

I.1. introduction

Dans ce chapitre on va présenter des généralités sur les photodiodes particulièrement les photodiodes à avalanche, résumant, leur définition, leur principe de fonctionnement et leurs caractéristiques électriques telle que: le champ électrique, l'ionisation par impact, énergie de seuil d'ionisation et le gain de multiplication.

I.2.Définition d'une photodiode

C'est une jonction $P-N$ polarisée en inverse. Lorsque cette jonction est dans l'obscurité, elle est le siège d'un courant de fuite que l'on appelle courant d'obscurité. Si l'on illumine cette jonction avec une radiation de longueur d'onde suffisamment faible, il y a création de paires électron-trou au sein du cristal. Les porteurs ainsi générés sont balayés par le champ électrique présent dans la zone de déplétion. Il en résulte un courant électrique proportionnel à la densité du flux de photons incidents. En fait, le circuit se comporte comme un générateur de courant commandé par la lumière. L'absorption de la lumière dans le silicium décroît lorsque la longueur d'onde augmente. Cependant, lorsque la longueur d'onde de la radiation incidente décroît, une plus grande quantité de paires électron-trou est générée près de la surface. De ces deux phénomènes contradictoires, il résulte une sensibilité maximale de la photodiode pour une certaine longueur d'onde. Dans la pratique les photodiodes ne sont jamais utilisées seules du fait de la faiblesse du courant qu'elles peuvent délivrer. Elles sont donc généralement associées à un amplificateur qui est souvent intégré à la même puce. Les caractéristiques du composant ainsi formé deviennent alors celles de l'ensemble photodiode et amplificateur [6]

I.3.Principe de fonctionnement d'une photodiode

Nous avons faire une étude théorique de la jonction PN polarisée en inverse afin de construire un modèle électrique de la photodiode qui servira aux simulations électroniques [7]. Le principe de fonctionnement d'une photodiode est illustré sur la figure suivante (Figure. I.1).

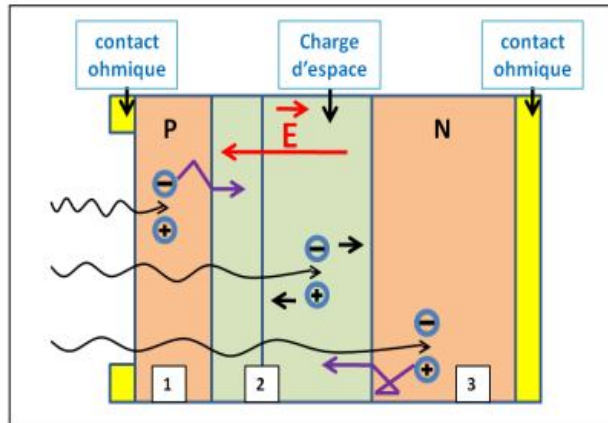
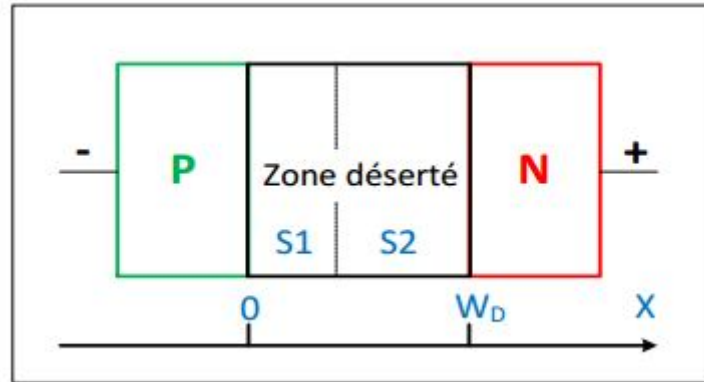


Figure. I.1 : Principe de fonctionnement d'une photodiode [7].

