figure 18), lors de sa propagation dans la fibre. Ceci a pour effet d'introduire des distorsions dans le signal transmis en bout de ligne. La dispersion est estimée en ns/km. C'est elle qui limite la bande passante de la fibre optique. De plus elle entraîne une diminution de l'amplitude de l'impulsion (conservation de l'énergie lumineuse transportée).

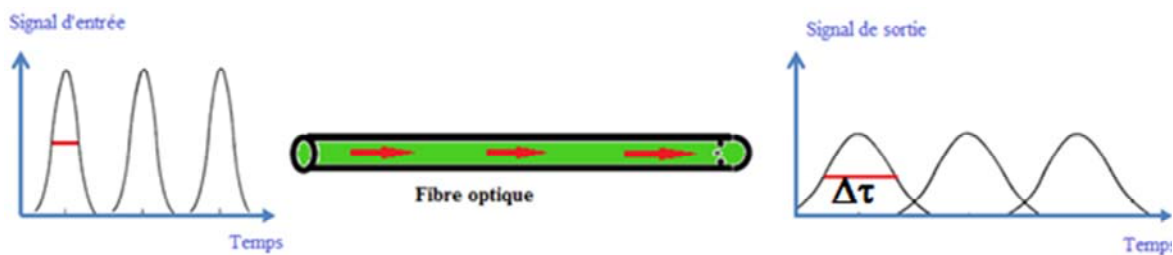


Figure 18 : Evolution du signal optique après propagation dans une fibre optique.

La dispersion du signal a des causes multiples. Les plus importantes sont :

3.5.3.1 La dispersion modale

Lorsque plusieurs modes se propagent dans la fibre optique, ils sont à vitesses différentes même si le rayonnement est monochromatique. Ceci donne naissance à une dispersion entre les modes et entraîne un élargissement dans le temps et une déformation de l'impulsion comme le montre la figure 18 ci-dessus. Cette déformation peut entraîner un chevauchement des impulsions à la sortie de la fibre et rendre, par conséquent impossible, le codage du signal.

Deux modes qui se propagent avec des angles différents, dans une fibre à saut d'indices, n'arrivent pas en même temps à l'autre extrémité de la fibre optique. Le mode axial est le premier arrivé, le temps mis par celui-ci pour traverser une fibre de longueur L est :

$$\tau_0 = \frac{L}{c} \cdot n_c$$

Le temps mis par le mode qui se propage avec l'angle θ_c est:

$$\tau_c = \frac{L}{\cos \theta_l} \cdot \frac{n_c}{c}$$

La différence entre les deux temps est alors :

$$\Delta\tau = \tau_c - \tau_0 = \frac{L \cdot n_c}{c} \left(\frac{1}{\cos \theta_l} - 1 \right)$$

Or nous avons :

$$\frac{1}{\cos \theta_l} = 1 + \frac{ON^2}{2n_c^2}$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$\Delta\tau_m = \frac{L \cdot ON^2}{2 \cdot c \cdot n_c}$$

On peut aussi écrire :

$$\frac{\Delta\tau_m}{L} = \frac{ON^2}{2 \cdot c \cdot n_c} \approx \frac{\Delta \cdot n_c}{c}$$

$\Delta\tau_m$ est aussi la largeur de la réponse de la fibre optique à l'impulsion de lumière.

Exemple :

Pour $n_c = 1.5$, $C = 3 \cdot 10^5$ km/s, si l'ouverture numérique $ON = 0.14$, la dispersion modale $\Delta\tau_m/L$ est de 20 ns/km.

Pour une ouverture numérique plus importante, par exemple $ON = 0.4$, elle devient de 180 ns/km.

Pour un écart relatif de 0.01, elle est de 50 ns/km.

Remarque 1 :

Si une grande valeur de ON permet un bon raccordement, elle produit une plus grande dispersion modale.

Pour $L = 1\text{Km}$, la dispersion est de 20 à 180 ns/Km, ce qui n'est pas négligeable.

⇒ Sur 1Km ces fibres introduisent un retard notable,

⇒ Elles ne peuvent être utilisées que pour les réseaux locaux

Pour éviter cette dispersion il faut utiliser une fibre monomode

Remarque 2 :

Dans le cas de la fibre à gradient d'indice la dispersion modale est minimisée par ce profil d'indice. Elle est donnée par :

$$\frac{\Delta\tau_m}{L} = \frac{ON(0)^4}{8 \cdot c \cdot n_c^3(0)} \approx \frac{\Delta^2 \cdot n_c(0)}{2 \cdot c}$$

Elle est ainsi divisée par $2/\Delta$ par rapport à sa valeur pour le profil à saut d'indice.

Pour $\Delta = 10^{-2}$, par exemple, la dispersion est divisée par 200. Ainsi ce profil d'indice permet de minimiser l'effet de la dispersion modale sans trop réduire l'ouverture numérique, donc la puissance couplée.

La dispersion modale est illustrée sur la figure 19 suivante :

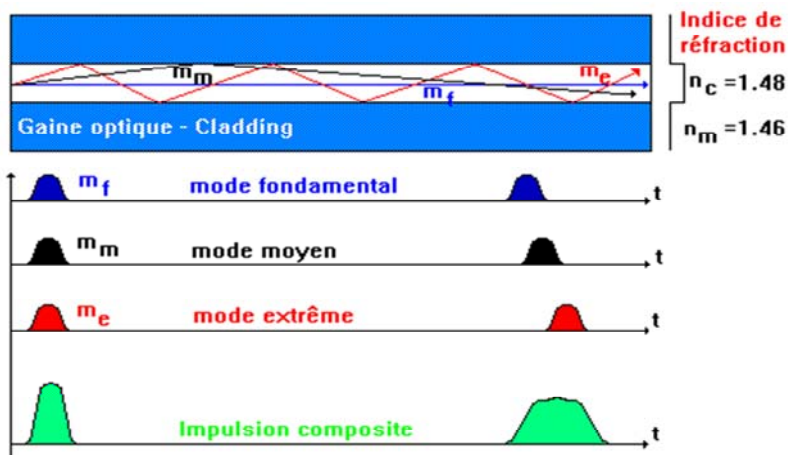


Figure 19: Dispersion modale dans une fibre à gradient d'indice, <http://html.rincondelvago.com/modelisation-des-transmissions-optiques-wdm.html>

La dispersion chromatique dépend de la longueur d'onde considérée et résulte de la somme de deux effets :

- ❖ la dispersion propre au matériau
- ❖ la source de lumière utilisée

La dispersion chromatique est la même quel que soit le type de fibre optique et caractérise l'étalement du signal lié à sa largeur spectrale (deux longueurs d'ondes différentes ne se propagent pas exactement à la même vitesse).

Une impulsion optique est un paquet d'ondes dont la vitesse de groupe est donnée par :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad \text{Avec :}$$

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot \nu : \text{ la pulsation,}$$

$$\text{et } k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} : \text{ le nombre d'onde}$$

On peut écrire : $v_g = \frac{c}{N_c}$, avec N_c indice de groupe de la propagation guidée, tel que:

$$N_c = n_c - \lambda \cdot \frac{dn_c}{d\lambda}$$
 où n_c représente l'indice de réfraction du matériau de cœur pour la longueur d'onde centrale du paquet d'ondes.

Ainsi, le temps mis par le paquet d'onde pour traverser une fibre optique de longueur L est égal à :

$$\tau = \frac{L \cdot N_c}{c} = \frac{L}{c} \left(n_c - \lambda \cdot \frac{dn_c}{d\lambda} \right)$$

Ce qui donne pour l'étalement, dans le temps, de l'impulsion lumineuse après une distance L dans la fibre optique, l'expression suivante :

$$\Delta\tau_c = \frac{L}{c} \cdot \frac{dN_c}{d\lambda} \cdot \Delta\lambda$$

Soit :

$$\frac{\Delta\tau_c}{L} = - \frac{\lambda^2}{c} \cdot \frac{d^2 n_c}{d\lambda^2} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

Avec $\Delta\lambda$ la largeur spectrale du rayonnement, caractéristique de la source de lumière utilisée. Cette valeur (figure 20) est plus importante dans le cas de la diode électroluminescente (de l'ordre de 40 nm) que dans le cas de la diode laser dont le spectre est très étroit (de l'ordre de 2.5 nm).

Dans le cas de la silice pure, la dérivée seconde de n_c et par la suite la dispersion du matériau s'annulent pour $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$.

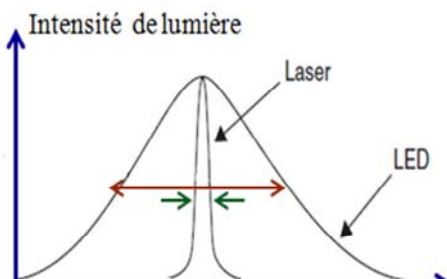


Figure 20 : Spectres d'émission de la LED et de la diode laser

Exemple :

- Dans le cas d'une fibre, de **1 Km** de long, excitée par une DEL au GaAs ($\lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.05 \mu\text{m}$) avec $\frac{d^2n_c}{d\lambda^2} = 3.10^{10} \text{ m}^{-2}$, la dispersion chromatique $\Delta\tau_c$ est de **4 ns**.
- Lorsque la source est remplacée par une diode Laser de même longueur d'onde avec $\Delta\lambda = 1.5 \text{ nm}$, la dispersion chromatique est de **0.12 ns**.

Remarque :

En plus des dispersions citées ci-dessus, le signal optique peut subir un autre type de dispersion dite de polarisation et qui correspond au changement du mode de propagation lorsque la liaison est de très longues distances.

