

III.1.Introduction

Dans ce chapitre, des modèles numériques décrivant le comportement électrique des photodiodes à avalanche sont développés à l'aide d'outil de simulation Silvaco-Atlas, En commençant par les équations de base des semi-conducteurs, modèles de transport et modèle d'ionisation par impact. Nous avons ensuite décrit la structure de la photodiode à avalanche à étudier, permettant par la suite d'obtenir leurs caractéristiques électriques : le champ électrique, le potentiel, la densité des porteurs de charges et la tension de claquage. Enfin, ce chapitre se termine par l'analyse de la caractéristique courant-tension de la photodiode à avalanche.

III.2. Equations de base des semi-conducteurs

Le système de base comprend la totalité des équations de la physique des semi-conducteurs dans les conditions suivantes :

1. champ magnétique extérieur est nul ($B_{\text{ext}}=0$) ;
2. température uniforme dans toute la structure ($\nabla T=0$) ;
3. matériau homogène et isotrope.

Ces trois conditions permettent de simplifier les équations de Maxwell [42] et ont conduit à un système de cinq équations de base, connues sous le nom des équations de Shockley [43] : deux équations de courant, deux équations de continuité et l'équation de Poisson. Leur résolution nous conduira à trouver simultanément les distributions de :

- électrons
- trous
- potentiel
- la charge d'espace.

De même, nous pouvons considérer que les deux équations de courant sont incluses dans les deux équations de continuité et ainsi le système à résoudre est formé que par trois équations de base couplées.

III.2.1.Equation de poisson

L'équation de Poisson est la plus importante des équations de Maxwell [44]. Elle est déduite de la loi de Gauss :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_v(\vec{r}) \quad (III.1)$$

Qui dit que la variation spatiale de l'induction électrique (\vec{D}) est égale à la densité volumique nette de charges libres (ρ_v). \vec{r} est le vecteur de position. Et si on néglige les situations particulières des très hautes fréquences nous arrivons à une expression simplifiée pour \vec{D} :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (III.2)$$

Où ε représente la permittivité électrique du semi-conducteur ($\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$, ε_0 est la permittivité à vide et ε_r est la permittivité relative du matériau) et \vec{E} représente le champ électrique.

Comme le champ magnétique extérieur est négligé (voir la condition 1 du III.2.), la loi de Faraday pour l'induction [45] est nulle et comme le rotationnel du gradient d'une fonction est zéro nous pouvons définir le potentiel électrique scalaire, ψ , ainsi :

$$\vec{E} = -\nabla\psi \quad (III.3)$$

En fait ψ représente la position en énergie du niveau local du vide.

En introduisant les équations (III.3) et (III.2) dans l'équation (III.1) nous trouvons l'équation de Poisson :

$$\nabla^2\psi = -\rho_r(\vec{r})/\varepsilon \quad (III.4)$$

En coordonnées cartésiennes s'écrit :

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\frac{\rho_r(x,y,z)}{\varepsilon} \quad (III.5)$$

III.2.2. Equation de continuité

Les équations de continuité décrivent la vitesse de variation des concentrations des porteurs en fonction du temps. Les causes de la variation des concentrations des trous ou des électrons sont :

1. les générations dues aux sources externes (qui sont souvent la création de paires électron-trou) ;
2. les générations-recombinaisons internes ;
3. les phénomènes de transport (par la présence des courants de conduction ou de diffusion).

La forme des équations est:

$$\text{Equation de continuité des électrons : } \frac{\partial n}{\partial t} = G_L(\vec{r}) - R_n(p(\vec{r}), n(\vec{r})) + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n(\vec{r}, t) \quad (III.6)$$

$$\text{Equation de continuité des trous : } \frac{\partial p}{\partial t} = G_L(\vec{r}) - R_p(p(\vec{r}), n(\vec{r})) - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p(\vec{r}, t) \quad (III.7)$$

Où G_L est le taux de génération des paires électron-trou par des sources externes ; R_n et

R_p sont respectivement les taux nets de recombinaison thermique (internes) des électrons, et des trous ; n et p sont les concentrations des électrons et des trous et \vec{j}_n et \vec{j}_p sont les densités des courants des électrons et des trous [46].