Lors du passage du rayonnement incident, il y a création des porteurs dans chacune des régions 1, 2 et 3. Les paires électron-trou créées par le rayonnement dans la zone de charge d'espace (2) sont conduits par le champ électrique, puis collectées par les électrodes (l'électron se déplace vers la région de type N et le trou se déplace vers la région de type P), avec un temps de séparation très court. Ces porteurs donnent naissance à un courant de génération. D'autre part, il y a création de porteurs minoritaires dans les zones électriquement neutres (1) et (3), ces porteurs diffusent et ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ils contribuent ainsi au courant par leur diffusion. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un courant résultant qui contribue au courant inverse de la photodiode. Les paires électron-trou collectées par les électrodes forment l'impulsion de courant à la sortie de la photodiode. Le temps requis pour qu'un porteur de charge traverse la zone désertée vers l'électrode s'appelle le temps de collection de charge, ce temps est lié à la position de création de la paire électron-trou [8].

La (Figure. I.2) représente une jonction PN polarisée en inverse, par une tension V , qui présente une zone désertée de tout porteur libre et de largeur W_D

Figure .I.2 : Jonction PN polarisée en inverse [7].

avec $S1$ et $S2$ qui sont respectivement les charges d'espace dans les parties N et P . Au repos, $S1=S2$, les charges d'espace sont équilibrées (Figure .I.3).

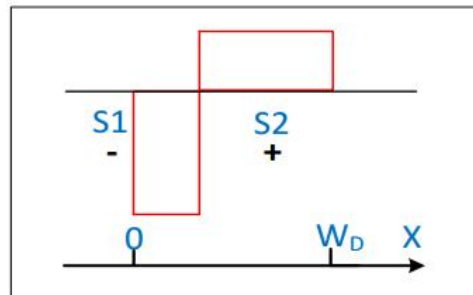


Figure .I.3 : Distribution des charges d'espace [7].

I.4. Caractéristique de la photodiode

Le photocourant est pratiquement indépendant de la tension de polarisation. Dans la pratique, on mesure soit le photocourant débité par la diode, soit le photovoltage qui apparaît aux bornes de la diode (figure .I.4).

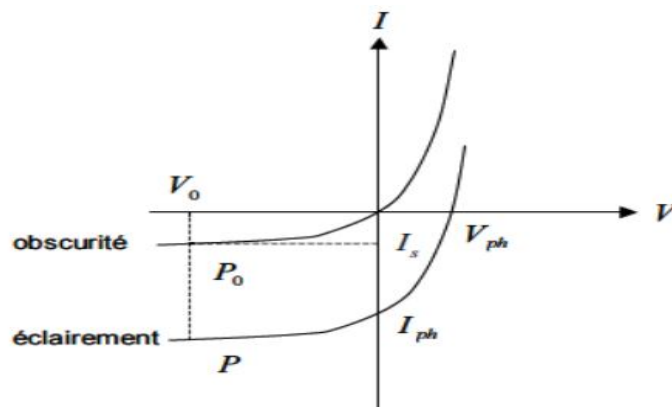


Figure .I.4: Courant d'une photodiode à l'obscurité et sous éclairage.

Dans le premier cas, la diode est polarisée en inverse par une tension négative V_0 . Dans la mesure où $-V_0 \gg kT/e$, l'expression

$$I = I_s \left(e^{\frac{qv}{kT}} - 1 \right) - I_{ph} \quad (\text{I.1})$$

s'écrit [9] :

$$I = -(I_s - I_{ph}) \quad (\text{I.2})$$

Dans la pratique I_s est très inférieur à I_{ph} de sorte que le courant mesuré est égal au photocourant et par suite proportionnel au rayonnement incident. Dans le mode photovoltaïque la diode est connectée aux bornes d'un voltmètre, le courant est alors nul.

I.5. Différents types de photodiode

I.5.1. Photodiode à homojonction PN

A partir d'un matériau semi conducteur tiré ou déposé par épitaxie on réalise une jonction par diffusion. Dans ce genre de structures la grande partie de l'absorption des photons se réalise en dehors de la zone de charge d'espace [10].