De façon générale, la dispersion que subit le signal à la sortie de la fibre est la contribution de tous les types de dispersion :

$$\Delta\tau = \sum_i \Delta\tau_i$$

L'évolution de la dispersion en fonction du type de fibres optiques est illustrée sur la figure 21 suivante :

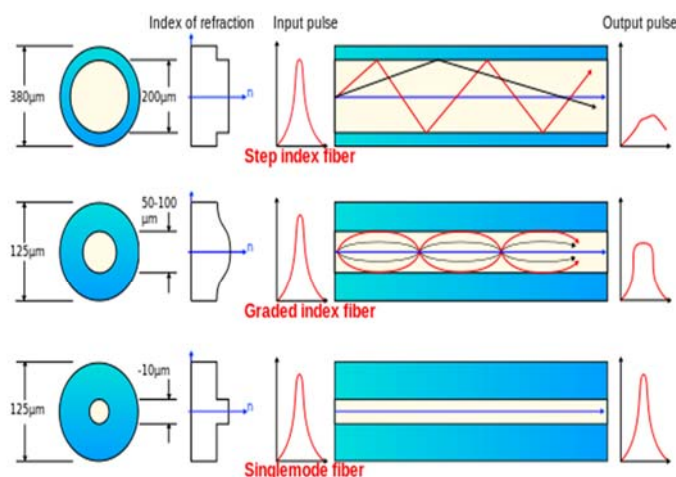


Figure 21 : Evolution de la dispersion avec le type de la fibre optique ;
http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Optical_fiber_types.svg

3.5.4 Bande passante et fréquence de coupure

Pour déterminer la bande passante d'une fibre optique, il faut connaître l'élargissement du signal (de l'impulsion) au cours de sa propagation suite aux phénomènes de dispersions chromatique et/ou modale

Le codage binaire de l'information consiste à envoyer des impulsions lumineuses " bits" avec une période T et la dispersion provoque leur élargissement dans le temps.

Considérons la figure 22 ci-dessous qui représente la propagation de trois impulsions avec une période T .

Pour qu'il n'y ait pas de recouvrement entre les trois impulsions à la sortie de la fibre et que le signal soit déchiffirable, il faut que la période considérée soit supérieure ou égale à la dispersion totale $\Delta\tau$: $T \geq \Delta\tau$

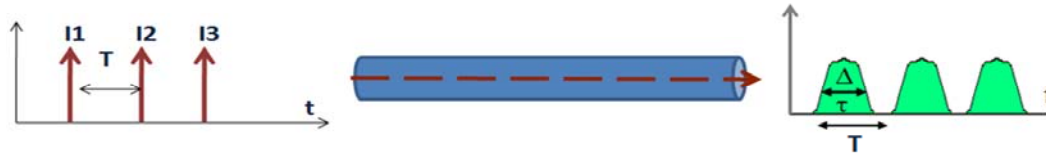


Figure 22 : Dispersion par propagation de trois impulsions avec une période T

La fibre optique se comporte alors comme un filtre passe bas avec une fréquence de coupure égale à :

$$f_c = \frac{1}{\Delta\tau}$$

On définit aussi la capacité de transmission d'une fibre optique, qui représente son débit d'information en bit/s par :

$$C_T = \frac{1}{\Delta\tau}$$

Comme la dispersion du signal évolue avec la longueur L de la fibre, on donne en générale la bande passante B de la fibre par le produit :

$$B = f_c \times L$$

Qui s'exprime en **Mhz × km**.

Exemple :

Une fibre optique de 5 Km de long, caractérisée par une ouverture numérique ON de 0.14 et une dispersion totale $\Delta\tau$ de 100 ns, présente :
 une fréquence de coupure de : **10 MHz** ou **50 MHz×Km**
 une capacité de transmission de : **10 Mbit/s**

Remarque :

La capacité de transmission C_T et la fréquence de coupure f_c de la fibre optique dépendent de la dispersion du signal mais aussi de la longueur L de la fibre optique. Elles peuvent suivre

des lois de variation en $1/L$ jusqu'à $1/\sqrt{L}$. pour les fibres de silice, par exemple, on observe une variation en $1/L^{0.7}$.

De façon générale, la fréquence de coupure, donc la bande passante, d'une fibre optique est

donnée par :
$$f_c = \frac{A}{\Delta\tau}$$

Le facteur A dépend de la nature de la fibre et du type de dispersion

3.6 Calcul des pertes dans une liaison par fibre optique

Les lacunes aux extrémités des fibres causent deux problèmes ; la perte d'insertion et la perte de réflexion.

Le cône de lumière émergeant du connecteur se répercute sur le cœur de la fibre réceptrice et se perd. En outre, l'intervalle d'air entre les fibres provoque une réflexion de la lumière lorsqu'elle rencontre la variation d'indice de réfraction entre la fibre de verre et l'air dans l'espace. Cette réflexion est appelée réflexion de Fresnel.

Les ouvertures numériques et les diamètres de cœur sont aussi deux sources de pertes :

- Les différences dans ces deux paramètres vont créer des connexions qui ont des pertes en fonction de la direction de propagation de la lumière. La lumière d'une fibre avec une plus grande ON sera plus sensible à l'angularité et à l'écart d'extrémité, de sorte que la transmission à partir d'une fibre de plus grande ON à une de plus faible ON se fera avec des pertes plus élevées que l'inverse.

-De même, la lumière provenant d'une fibre avec un plus grand diamètre aura des pertes élevées si elle est couplée à une fibre de plus petit diamètre, tandis que l'on peut coupler une fibre de faible diamètre à une fibre de grand diamètre avec un minimum de pertes, car elle est beaucoup moins sensible à l'écart ou au décalage latéral à l'extrémité.

Ces asymétries de fibres se produisent pour deux raisons. Le besoin occasionnel pour interconnecter deux fibres différents et les écarts de production dans les fibres de mêmes dimensions nominales.

Le bilan d'énergie dans un système de transmission par fibre optique demande le calcul des pertes dans les composants du système pour avoir à la réception une énergie au niveau de la sensibilité de la photodiode.

Le flux, à l'entrée du Photodétecteur doit être suffisant pour que le rapport signal sur bruit assure un taux d'erreur maximum.

Soit P_e la puissance disponible à la sortie de l'émetteur et P_r celle disponible à l'entrée de la photodiode (figure 23).

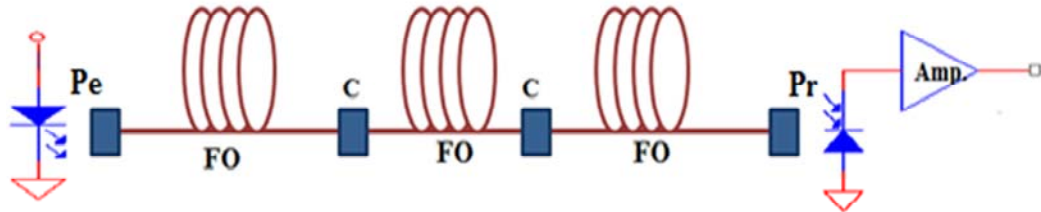


Figure 23 : Ligne de transmission par fibre optique

L'équation du bilan des pertes est donné par :

$$\text{Att (dB)} = 10. \log \left(\frac{P_e}{P_r} \right) = \alpha_{ef} + \alpha_{f_0} + \alpha_{fr} + N. \alpha_{ff} + M$$

Avec :

- α_{ef} les pertes de la connexion émetteur-fibre et α_{fr} les pertes de la connexion fibre-récepteur. Elles sont données par :

$$\alpha_{ef} \text{ et (ou) } \alpha_{fr} = 20. \log \left(\frac{D_1}{D_2} \right) + 20. \log \left(\frac{ON_1}{ON_2} \right) + \alpha_f$$

Si D_1 est supérieur à D_2 et ON_1 est supérieure à ON_2 , Où :

- D_1 représente le diamètre de l'émetteur (ou de la fibre) et D_2 le diamètre de la fibre (ou du récepteur),
- ON_1 représente l'ouverture numérique de l'émetteur (ou de la fibre) et ON_2 l'ouverture numérique de la fibre (ou du récepteur).
- α_f représente les pertes de Fresnel, dues à la réflexion de la lumière à l'interface entre deux milieux x et y (figure 24). Ces pertes sont données par :

$$\alpha_f = 10. \log \left(\frac{2 + \frac{n_x}{n_y} + \frac{n_y}{n_x}}{4} \right)$$

Avec n_x (n_y) l'indice de réfraction du milieu x (y)



Figure 24 : Interface fibre (milieu x)-air (milieu y)

- α_0 représente les pertes intrinsèques liées aux fibres.
- N correspond au nombre de raccordements fibre – fibre
- α_{ff} représente les pertes de connexions fibre – fibre et qui sont données par :

$$\alpha_{ff} = \alpha_{connexion} + \alpha_{ON} + \alpha_{surfaces} + 2. \alpha_f$$

Où $\alpha_{connexion}$ représente les pertes dues à l'ensemble des défauts de couplage et α_{ON} , les pertes liées à la différence des ouvertures numériques des fibres optiques

- M : marge de sécurité (pour tenir compte du vieillissement de l'émetteur et ne pas saturer le récepteur). Cette marge doit être plus importante lorsque la source de lumière est une diode laser que lorsqu'il s'agit d'une diode électroluminescente.

Exemple :

Supposons que nous devons installer une liaison par fibres optiques de 80 km de long avec une fibre ayant une perte de 0,25 dB / km. Supposons que la liaison comprend 3 jonctions avec une perte de 0,5 dB chacune et 4 connecteurs avec une perte de 1 dB chacun. Quelle est la puissance minimale que doit avoir la source pour un récepteur avec une sensibilité de -40 dBm si on considère une marge de 7dB.

Réponse :

$$A_{tt} = 80 \times 0.25 + 3 \times 0.5 + 4 \times 1 + 7 = 32.5 \text{ dB}$$

$$P_{in\ min} = 32.5 - 40 = -7.5 \text{ dBm}$$

Le diagramme de perte d'une liaison par fibre optique a l'allure illustrée sur la figure 25.