I.5.2. Photodiodes PIN

Dans la structure $P-I-N$, on augmente artificiellement la valeur de w_0 en intercalant une région intrinsèque entre les régions de type n et de type p (figure I.5). Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toute la zone intrinsèque et les photoporteurs atteignent très vite leur vitesse limite V_s . On obtient ainsi des photodiodes rapides et très sensibles. La structure $P-I-N$ est la photodiode la plus commune [11].

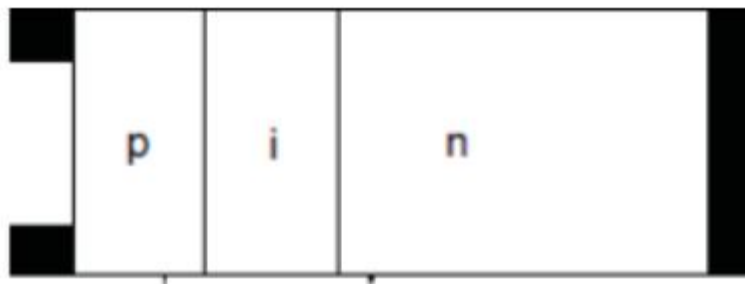


Figure I.5: Photodiode *pin*.

I.5.3. Photodiode Schottky

La diode Schottky est obtenue par dépôt d'une fine couche métallique sur base semi-conducteur. Ces photodiodes à jonction métal-semi conducteur présentent par rapport aux

structures classiques l'avantage d'avoir un domaine spectral plus étendu [12]. Une photodiode Schottky est constituée d'un substrat de silicium de type n, sur lequel est déposée une couche mince métallique, généralement de l'or. On réalise ainsi une barrière de Schottky.

Lorsque le rayonnement crée des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur, la diode est le siège d'un photocourant de génération analogue à celui de la photodiode à jonction P-N. L'avantage de la photodiode Schottky réside dans le fait que la couche métallique, si elle est suffisamment mince, est transparente au rayonnement dans le domaine du proche ultraviolet.

I.5.4. Photodiode à hétérojonction

C'est une structure qui associe deux semi conducteurs à gaps différents. On dépose par épitaxie sur un matériau semi conducteur de type donné (P par exemple) un autre matériau de gap différent et de type opposé. Parmi les photodiodes à hétérojonction on peut citer les diodes à Te-Ge ; Te-Si ; InSb-InAs ; Ge-GaAs [10].

I.5.5. Photodiode à avalanche

Lorsque la polarisation inverse de la photodiode est voisine de la tension de claquage, les photoporteurs créés dans la zone de charge d'espace sont multipliés par effet d'avalanche. Le gain ainsi obtenu est facilement supérieur à 100, toutefois certaines précautions doivent être prises dans le circuit de polarisation car ce gain est très sensible à la tension de polarisation et à la température. Les photodiodes à avalanche sont utilisées dans les systèmes de télécommunication par fibres optiques [11].

I.6. Caractéristiques électriques de la photodiode à avalanche

La création de porteurs minoritaires dans les régions neutres N et P et la génération de paires électron-trou dans la ZCE par le rayonnement lumineux augmente la valeur du courant inverse d'une photodiode. Ces phénomènes sont illustrés dans la (Figure .I.4) :

- Dans les zones neutres, les électrons (zone P) et les trous (zone N) générés à des distances de diffusion peuvent atteindre la ZCE par diffusion. Le champ électrique dans la ZCE les propulse dans les zones où ils sont majoritaires. Ces porteurs contribuent au courant photonique grâce à la diffusion.

- Dans la ZCE, le champ électrique dissocie les paires électron-trou, l'électron est propulsé vers la zone N et le trou vers la zone P. Ils donnent naissance à un photo-courant de génération.