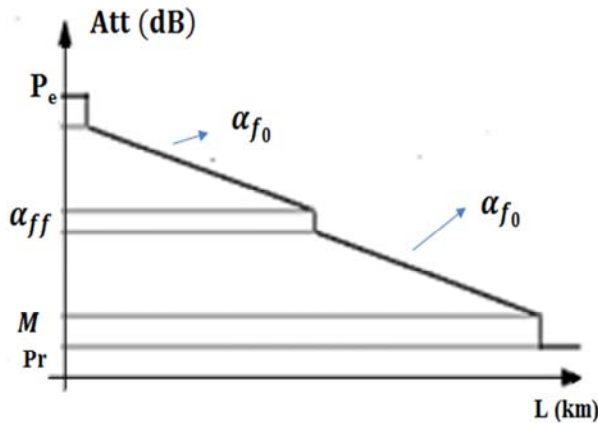


Figure 25 : diagramme de perte d'une liaison par fibre optique, où Pr représente la sensibilité du photodétecteur.

3.7 Les Solutions pour compenser les pertes

Pour résoudre les problèmes de dispersion et d'atténuation on fait appel à certaines techniques qui permettent l'amélioration de la forme du signal de sortie, l'amplification de son intensité et l'augmentation de la capacité de transmission.

3.7.1 Correction de la dispersion du signal Optique.

Compenser la dispersion chromatique revient à compenser le retard dans la fenêtre de longueur d'onde utilisée.

Ainsi, une dispersion chromatique, non nulle peut être compensée optiquement en utilisant une courte section de fibre de forte dispersion négative, dite « dispersion compensating fiber DCF » ou bien par l'utilisation d'un dispositif de compensation de dispersion chromatique à réseau de Bragg à pas variable intégré longitudinalement dans la fibre optique.

Le réseau de Bragg est un cas particulier du réseau de diffraction qui se présente sous formes de motifs géométriques périodiques de pas Λ du même ordre de grandeur que la longueur d'onde.

Un réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur d'une fibre optique consiste en la variation périodique, selon l'axe de la fibre, de l'indice de réfraction du cœur (figure 26). La technique utilisée pour la réalisation du réseau est la photo-réfractivité qui permet la modification définitive de l'indice de réfraction de la région du cœur sous l'effet d'une illumination dans l'ultraviolet.

Le réseau de Bragg, suite à cette modulation de l'indice de réfraction, se comporte comme un filtre optique en longueurs d'onde, il diffracte (réfléchit) une certaine longueur d'onde λ_B qui vérifie la condition :

$$\lambda_B = 2. \Lambda. n_m$$

Avec :

n_m ; l'indice moyen du réseau

Λ ; la période du réseau

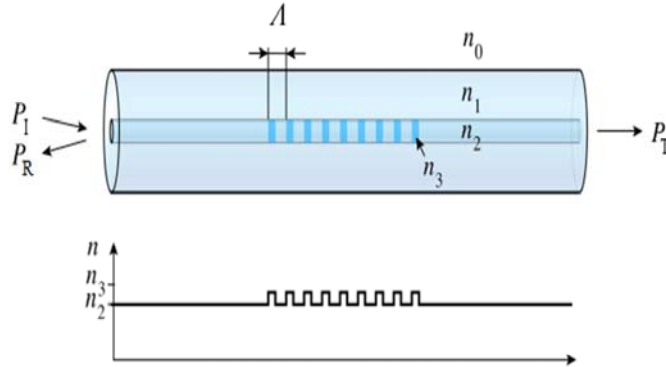


Figure 26 : fibre optique avec réseau de Bragg à pas constant, avec P_i la puissance incidente, P_t la puissance transmise et P_R la puissance réfléchie. [Réf : http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Fiber_Bragg_Grating.svg]

Un réseau de Bragg à pas variable va réfléchir toute une bande spectrale avec un décalage dans le temps lié linéairement à la longueur d'onde réfléchie. Ceci permet de retarder les longueurs d'onde les plus rapides qui vont parcourir un trajet plus long dans le réseau avant de se réfléchir (figure 27). En optimisant la variation continue du pas du réseau, on arrive à compenser la dispersion et le signal issu de ce réseau retrouve sa forme d'origine.

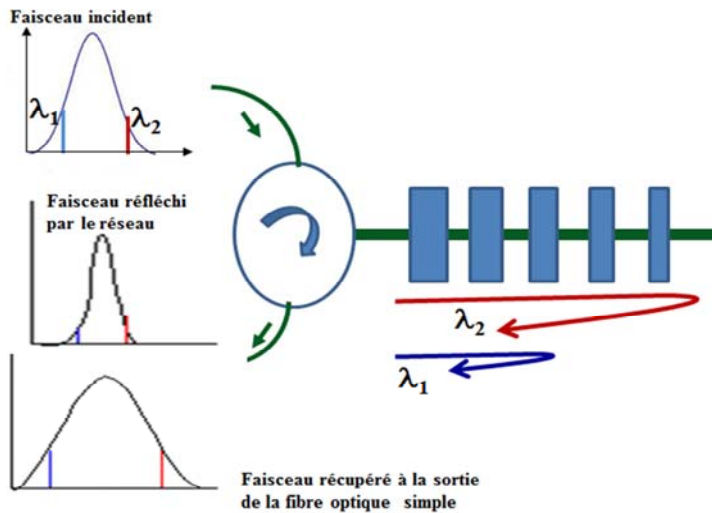


Figure 27 : Correction de la dispersion chromatique par un faisceau de Bragg à pas variable.

3.7.2 L'amplification du signal Optique.

Le but de l'amplification est de compenser les pertes en ligne de l'intensité du signal optique, essentiellement dues à l'atténuation. On distingue :

3.7.2.1 L'amplification électrique

Elle est obtenue par l'insertion d'un répéteur optoélectronique (figure 28) composé d'un photorécepteur, d'un amplificateur électrique puis d'un photoémetteur, avec une périodicité de 150 km.

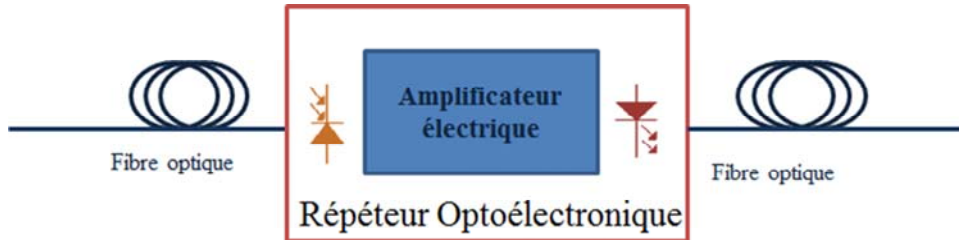


Figure 28 : Répéteur optoélectronique

Cette technique était utilisée avant 1995. Elle présentait le problème de la bande passante des amplificateurs optoélectroniques qui est limitée comparée à celle des fibres optiques.

3.7.2.2 L'amplification optique

Dans les systèmes optiques, il est nécessaire d'amplifier le signal typiquement tous les 100 Km.

L'amplification optique du signal est réalisable par l'utilisation d'une « Fibre Dopée Erbium ». Cette amplification est notée EDFA

L'EDFA se présente comme un segment de quelques mètres (≈ 20 m) de fibre optique dopée à l'Erbium, insérée dans la ligne de transmission (figure 29).

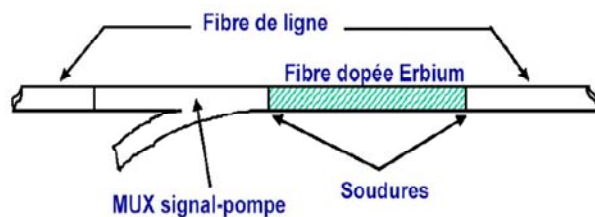


Figure29 : Segment de fibre optique dopée à l'erbium inséré dans une ligne de transmission.

L'Erbium fait partie des terres rares (Terbium, Erbium, Ytterbium). Il possède des propriétés intéressantes au niveau de sa structure électronique.

Les ions Erbium sont excités par les longueurs d'onde suivantes : 514, 532, 667, 800, 980 et 1480 nm.

Il faut envoyer un signal de pompage optique de forte puissance (200 mW ; Un laser puissant) de longueur d'onde λ égale à 980 ou 1480 nm pour provoquer l'inversion de population (figure 30).

Si ces longueurs d'onde parcourent la fibre dopée, les ions Erbium se trouvent excités à des niveaux d'énergie supérieurs, il y a alors une émission stimulée d'une énergie photonique pour une longueur d'onde comprise entre 1525 et 1565 nm, bande Conventiennelle (C-Band) ou bien entre 1 570 nm et 1 610 nm, la bande Longue (L-Band).

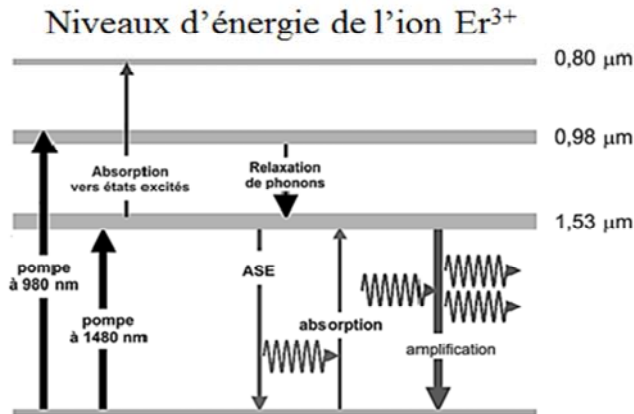


Figure 30 : transitions radiatives des ions erbium. [Ref : <http://fr.academic.ru/dic.nsf/frwiki/556643>]

L'EDFA permet d'obtenir des gains supérieurs à 28 dB et de fortes puissances de sorties, supérieures à 20 dBm.

Pour que le dopage ait un effet, il faut envoyer dans l'EDFA un signal de pompe avec le signal d'information à amplifier. Les deux signaux doivent être couplés dans la fibre optique dopée et émettre dans la même direction. Ainsi l'amplificateur EDFA doit comprendre (figure 31) :

- Un laser de pompe (apportant l'énergie) pour créer l'inversion de population
- Un multiplexeur à l'entrée pour combiner la pompe et le signal
- Une fibre dopée Erbium qui joue le rôle du milieu actif
- Un multiplexeur de sortie qui permet de récupérer la puissance pompe non absorbée par la fibre

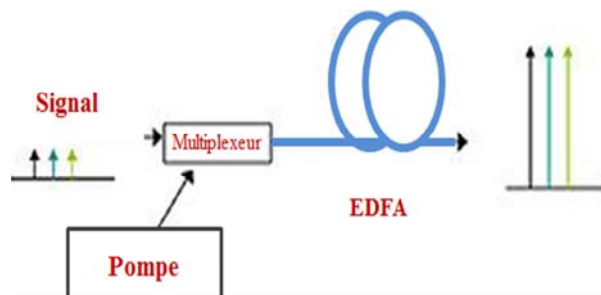


Figure 31 : Diagramme schématique d'un amplificateur à fibre dopée. [Ref : http://fr.wikipedia.org/wiki/Amplificateur_optique]

3.7.3 Le Multiplexage

La technique du multiplexage est utilisée pour augmenter la capacité de transmission des fibres existantes tout en évitant de poser de nouveaux câbles.

Le multiplexage représente la combinaison de signaux indépendants en un seul signal composite destiné à être transmis sur une seule fibre optique afin de multiplier la bande passante de celle-ci. Le procédé nécessite l'utilisation en entrée d'un multiplexeur, et en sortie d'un démultiplexeur (figure 32).

Les signaux optiques sont portés par des longueurs d'ondes différentes et espacées assez largement afin d'être transmis simultanément sans qu'ils interfèrent entre eux. Les signaux sont amplifiés tous les 100 Km et remis en forme après plusieurs centaines de Km.

Chaque longueur d'onde utilisée représente donc un canal (une voie) de transmission. Le multiplexage en longueur d'onde « Wavelength Division Multiplexing » (WDM) est la technologie qui permet cette opération. Elle possède plusieurs types. Le type de la technique considérée est défini à partir du nombre de voies utilisées.

On réalise le multiplexage principalement dans des fibres monomodes, à partir de plusieurs diodes laser monomodes à spectre fin ou d'une seule diode à spectre large.

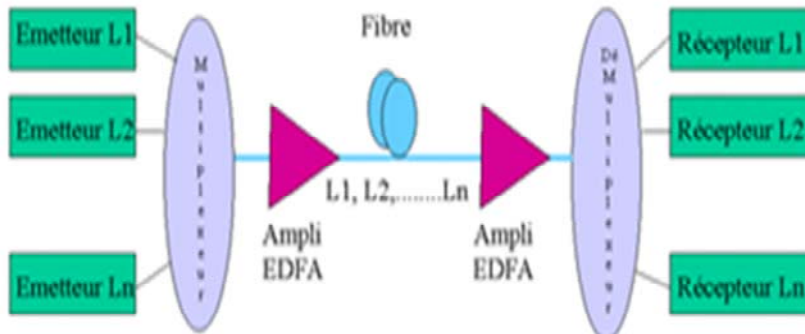


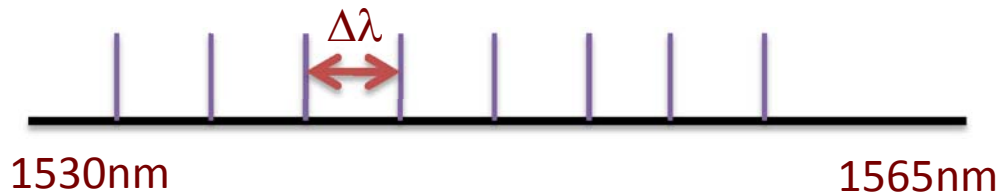
Figure 32 : principe d'une liaison WDM

Par analogie, la liaison comporte, à la réception, autant de photodiodes capables de détecter les radiations lumineuses séparées par le démultiplexeur (filtrage optique de chacune des longueurs d'onde). Grâce au démultiplexage les canaux sont à nouveau séparés et parfaitement distingués pour être traités individuellement.

Le multiplexeur regroupe les signaux émanant de différentes sources sur la fibre à haut débit. A la réception le démultiplexeur reçoit les informations multiplexées, les sépare puis les délivre sur les bonnes lignes de sortie (photodiodes). Les multiplexeurs sont des composants bidirectionnels. Le même composant peut réaliser la fonction de multiplexage et de démultiplexage.

Dans les systèmes WDM et DWDM, les multiplexeurs et démultiplexeurs sont en technologie toute optique : des réseaux de diffractions ou des prismes.

La recommandation internationale ITUT-TG-692 autorise un peigne de longueurs d'onde dans la fenêtre 1530-1565nm, tel que l'espacement en « nm » ou en « GHz » entre 2 longueurs d'onde permises de la fenêtre soit de :



Et suivant l'espacement considéré le nombre de canaux qu'on peut obtenir est de :

- **200 GHz** ou **1.6 nm** avec **20** canaux de transmission
- **100 GHz** ou **0.8 nm** avec **40** canaux de transmission
- **50 GHz** ou **0.4 nm** avec **80** canaux de transmission
- **25 GHz** ou **0.2 nm** avec **160** canaux de transmission

On cherche dans tous les cas à optimiser l'utilisation de la fenêtre de transmission de la fibre (environ 100nm).

La technologie WDM est dite dense (**D-WDM**) lorsque l'espacement utilisé est égal ou inférieur à **100 GHz**.

Des systèmes à 50 GHz (0,4 nm) et à 25 GHz (0,2 nm) permettent d'obtenir respectivement 80 et 160 canaux optiques.

Pour des espacements encore plus faibles, on parle d'**U - WDM** : Ultra - Dense Wavelength Division Multiplexing. Ainsi, des systèmes à 10 GHz (0,08 nm) permettent d'obtenir **400 canaux optiques**.

Les systèmes WDM / DWDM les plus commercialisés aujourd'hui comportent 8, 16, 32, 80 canaux optiques, ce qui permet d'atteindre des capacités de 80, 160, 320, 800 Gb/s en prenant un débit nominal de 10 Gb/s.

On peut atteindre une capacité de 4 000 Gb/s (4 Tera b/s) avec 400 canaux optiques à 10 Gb/s, en technologie U-DWDM.

Il existe aussi le Coarse WDM qui est une autre norme. Le CWDM: WDM faible densité, n'utilise que quelques longueurs d'onde espacées sur tous le spectre (1270-1610 nm)

Un câble peut contenir jusqu'à 4 paires de fibres, donc la capacité totale peut atteindre 16 Tbit/s en U-WDM. On parvient à l'heure actuelle à réaliser 256 canaux dans une seule fibre.

3.8 Fabrication des fibres optiques

Les fibres optiques sont généralement réalisées à partir de verre ou de silice.

- Les fibres de verre sont fabriquées suivant la méthode du double creuset à partir de sable mélangé à des oxydes (de sodium, calcium ou autres) (figure 11). Elles sont à saut d'indice, faciles à réaliser et de faible coût. Elles permettent un bon couplage aux LED et des transmissions de courtes distances.

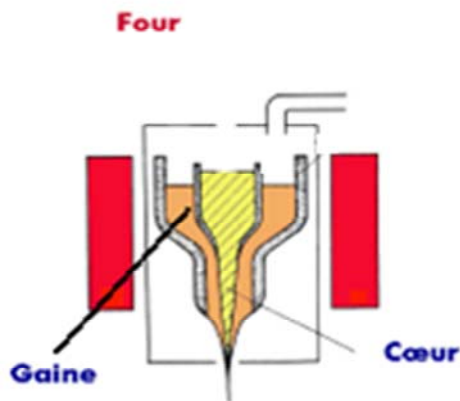
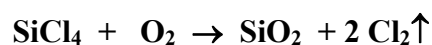


Figure 11 : Réalisation de fibre optique de verre par la méthode du double creuset

- Les fibres de silice sont obtenues par dépôt de SiO_2 par CVD. Les dopants utilisés sont :
 - ✓ Le germanium, l'aluminium, le titane et le phosphore : pour augmenter l'indice de réfraction.
 - ✓ Le bore et le fluor : pour diminuer l'indice de réfraction du matériau.

La silice pure possède un indice de réfraction de 1.45, elle est obtenue à une température assez élevée (1800 °C) par la réaction :



Le dépôt d'oxyde est d'abord poreux (état amorphe), il est ensuite vitrifié à haute température.

En contrôlant la concentration du dopant, on peut réaliser soit des fibres optiques à gradient d'indice soit des fibres optiques à saut d'indice.

- ❖ Les fibres optiques de silice présentent une atténuation modérée et une ouverture numérique comprise entre 0.2 et 0.5
- ❖ Elles sont utilisées pour les liaisons industrielles et pour les télécommunications

La réalisation de la fibre de silice peut se faire par l'une des méthodes (figure 12) :

- du barreau-tube qui est une méthode internes qui consistent à déposer à l'intérieur d'un tube de silice un matériau vitreux et à rétreindre cette structure pour obtenir un barreau. Les techniques utilisées pour cette méthode sont :

- MCVD modified chemical vapor deposition
- PMCVD plasma MCVD
- SPCVD surface plasma CVD

Les couches déposées sont ensuite vitrifiées au passage du chalumeau. Ensuite le tube est chauffée à haute température, et va se refermer sur lui-même pour former la préforme.

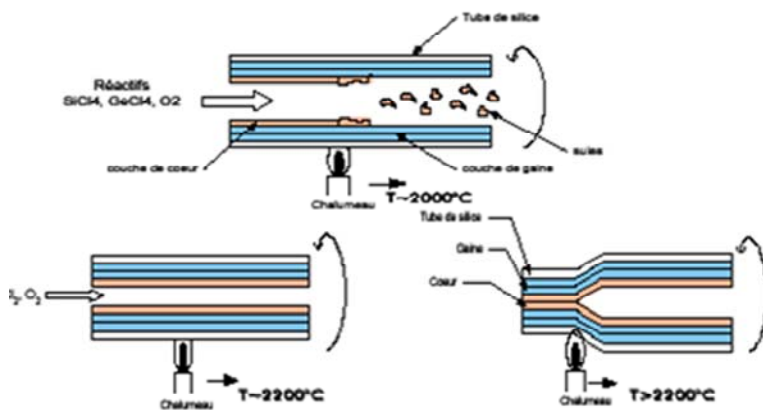


Figure 12 : synthèse des fibres optiques en silice. Préparation de la préforme.