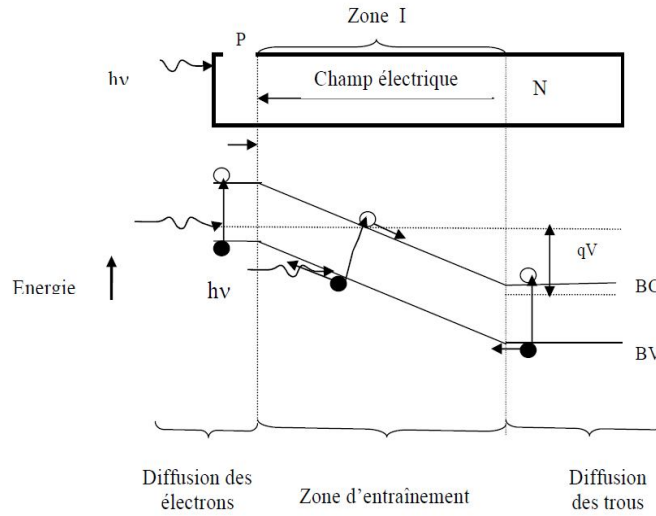


Figure. I.6: Principe de fonctionnement de la jonction

I.6.1 Champ électrique

Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toutes les zones intrinsèques, les photo-porteurs atteignent très vite leur vitesse limite. On obtient ainsi des photodiodes très rapides. En plus le champ électrique dans la région de déplétion empêche la recombinaison des porteurs, ce qui rend la photodiode un composant très sensible [13].

Le champ électrique peut être déterminé dans les deux extrémités en utilisant la loi électrostatique de Gauss [14] :

$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 K$ où K est la constante diélectrique et ρ est la densité de charge

Pour : $d < x < d + x_p$, $\rho = -qN_a$ donc :

$$E(x) = \int_d^x \frac{\rho}{\epsilon_0 K} dx = -\frac{N_a q}{\epsilon_0 K} (x - d) (A) \quad (I.3)$$

Pour : $d + x_p < x < d + x_p + x_n$, $\rho = qN_d$ donc :

$$E(x) = \frac{N_d q}{\epsilon_0 K} (x - d - x_p - x_n) (B) \quad (I.4)$$

Le champ électrique maximal se produit à $x = d + x_p$ donné par l'équation :

$$E_0 = -\frac{N_a q x_p}{\epsilon_0 K} = -\frac{N_a q x_n}{\epsilon_0 K} \quad (I.5)$$

Où x_p et x_n et W représentent l'épaisseur de la région P , la région N et la région de déplétion respectivement données par

$$x_p = \frac{N_d}{N_a + N_d} w \quad x_n = \frac{N_a}{N_a + N_d} w \quad (I.6)$$

$$w = \sqrt{\frac{2E_0 K}{q} \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} V_{bi}} \quad (I.7)$$

Où V_B représente le potentiel Built-in-potentiel donné par :