- du procédé externe où le matériau est déposé sur un mandrin en rotation par un procédé d'hydrolyse à la flamme. Le rétreint est effectué après retrait du mandrin en même temps que la vitrification du matériau. Les techniques utilisées pour cette méthode sont :

- HALF hydrolyse à la flamme
- VAD vapor axial deposition
- ALPD axial lateral plasma deposition

Les fibres de plastiques qui sont des polymères styréniques ou méthylméthacryliques (PMMA) sont obtenues par des procédés classiques en chimie organique puis étirées à partir d'une préforme.

La fibre est ensuite étirée à partir de la préforme fabriquée. Par exemple pour réaliser une fibre optique de 1Km de long et 100 μm de diamètre, la préforme est de 1.8 m de long et 8 mm de diamètre.

La préforme est placée en haut d'une tour de fibrage d'une quinzaine de mètre de hauteur. L'extrémité de la préforme est alors dans un four porté à une température voisine de 2 000 $^{\circ}\text{C}$. Elle est alors transformée en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de

résine protectrice (cette couche peut être déposée par la tour de fibrage, juste après l'étirement) avant d'être enroulée sur une bobine. Cette couche est particulièrement importante pour éviter toute humidité, car la fibre devient cassante sous l'effet de l'eau : l'hydrogène interagit avec la silice, et toute faiblesse ou micro-entaille est amplifiée.

Chapitre 4. LES PHOTORECEPTEURS (Diodes PIN, Phototransistors, ..)

4.1 Définition

Les photorécepteurs sont des dispositifs photosensibles. Leur fonctionnement est basé sur l'interaction photon – électron.

Lorsque la radiation lumineuse est absorbée par le matériau photosensible, elle cède son énergie aux électrons du matériau les faisant passer vers des niveaux énergétiques supérieurs. Ceci se traduit par :

- ❖ Une émission d'électrons comme dans le cas des tubes photomultiplicateurs (figure 1), par exemple.



Figure 1 : Tube photomultiplicateur
(<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pmside2.jpg>)

- ❖ Une modification des propriétés électriques, comme dans les cellules photoconductrices (figure 2).



Figure 2 : Cellules photoconductrice

On distingue deux sortes de Photodétecteurs :

Les détecteurs à effet de surface qui sont à effet photoélectrique externe :

- Photocathodes
- Tubes Photomultiplicateurs

Les Photo détecteurs à effet de volume qui sont à effet photoélectrique interne :

- Photodiodes
- Photorésistances

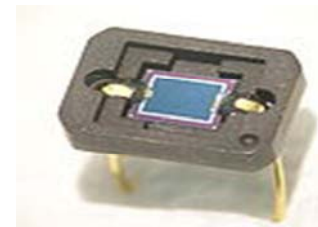
On distingue dans cette catégorie :

- Des détecteurs actifs qui génèrent un signal électrique sans l'aide d'une source d'énergie auxiliaire : photopile (figure 3).
- Des détecteurs passifs qui ont besoin d'être polarisés par une source d'énergie externe : photodiode (figure 4), phototransistor,



Figure 3 : Photopiles
 (http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Sideka_Solartechnik_Ibbenb%C3%BCren_13.JPG?use_lang=fr)

Figure 4 : Photodiode
 (<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photodiode-closeup.jpg?uselang=fr>)



Les Photorécepteurs utilisés dans les transmissions par fibres optiques sont:

- ❖ Des photoconducteurs à effet de volume.
- ❖ Des photorécepteurs sensibles au gradient de porteurs en excès.

Parmi ces composants, nous citons :

- La photodiode PIN et la photodiode à avalanche
- Le phototransistor

Ces composants assurent, au bout de la chaîne de transmission, la conversion optique vers électrique. Ils ont des dimensions compatibles avec le diamètre des fibres (figure 5) et sont alimentés par des tensions assez faibles. De plus, il est courant qu'il y ait, à la suite de la photodiode, un amplificateur intégré dans le module pour fournir un niveau de signal de sortie plus élevé.

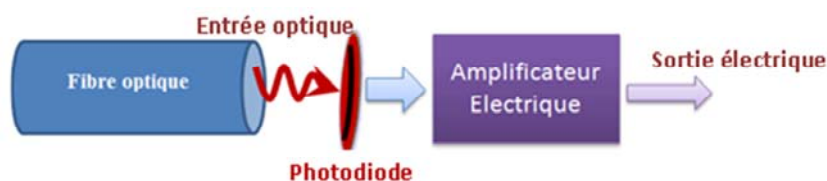


Figure 5 : Traitement du signal optique à la sortie de la fibre optique

Outre des dimensions physiques compatibles, les paramètres essentiels pour choisir un photodétecteur vis à vis des exigences de transmissions optiques sont alors :

- Une bonne sensibilité à la longueur d'onde de transmission (850 – 1550 nm) ; soit un bon rapport photocourant/ puissance optique incidente.
- Une réponse rapide ; soit un faible temps de transit des porteurs photogénérés. Il faut pouvoir utiliser le photodétecteur jusqu'à des débits de plusieurs dizaines de Gbit/s.
- Un fort rapport signal / bruit ; soit une bonne détectivité.
- Une Insensible aux variations de température

La photo-détection est basée sur la création de porteurs libres par absorption de radiations par le semi-conducteur : ($h\nu \geq E_g$) et la séparation des charges par un champ électrique.

- ❖ le photocourant est proportionnel à la puissance optique reçue.
- ❖ Et, le mode de collection des porteurs, qui induit le courant, varie selon le type de photodétecteur considéré : - photodiode PIN,
 - Schottky,
 - à avalanche...

4.2 Principe de fonctionnement des photodiodes

A l'origine, la photodiode est une diode qui n'a pas été encapsulé e et qui est donc sensible aux radiations extérieures (figure 6). Son principe de fonctionnement est basé sur les mécanismes de conduction dans une jonction PN polarisée en inverse et soumise à un rayonnement (figure 7).

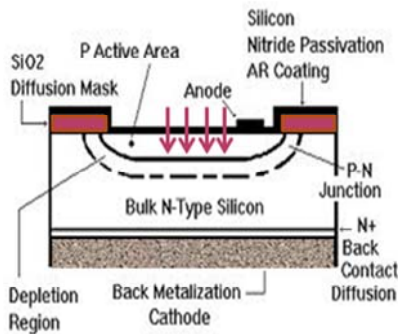


Figure 6 : Structure d'une photodiode (http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Structure_photodiode.jpg?uselang=fr)

Les porteurs photogénérés sont séparés et accélérés par un champ électrique puis collectés pour contribuer au courant mesuré.

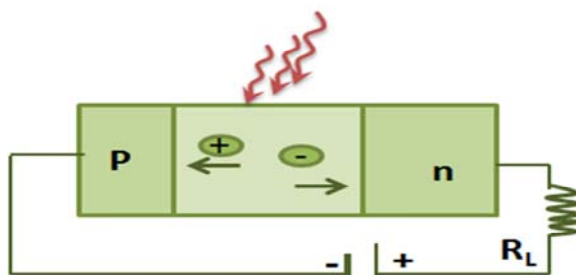


Figure 7 : jonction PN sous polarisation inverse et soumise à un rayonnement

Le courant qui circule dans une diode est donné par l'expression :

$$I = I_s \left(e^{V/U_T} - 1 \right)$$

Où I_s est le courant de saturation, $U_T \approx 26$ mV à 300K et V la tension appliquée

Lorsque la diode est polarisée en inverse et pour $|V| \gg U_T \Rightarrow I \approx -I_s$

Le courant mesuré est dû aux porteurs minoritaires des régions P et N et de la génération de paires électron-trou dans la Z.C.E.

Dans le cas de la photodiode, le rayonnement absorbé augmente ce courant par la création de porteurs dans la zone de charge d'espace.

Considérons le schéma de la figure 8 suivante :

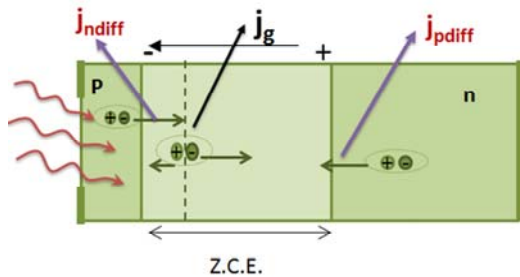


Figure 8 : Génération de porteurs par absorption de lumière dans les différentes zones de la diode.

Les photons incidents créent des paires électron-trou dans chacune des régions : p, ZCE et n :

- Dans les régions neutres p et n, les porteurs minoritaires diffusent. Ceux qui atteignent la charge d'espace sont attirés par le champ et contribuent au courant par leur diffusion créant un photocourant de diffusion (I_{diff}).
- Dans la ZCE, les paires électron-trou créées sont dissociées par le champ électrique ; l'électron est propulsé vers la région n et le trou vers la région p. ces deux photo-porteurs donnent naissance à un photocourant de génération (I_g).

Les deux mécanismes s'ajoutent pour donner naissance au photocourant I_{ph} :

$$I_{ph} = I_{ndiff} + I_{pdiff} + I_g$$

Ce photocourant contribue alors à l'augmentation du courant inverse de la diode :

$$I = I_s \left(e^{V/U_T} - 1 \right) - I_{ph}$$

Le photocourant est pratiquement indépendant de la tension de polarisation. La caractéristique de la diode en obscurité et sous éclaircissement est donnée sur la figure 9 suivante :

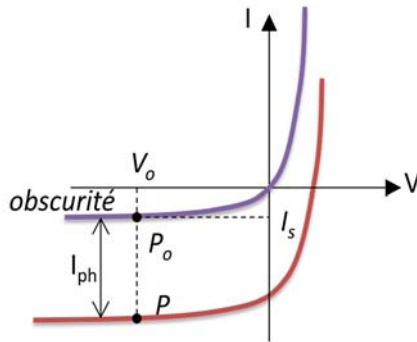


Figure 9 : caractéristiques I(V) de la photodiode en obscurité et sous éclaircissement

Dans la pratique, une photodiode peut être utilisée suivant deux modes de fonctionnement :

❖ **Mode 1: photovoltaïque ; $I = 0$**

La diode, sans polarisation externe, est en circuit ouvert (cas des cellules solaires). Dans ce cas, on mesure le photo-voltage qui apparaît aux bornes de la diode (figure 10) :

$$I = I_s \left(e^{V_{co}/U_T} - 1 \right) - I_{ph} = 0 \quad \text{Qui donne : } V_{co} = U_T \cdot \ln \left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1 \right)$$

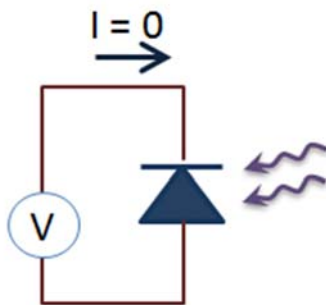


Figure 10 : Mode photovoltaïque, Diode en circuit ouvert.

V_{co} , tension de circuit ouvert, est proportionnelle au logarithme népérien du photocourant, donc la tension V mesurée est proportionnelle au logarithme népérien de l'intensité du rayonnement.

Mode 2 : polarisation en inverse ($V_o < 0$)

La diode est polarisée en inverse, (cas des photodiodes). Dans ce cas, on mesure le photocourant débité par la diode (figure 11) :

$$I = I_s \left(e^{V_o/U_T} - 1 \right) - I_{ph}$$

Les photodiodes sont, en général, polarisées par des tensions de l'ordre de 5V et inférieures à la tension d'avalanche.

Dans ce cas on peut supposer que la tension V_o est très grande devant U_T , ce qui nous permet d'écrire :

$$I = -(I_s + I_{ph}) \approx -I_{ph}$$

Le courant mesuré est alors proportionnel à l'intensité de lumière incidente.

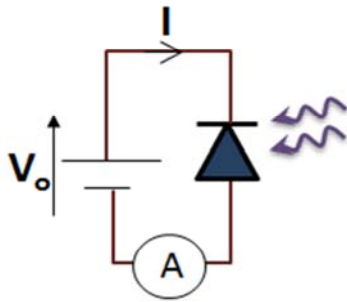


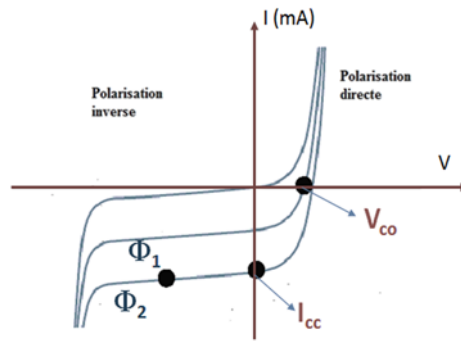
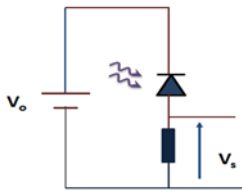
Figure 11 : Fonctionnement photodiode, polarisation inverse

La figure 12 ci-dessous résume l'évolution de la caractéristique I-V de la photodiode avec la tension appliquée et le flux de lumière incidente ($\Phi_1 < \Phi_2$).

Remarque :

- Lorsque la photodiode est en court-circuit, soit à V_o nulle, le courant mesuré pour un flux de lumière donnée est le courant de court-circuit I_{cc} (point d'intersection de la caractéristique avec l'axe des courants- figure 12), il correspond au photocourant.
- Le courant issu d'une photodiode est très faible, il varie de quelques pico-ampères à quelques micro-ampères selon l'intensité de la lumière et la surface de la photodiode. Une amplification du photocourant est alors souvent effectuée à l'aide de montages à base d'amplificateurs opérationnels qui assure en même temps la conversion du photocourant issu de la diode en une tension. Un exemple de circuits est donné sur la figure 13.

Mode photoconducteur



Mode photovoltaïque

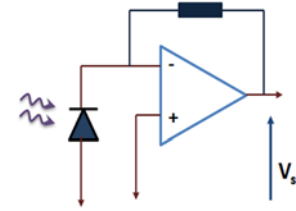


Figure 12 : Caractéristique I-V de la photodiode sous différents éclairagements

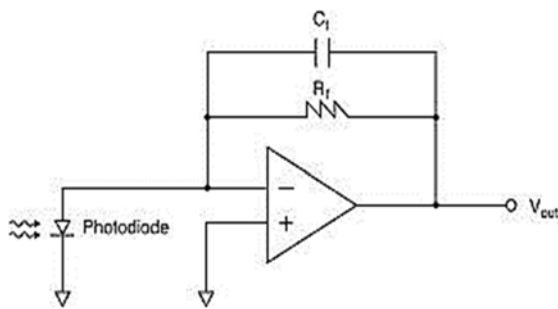


Figure 13 : Amplificateur de transimpédance

4.3 Temps de réponse de la photodiode

C'est le temps nécessaire à la photodiode pour répondre à un signal lumineux incident et de donner, à partir de la charge accumulée, un courant électrique en sortie. Il est habituellement exprimé en tant que le temps de montée ou de fréquence de coupure. Le temps de montée étant le temps nécessaire pour le signal de sortie de passer de 10 % à 90 % de sa valeur crête (figure 14).

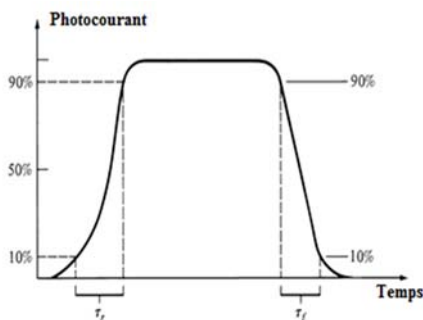


Figure 14 : Temps de réponse d'une photodiode

Compte tenu de la double origine du photocourant, le temps de réponse de la photodiode, qui est particulièrement lié à la durée de vie des porteurs en excès, est conditionné par :

- La diffusion des minoritaires des régions p et n neutres vers la zone de charge d'espace, la durée t_1 de cette diffusion est de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} s.
- Le temps t_2 de transit des porteurs photo-générés à travers la zone de charge d'espace qui est de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-11} s. ce temps dépend de la largeur de la zone de charge d'espace :

$$t_2 = w/v_d$$

v_d étant la vitesse de déplacement des électrons dans la zone de charge d'espace.

Dans la pratique, pour réduire le temps de réponse, on favorise le mécanisme de génération à celui de la diffusion.

On réalise alors la diode avec une zone frontale assez faible et une ZCE suffisamment large pour absorber la majeure partie du rayonnement (w de l'ordre de $1/\alpha$)

La constante de temps qui (pour $R_j \gg$, et dans le meilleur des cas ($R_L = 0$; court-circuit) est estimée par le produit : $\tau = R_s C_j$

Ainsi, le temps de réponse de la photodiode est conditionné par : α et C_j

4.4 Schéma équivalent de la photodiode

La photodiode étant habituellement polarisée en inverse, son schéma équivalent est celui d'une diode en inverse en parallèle avec un générateur de courant (I_{ph}). Ceci se traduit par le circuit de la figure 15 :

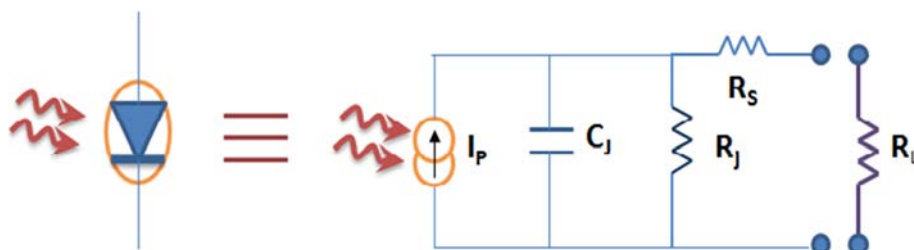


Figure 15 : Schéma équivalent de la photodiode

R_j est la résistance dynamique de la jonction polarisée en inverse, sa valeur est très élevée, elle est de l'ordre de $10^{10} \Omega$.

R_s est la résistance série : c'est la résistance d'accès, elle est essentiellement due à la résistance du substrat et à la résistance des contacts. R_s est très faible, elle est de l'ordre de 10Ω .

C_j est la capacité de jonction : c'est la capacité de la zone de charge d'espace. Elle est inversement proportionnelle à la largeur de la zone de charge d'espace W :

$$C_j = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{W}$$

Où A est la surface de la photodiode.

L'épaisseur de la zone de charge d'espace W étant proportionnelle à la polarisation inverse, Cette capacité oscille autour de 100 pF pour les faibles polarisations à quelques dizaines de pF pour les polarisations élevées.

Si le courant est injecté dans une résistance de charge R_L , et en négligeant l'effet de R_s et R_j , le circuit de la figure 13 se résume en un filtre RC de fréquence de coupure f_c égale à :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_L C_j}$$

Ainsi, la bande passante de la photodiode est limitée par son temps de réponse.

Remarque :

- La photodiode présente une faible surface, ce qui réduit sa capacité de jonction et augmente sa fréquence de coupure.
- La résistance de charge influe sur la bande passante ; une grande valeur de R_L réduit la fréquence de coupure mais augmente la tension mesurée.

4.5 Efficacité quantique de la photodiode

L'efficacité quantique de la photodiode est définie par le rapport :

$$\eta_e = \frac{\text{nombre de porteurs collectés}}{\text{nombre de photons incidents}} \quad \text{Soit : } \eta_e = \frac{I_p/q}{\Phi/h\nu}$$

Où Φ est le flux exprimé en Watts

Exemple :

Le courant généré dans une photodiode, qui présente une efficacité quantique η_e de 0.8, pour un flux photonique de $7.5 \cdot 10^{15}$ photons/s est de:

$$I_p = \eta_e \cdot q \cdot \Phi \quad \text{Soit} \quad I_p = 0.8 \times 1.6 \cdot 10^{-19} \times 7.5 \cdot 10^{15}$$

$$\text{Donc} \quad I_p = 0.96 \text{ mA}$$

Pour calculer η_e considérons le cas idéal (figure 16) :

- d'une structure où les épaisseurs, d_1 et d_2 , des régions P^+ et N sont très faibles devant la zone de charge d'espace W .
- où toutes les paires photo-générées sont collectées (pas de recombinaisons).