$$V_{bi} = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} \quad (I.8)$$

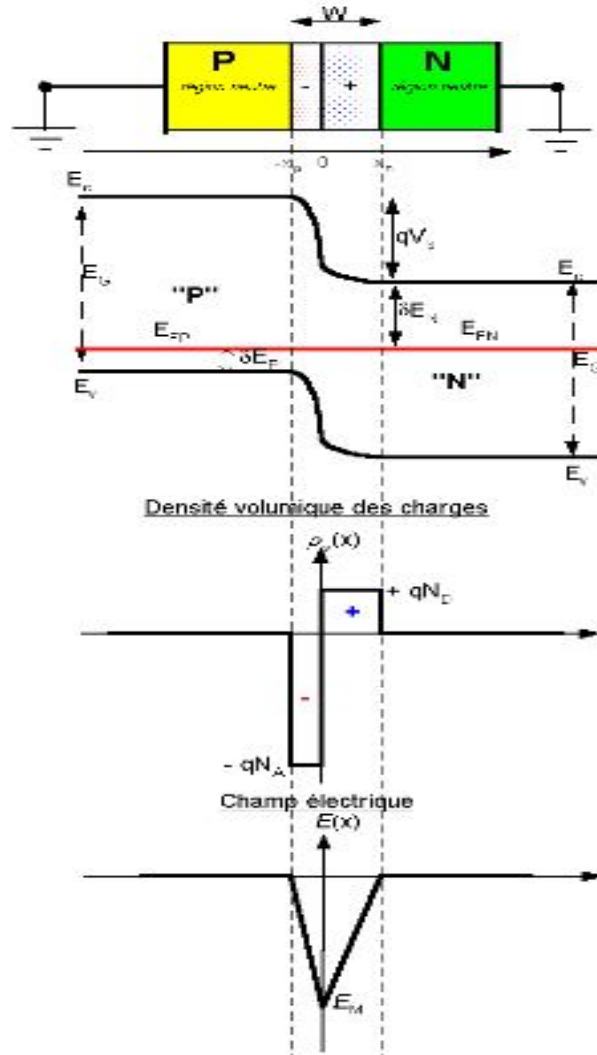


Figure .I.7 : Distribution de la charge et le champ électrique dans la jonction.

I.6.2. Ionisation par impact

En présence d'un champ électrique dans un semi-conducteur, les porteurs sont accélérés et s'ils acquièrent suffisamment d'énergie, ils peuvent alors, lors d'une collision avec un atome de la maille cristalline, transférer une partie de cette énergie pour faire passer un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. C'est ce qu'on appelle l'ionisation par impact. Cet effet, ne peut avoir lieu que si le champ électrique est

suffisamment élevé, et dépend de la température et de l'énergie du gap du matériau considéré. L'énergie minimum nécessaire pour ioniser par impact est alors appelée l'énergie de seuil, notée ici F_{th} . Il en résulte une distance moyenne que les porteurs doivent parcourir avant de pouvoir ioniser par impact [20].

I.6.3. Energie de seuil d'ionisation

L'énergie de seuil d'ionisation dépend de la structure de bande du semi-conducteur, et seul un calcul précis de cette structure permet d'obtenir les valeurs de F_{th} . Différentes méthodes permettent le calcul de cette structure et l'estimation de F_{th} , comme la méthode du pseudo potentiel non-local [16-17-18] et plus récemment la méthode k.p [19,20].

Si l'on considère le processus typique d'ionisation par impact de la (Figure I-8): un électron initialement présent dans la bande de conduction de vecteur d'onde \vec{k}_i ionise par impact un électron de la bande de valence de vecteur d'onde \vec{k}_3 , et lui transfère donc suffisamment d'énergie pour le faire passer dans la bande de conduction, son vecteur d'onde devenant \vec{k}_2 et celui de l'électron initial \vec{k}_1 .