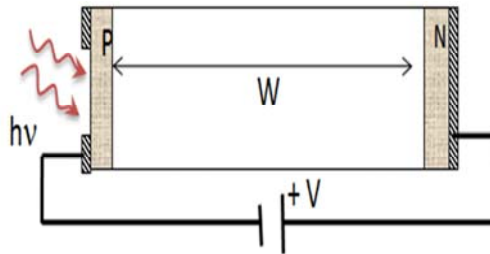


Figure 16 : Photodiode idéale

Pour un flux de lumière incidente Φ_i (W), le flux qui pénètre dans la diode, suite à la discontinuité d'indices, est :

$$\phi_0 = \phi_i(1 - R)$$

Le flux qui reste après une profondeur de pénétration x est :

$$\phi_0(x) = \phi_i(1 - R)e^{-\alpha x}$$

En négligeant d_1 devant W , la perte de puissance par absorption dans W est :

$$\phi_a(w) = \phi_i(1 - R)(1 - e^{-\alpha W})$$

Cette quantité correspond aux photons qui sont à l'origine de la génération de paires électron-trou.

En négligeant le courant de diffusion devant le photocourant de génération dans la zone de charge d'espace, le courant peut avoir pour expression:

$$I_p = q\phi_i(1 - R)(1 - e^{-\alpha W})/h\nu$$

Ainsi le rendement quantique de la photodiode est :

$$\eta_e = \frac{I_p/q}{\phi/h\nu} \quad \text{Soit ;} \quad \eta_e = (1 - R)(1 - e^{-\alpha W})$$

Exemple :

Le coefficient d'absorption du GaInAs est de 10^4 cm^{-1} pour une longueur d'onde λ de 1300 nm et son indice de réfraction est de 3.56.

Déterminer son efficacité quantique η_e .

Réponse :

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}, \quad \text{soit} \quad R = \frac{(3.56-1)^2}{(3.56+1)^2} = 0.31$$

$$\text{Et } \eta_e = (1 - R)(1 - e^{-\alpha W}) \quad \text{soit} \quad \eta_e = (1 - 0.31)(1 - e^{-10 \cdot 10^{-4} \cdot 10^4})$$

$$\text{Donc : } \eta_e = 0.69$$

Par ailleurs, pour une longueur d'onde donnée, cette efficacité quantique est reliée à la réponse spectrale de la photodiode par :

$$\eta_e = S(\lambda) \cdot \frac{hc}{\lambda}$$

Exemple :

L'efficacité quantique η_e , d'un détecteur ayant une réponse spectrale de 8.5 mA/W à une longueur d'onde λ de 845 nm, est de:

$$\eta_e = S(\lambda) \cdot \frac{hc}{\lambda} = S(\lambda) \cdot \frac{1.24}{\lambda(\mu\text{m})}, \quad \text{soit} \quad \eta_e = 8.5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1.24}{0.845}$$

$$\text{Donc } \eta_e = 1.24 \%$$

4.6 Structures dérivées

4.6.1 Photodiode PIN

La photodiode PIN est une diode qui se présente avec une large zone intrinsèque (i) [zone très faiblement ou non dopée] comprise entre les zones (p) et (n) d'où l'appellation p-i-n. cette zone correspond à une augmentation artificielle de la zone de charge d'espace.

De plus, la région I est généralement large de sorte que les photons qui pénètrent dans le composant ont une plus grande probabilité d'absorption dans la région intrinsèque, plutôt que dans les régions p et n (figure 17).

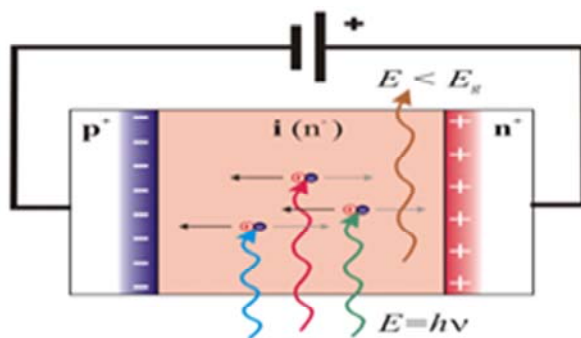


Figure 17 : photodiode pin. Ref. : <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pin-Photodiode.png>

La photodiode PIN est normalement soumise à une polarisation inverse. Comme la région intrinsèque (i) n'a pas de charges libres, sa résistance est élevée et donc la tension aux bornes de la diode apparaît aux bornes de la région i. ainsi, pour une polarisation inverse suffisante, un champ électrique important règne dans toute la zone intrinsèque, les porteurs atteignent vite une vitesse limite. On a ainsi une photodiode rapide et très sensible.

La photodiode PIN est rapide :

- La zone de charge d'espace W est très large, proche de la zone d'entrée (20 à 50 μm , donc la capacité de la diode est faible et sa fréquence de coupure est élevée.
- Il y a peu de diffusion de porteurs de charge (hors de la zone de charge d'espace ($\alpha W \gg 1$))
- Il y a beaucoup de génération (dans la zone de charge d'espace)

4.6.2 Photodiode à avalanche APD

Des signaux de sortie plus élevés peuvent être atteints par une diode à avalanche. Le composant utilise un faible courant interne pour générer un plus fort courant en sortie. Ainsi, la photodiode à avalanche est une photodiode PIN dans laquelle les électrons créés dans la

zone intrinsèque sont multipliés par effet d'avalanche. Du point de vue fonctionnel, elle peut être considérée comme l'analogue du tube photomultiplicateur.

Le schéma d'une photodiode à avalanche est illustré sur la figure 18 suivante :

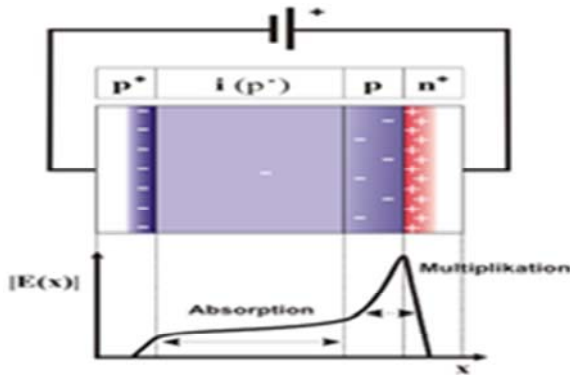


Figure 18 : photodiode à avalanche et distribution du champ électrique interne. Ref. : http://commons.wikimedia.org/wiki/File:APD2_German.png

Contrairement à la diode pin, la structure de la photodiode à avalanche comporte une couche étroite supplémentaire et fortement dopée p ou n. la jonction $n^+ p$, ainsi formée, est une zone d'avalanche où le champ électrique E dépasse le champ critique d'ionisation (E de l'ordre de 4 à 5. 10^5 V/cm). Elle agit comme une zone de multiplication et génère le gain interne de la photodiode à avalanche.

L'APD opère avec une tension inverse relativement élevée. Lors de l'application de cette tension inverse, les porteurs (électrons et trous) excités par les photons absorbés sont fortement accélérés par un fort champ électrique interne qui les dérivent avec une vitesse presque égale à la vitesse de saturation vers les régions n^+ et p^+ . Dans la région de multiplication, ces porteurs produisent l'ionisation des atomes par impact et la libération de porteurs de charge secondaires, qui sont accélérés et à leur tour, génèrent plus de porteurs de charge (voir figure 19) : C'est l'effet d'avalanche qui se traduit par une multiplication des porteurs de charge dans la zone de charge d'espace. Le gain de l'APD est supérieur à 1, il peut même atteindre des valeurs de l'ordre de 100 à 500.

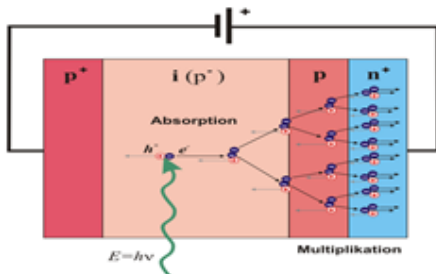


Figure 19: Effet d'avalanche dans l'APD. Ref. : http://commons.wikimedia.org/wiki/File:APD3_German.png

La photodiode à avalanche possède deux zones de fonctionnement :

- Une zone qui correspond à la partie horizontale de la caractéristique I(V) où la diode se comporte comme une photodiode PIN normale
- Une zone dans la partie de la caractéristique qui tend vers la verticale.

Ainsi, lorsque la photodiode à avalanche travaille dans cette seconde zone, elle possède un gain interne M qui augmente sa sensibilité et permet d'extraire un signal électrique fort même pour un faible signal lumineux. Il représente le rapport :

$$M = \frac{\text{photocourant mesuré}}{\text{photocourant primaire}} = \frac{I_{ph}}{I_{ph0}}$$

Le gain M de la photodiode à avalanche augmente avec la tension inverse suivant l'expression :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_r}{V_{br}}\right)^n}$$

Où - V_{br} est la tension inverse de claquage de la diode qui peut être de 120 à 220V.

Et- n un facteur empirique qui dépend du semi-conducteur, de la longueur d'onde et de la température et qui est généralement compris entre 3 et 6.

Remarque :

La photodiode à avalanche présente l'avantage d'un bon signal de sortie pour de faibles niveaux de luminosité et d'une large gamme dynamique (c'est à dire qu'il peut gérer les niveaux d'éclairage hauts et bas).

Cependant, la diode à avalanche a un certain nombre d'inconvénients qui ont tendance à l'emporter sur les avantages. Elle a des niveaux de bruit plus élevés et exige généralement des tensions de fonctionnement élevées.

Par ailleurs, la tension de polarisation est fixée par un compromis entre le bruit et le courant d'obscurité, d'un côté, et le gain de la photodiode, de l'autre. Ces paramètres n'ayant pas un comportement similaire avec l'augmentation de la tension inverse de polarisation.

De plus, le gain de la photodiode à avalanche diminue avec l'augmentation de température.

4.7 Bruits et Défectivité

La puissance lumineuse minimum qu'une photodiode peut détecter, est limitée par le bruit généré au sein du composant ou de son circuit de sortie, même si son rendement quantique peut être aussi élevée et atteindre les 80%.

4.7.1 Sources de bruit

On distingue deux types de bruits :

- Le bruit externe, dit photonique, lié au rayonnement de l'ambiant, à dominante IR, qui peut être capté par le détecteur lorsqu'il est sensible à cette radiation.
- Le bruit interne, propre au détecteur et au circuit de détection.

Une complexité de bruits internes peut prendre naissance dans un photorécepteur. Chaque bruit d'origine interne est représenté par une source de courant dont l'intensité efficace est la racine carrée de la valeur quadratique moyenne du courant de bruit correspondant. Les plus importants sont :

4.7.1.1 Le bruit d'origine thermique (de Johnson).

Il apparait dans la résistance équivalente composée de la résistance interne de la photodiode et d'une résistance de charge ou celle d'entrée de l'étage amplificateur. Il représente les fluctuations de la tension (du courant) aux bornes du conducteur à l'équilibre thermodynamique suite aux mouvements aléatoires des charges engendrés par la température. Un courant de bruit, de valeur moyenne nulle, prend donc naissance à l'intérieur du composant. Sa valeur quadratique moyenne, donnée par la formule de Johnson Nyquist, est :

$$\langle I_{th}^2 \rangle = \frac{4 kT}{R} \Delta f$$

Où k est la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin, R la valeur de la résistance équivalente du circuit et Δf la bande passante du système de détection.

La valeur efficace de ce courant de bruit augmente donc avec la température et la bande passante et diminue pour une résistance équivalente plus importante.

Exemple :

Pour une résistance $R = 20 \text{ k}\Omega$, à une température de 300 K, la valeur efficace du courant de bruit généré dans une bande passante de 20 KHz est de :

$$i_{bth} = \sqrt{\langle I_{th}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{4.1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 20 \cdot 10^3}{20 \cdot 10^3}} = 128,7 \text{ pA}$$

Pour une bande passante de 20 MHz, le bruit engendré augmente à :

$$i_{bth} = 4 \text{ nA}$$

Et, pour une résistance équivalente de 1 MΩ il devient : **18,2 pA**

4.7.1.2 Le bruit de grenaille ou de jonction (bruit schottky : Shot noise)

Le bruit de grenaille est l'effet indirect du photocourant et du courant d'obscurité dans la photodiode. c'est, ainsi, un bruit quantique qui est généré par les fluctuations du photocourant engendrées par les fluctuations du flux de photons détectés ainsi que celles du courant d'obscurité produites par les fluctuations des flux de charges libres qui peuvent être créées dans la région de charge d'espace, sous l'effet de la température extérieure en l'absence de lumière incidente.

La valeur efficace de ce bruit est donnée par la formule de Schottky :

$$\langle I_s^2 \rangle = 2 q (I_0 + I_p) \Delta f$$

Où I_0 est le courant d'obscurité, I_p le photocourant et $q (= 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C})$ la charge élémentaire.

Exemple :

Pour un photocourant I_p de 2 mA (en négligeant le courant d'obscurité), la valeur efficace du courant de bruit généré dans une bande passante de 20 KHz est de :

$$i_{bs} = \sqrt{\langle I_s^2 \rangle} = \sqrt{2 * 1.6 \cdot 10^{-19} * 2 \cdot 10^{-3} * 20 \cdot 10^3} = 3.57 \text{ nA}$$

$$\langle I_s^2 \rangle = 2 q (I_0 + I_p) \Delta f$$

Pour une bande passante de 2 MHz, le bruit quantique devient :

$$i_{bs} = 35.78 \text{ nA}$$

4.7.1.3 Le bruit de scintillation ou bruit en 1/f

C'est un bruit basse-fréquence de modulation ou de scintillation des éléments de la chaîne de détection, lorsque le détecteur est utilisé en lumière modulée (en général négligeable). Ne prédomine qu'à basse fréquence

Sa densité spectrale n'est pas constante en fonction de la fréquence mais suit une loi en $1/f$ en basse fréquence :

$$\langle I_f^2 \rangle = c \cdot I^\alpha \cdot \frac{\Delta f}{f^\beta}$$

Avec C : constante et $\alpha = 2$, $0.8 < \beta < 1.5$

Le bruit en $1/f$ est négligeable dès que les fréquences de travail sont de quelques kHz. Pour le domaine optique f est de l'ordre de 10^{14} Hz, ce bruit est donc négligeable.

La moyenne quadratique du courant de bruit résulte de l'addition des moyennes quadratiques des courants de bruit d'origine diverse :

$$\langle I_B^2 \rangle = \langle I_{th}^2 \rangle + \langle I_s^2 \rangle \quad \text{ou} \quad i_B = \sqrt{\langle I_{th}^2 \rangle + \langle I_s^2 \rangle}$$

Le rapport signal sur bruit en puissance est donné par:

$$\frac{S}{B} = \frac{\langle I_p^2 \rangle}{\langle I_s^2 \rangle + \langle I_{th}^2 \rangle}$$

Où le numérateur correspond à la puissance électrique du signal au niveau de la diode.

La valeur en décibel du rapport signal sur bruit est donnée par :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{dB} = 10 \cdot \log\left(\frac{S}{B}\right)$$

Le seuil de détection est atteint lorsque le rapport $\frac{S}{B} = 1$

4.7.2 NEP (puissance lumineuse équivalente de bruit) et détectivité

Le NEP est défini par la puissance optique incidente sur le détecteur qui donne un rapport signal sur bruit égal à un. Il caractérise la puissance d'entrée minimale qu'on peut détecter pour discerner le signal du bruit.

Le NEP est rapporté à la bande unité, il est formulé par la puissance du signal optique qui produit en sortie du photodétecteur, pour une bande passante $\Delta f = 1$ Hz, un photocourant égal au courant de bruit :

$$N.E.P = \frac{\phi_{obs}}{\sqrt{\Delta f}} \quad (en W / \sqrt{Hz})$$

Le NEP doit être spécifié par rapport aux conditions de détection, soit à :

- la longueur d'onde,
- la température,
- la fréquence du signal,
- la surface A du détecteur,
- la bande passante Δf .

On appelle détectivité D l'inverse du N.E.P. son expression est donnée par :

$$D = \frac{1}{NEP} = \frac{\sqrt{\Delta f}}{\phi_{obs}} \quad (en \sqrt{Hz} / W)$$

La détectivité permet de caractériser la photodiode par rapport à son bruit de fond et de qualifier son aptitude à détecter des lumières faibles.

Pour pouvoir comparer les différents photodétecteurs indépendamment de leurs surfaces, on ramène la détectivité à l'unité de surface A et on parle de détectivité réduite (ou détectivité spécifique) D^* qui représente le rapport signal/bruit pour un flux Φ de 1 W, une surface A de 1 cm² et une bande passante de 1 Hz :

$$D^* = \frac{\sqrt{\Delta f} \sqrt{A}}{\phi_{obs}} \quad (en W^{-1}.cm.\sqrt{Hz})$$

Remarque :

- La détectivité théorique d'un récepteur idéal qui ne possède pas de bruit propre est finie. Elle est limitée par le bruit thermodynamique du milieu ambiant et se calcule à partir du bruit du corps noir dont le maximum se situe vers 10 μm à 300K.
- La détectivité du détecteur réel dont la longueur d'onde seuil est du visible ou du proche IR n'est pas limitée par le bruit ambiant mais par le bruit propre (interne) du composant et éventuellement le bruit de l'amplificateur qui suit.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :

Sites web

- http://img.directindustry.com/images_di/photo-g/photodiode-array-36430-2337329.jpg
- http://www.gizmodo.fr/wp-content/uploads/2010/05/500x_leds.jpg
- <http://www.gazetteinfo.fr/2012/10/18/cote-dor-la-fibre-optique-dans/>
- http://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre_optique
- <http://sites.ostralo.net/observerlunivers>
- <http://www.dayah.com>
- <http://www.bibsciences.org/bibsup/j3ea/full/print.php?vol=vol2&art=7&img=bg>
- www.ecse.rpi.edu/~schubert/Light-Emitting-Diodes.../
- <http://www.ecse.rpi.edu/~schubert/Light-Emitting-Diodes-dot-org/chap23/chap23.htm>
- http://www.led-fr.net/couleur_blanche_led.htm
- http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_diode
- <http://html.rincondelvago.com/modelisation-des-transmissions-optiques-wdm.html>
- http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Optical_fiber_types.svg
- <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pmside2.jpg>
- http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Sideka_Solartechnik_Ibbenb%C3%BCren_13.JPG?uselang=fr
- <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photodiode-closeup.jpg?uselang=fr>
- http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Structure_photodiode.jpg?uselang=fr
- http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Fiber_Bragg_Grating.svg
- http://michel.hubin.pagesperso-orange.fr/physique/fibre/chap_fo1.htm#fibre

Livres

- « Introduction to fiber optics », A. GHATAK, K. Thyagaraja, Cambridge University press,
« the physics of semiconductors. An introduction including nanophysics and applications », Marius Grundmann, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010
- « LIGHT-EMITTING DIODES », E. F. SCHUBERT, CAMBRIDGE University Press, 2003
« Optoélectronique, Composants photoniques et fibres optiques », Toffano Zéno, Edition Ellipse, 2001

- « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », H. Mathieu, H. Fanet, Edition Dunod, Paris, 2009
- « The physics of semiconductors, an introduction including nanophysics and applications », M. Grundmann, Springer, Verlag, Berlin Heidelberg 2010, ISSN 1868-4513, ISBN 978-3-642-13884-3
- « Télécoms sur fibres optiques », Pierre Lecoy, édition LAVOISIER, 2008
- « Les composants optoélectroniques », François Cerf, HERMES science Publications, 2000.