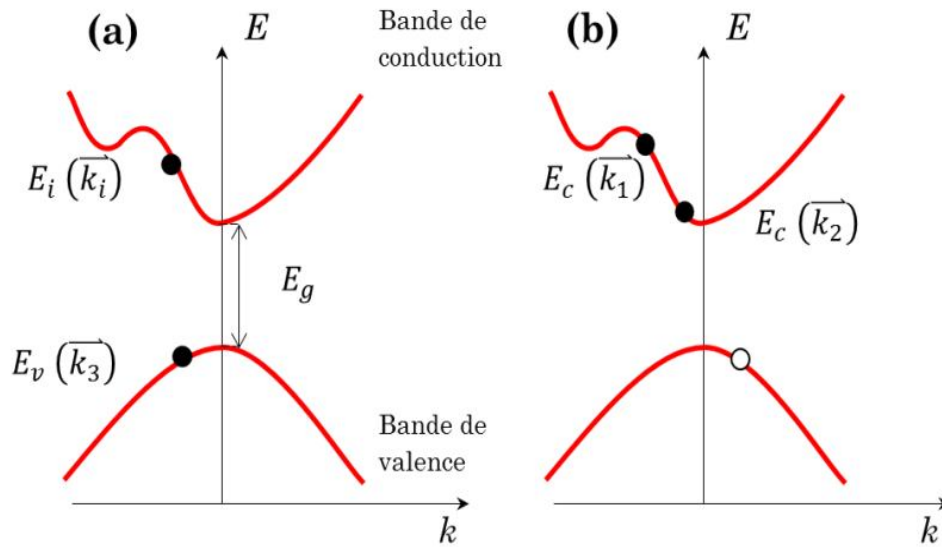


Figure I.8 : Processus d'ionisation par impact: (a) Etat initial avant ionisation et (b) après ionisation.

Alors l'énergie totale finale E_f et la quantité de mouvement résultante des porteurs dans l'état final K_f sont données par :

$$E_f = E_c(k_1) + E_c(k_2) - E_v(k_3) \quad (I.9)$$

$$K_f = k_1 + k_2 - k_3 \quad (I.10)$$

Pour trouver l'énergie de seuil d'ionisation, il faut minimiser l'énergie totale E_f pour une quantité de mouvement donnée K_f , et respecter la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement [18]. Anderson et Crowell [18] ont ainsi pu calculer l'énergie de seuil d'ionisation pour différents matériaux, notamment le Si et le Ge et les points importants à retenir sont les suivants.

- F_{th} dépend de l'orientation cristalline considérée
- $E_{th, min} > \frac{3}{2} E_g$ pour une ionisation par processus direct initiée par un électron [21]
- Il existe une multiplicité d'énergie de seuil d'ionisation pour le Si et le Ge, impliquant une dépendance de celle-ci au champ électrique
- L'ionisation par impact peut être indirecte, impliquant l'absorption d'un phonon ou un processus « umklap » (la quantité de mouvement n'est pas conservée lors de la collision).

Cependant en présence d'un fort champ électrique, des paires électrons-trous peuvent être créées à des énergies inférieures à F_{th} par un mécanisme appelé ionisation par impact par effet tunnel. C'est une combinaison de l'ionisation par impact et de l'effet tunnel Zener [22].

Les collisions des porteurs avec les phonons contrôlent les pertes d'énergie et de quantité de mouvement des porteurs, et donc influencent la distance moyenne requise pour créer une paire électron-trou par ionisation par impact. Si l'on néglige ces collisions, alors la distance requise pour acquérir F_{th} , aussi appelée « dead space » est donnée par :

$$d = \frac{E_{th}}{qE} \quad (I.11)$$

Avec E la norme du champ électrique et q la charge élémentaire. Si les porteurs perdent de l'énergie par collision avec les phonons, alors l'énergie seuil d'ionisation par impact effective augmente et le dead-space augmente. Les valeurs de F_{th} calculées par Anderson et Okuto [18, 23] pour le Si et le Ge sont données dans le Tableau I-1.

	si	Ge
électrons	1.1ev	0.8ev
trous	1.8ev	0.9ev

Tableau I-1 Energies de seuil d'ionisation pour les électrons et les trous dans le Si et le Ge.

I.6.4. Gain de multiplication

Le gain dans les photodétecteurs est défini en pratique comme le rapport du nombre de paires électrons-trou effectivement collectées sur le nombre de paires électron-trou initialement générées par absorption de photons. Cependant dans le cadre de la modélisation des photodétecteurs à avalanche, il convient de définir le gain sous forme analytique.

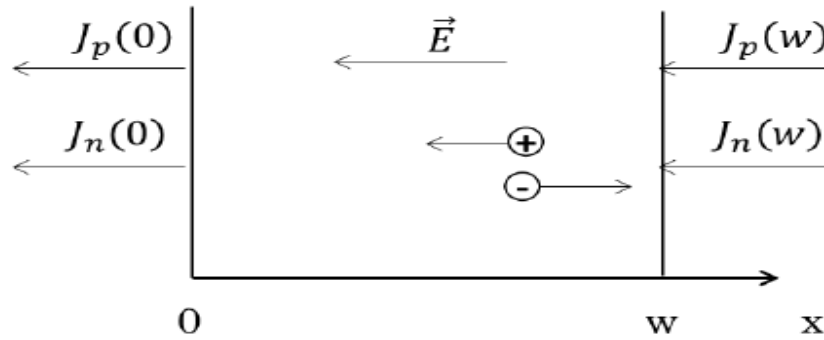


Figure .I.9: Représentation de la zone de multiplication pour la détermination du gain [15].

On considère une zone de multiplication qui s'étend de $x = 0$ à $x = w$, représentée sur la (Figure .I.9), et une paire électron-trou qui serait injectée avec une énergie initiale nulle en x , tel que $0 < x < w$. Soit $J_n(0)$ et $J_n(w)$ les densités de courant d'électrons et de trous primaires injectées dans la zone de multiplication.

La densité de courant totale indépendante du temps, en régime continu est définie par :

$$J = J_n(x) + J_p(x) = \text{constante} \quad (I.12)$$

On considère par ailleurs un taux de génération de paires électrons-trous (x), qui correspond au taux de génération dû à l'absorption de photons dans une photodiode.

Les facteurs M_n, M_p de multiplication des électrons et des trous définis par le rapport de la densité de courant d'électrons (trous) entrante sur la densité de courant d'électrons (trous) sortante de la zone de multiplication :

$$M_n = \frac{j_n(w)}{j_n(0)} \quad (I.13)$$

$$M_p = \frac{j_p(w)}{j_p(0)} \quad (I.14)$$

Le nombre total des paires électron-trou dans la jonction associée avec la paires électron-trou initiale à x est estimé par McIntyre théorie (1966) [24].

$$M(x) = 1 + \int_x^{x_n} M(x') \alpha(x') dx' + \int_{x_p}^x M(x') \beta(x') dx' \quad (I.15)$$

L'intégral de l'équation (I.14) est calculé dans par la dérivée [19] :

$$\frac{dM(x)}{dx} = -M(x)[\alpha(x) - \beta(x)] \quad (I.16)$$

donc on obtient :

$$M(x) = M(x_p)e^{-\int_{x_p}^x (\alpha-\beta)dx'} = M(x_n)e^{\int_x^{x_n} (\alpha-\beta)dx'} \quad (I.17)$$

En remplaçant l'équation (I.16) dans l'équation (I.17) pour $x=x_p$ (et aussi pour $x=x_n$), on obtient :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha_{eff}(x) e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x)) dx}} \quad (I.18)$$

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_0^w \beta_{eff}(x) e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x)) dx}} \quad (I.19)$$

En substituant ces deux équations dans l'équation (I.17) on obtient le gain (facteur de multiplication) $M(x)$ pour une paire électron-trou créée à x :

$$M(x) = \frac{e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x)) dx}}{1 - \int_0^w \alpha_{eff}(x) e^{-\int_0^x (\alpha_{eff}(x) - \beta_{eff}(x)) dx}} \quad (I.20)$$

Pratiquement, si le nombre de paires électron-trou devient très grand, ils modifient le champ électrique à l'intérieur de la jonction, ce phénomène appelé "avalanche".

Le modèle donne une indication de ce fait que $M(x)$ diverge comme étant soit $\int_{x_p}^{x_n} dx' \alpha e^{-\int_{x_p}^{x'} (\alpha-\beta) dx''}$ ou $\int_{x_p}^{x_n} dx' \beta e^{\int_{x_p}^{x'} (\alpha-\beta) dx''}$ approche à 1 (et devient non significatif pour des valeurs élevées de ces intégrales.

I.7.Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, les généralités sur les photodiodes en particulier les photodiodes à avalanche, leur définition, leur principe de fonctionnement et leurs caractéristiques électriques.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter l'information de base en programmation par SILVACO-ATLAS.