En réalité, il faut remarquer que, dans la physique des semi-conducteurs, la génération et la recombinaison des porteurs sont des procédés à travers lesquels sont créés et éliminés des électrons et des trous mobiles. La génération et la recombinaison des porteurs sont des processus fondamentaux dans le fonctionnement des dispositifs semi-conducteurs optoélectroniques comme les photodiodes, les LEDs (light emitting diode) et les diodes laser.

Leur unité fondamentale est la paire électron-trou qui correspond à la transition d'un électron entre la bande de valence et la bande de conduction [47].

III.3. Modèles de transport

Les équations III.4, III.6 et III.7 fournissent le cadre général pour la simulation des dispositifs semi-conducteurs. Cependant, des équations secondaires sont nécessaires pour spécifier des modèles physiques particuliers pour \vec{j}_n , \vec{j}_p , R_n , R_p et G_L .

Les équations de densité de courant, ou les modèles de transport de charge, sont généralement obtenus en appliquant des approximations et des simplifications à l'équation de transport de Boltzmann. Ces hypothèses peuvent entraîner un certain nombre de modèles de transport différents tels que le modèle de Drift-diffusion, modèle de Energy balance ou le modèle hydrodynamique. Le choix du modèle de transport de charge aura alors une importance majeure influence sur le choix des modèles de génération et de recombinaison.

Le modèle le plus simple de transport de charge qui est utile est le modèle "Drift-diffusion". Ce modèle a une caractéristique intéressante qu'il n'introduit pas de variables indépendantes en plus de ψ , n et p . Jusqu'à récemment, le modèle de Drift-diffusion était adéquat pour presque tous les dispositifs technologiquement réalisables. Cependant, l'approximation de la dérive-diffusion devient moins précise pour les plus petites tailles de caractéristiques. Un équilibre énergétique plus avancé et des modèles hydrodynamiques sont donc devenus populaires pour simuler des dispositifs submicroniques. ATLAS fournit à la fois des modèles de transports avancés.

Les modèles de transport de charge et les modèles de génération et de recombinaison dans ATLAS utilisent Certains concepts associés aux statistiques des porteurs de charge [5].

III.3. 1.Modèle de conduction et de diffusion (Drift-diffusion)

Les dérivations basées sur la théorie du transport de Boltzmann ont montré que les densités de courant dans les équations de continuité peuvent être approximées par le model Drift-diffusion .Dans ce cas, le courant, les densités de courant sont exprimées en termes de niveaux quasi-Fermi Φ_n Et Φ_p comme suit [5]:

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \Phi_n \quad (III.8)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \Phi_p \quad (III.9)$$

Où μ_n et μ_p Sont les mobilités des électrons et des trous respectivement. Les niveaux quasi-Fermi sont ensuite liés à la concentration des porteurs de charge et le potentiel à travers les deux approximations de Boltzmann [5]:

$$n = n_{ie} \exp \left[\frac{q(\psi - \Phi_n)}{KT_L} \right] \quad (III.10)$$

$$p = n_{ie} \exp \left[\frac{-q(\psi - \Phi_p)}{KT_L} \right] \quad (III.11)$$

Où n_{ie} est la concentration intrinsèque effective et T_L est la température dans réseau cristallin. Pour définir les potentiels quasi-fermi, ces deux équations peuvent être ensuite réécrites [5]:

$$\Phi_n = \psi - \frac{KT_L}{q} \ln \frac{n}{n_{ie}} \quad (III.12)$$

$$\Phi_p = \psi - \frac{KT_L}{q} \ln \frac{p}{n_{ie}} \quad (III.13)$$

En substituant ces deux équations aux expressions de densité de courant, les courants adaptés sont obtenues comme suit: [5];

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n - qn\mu_n \nabla \psi - \mu_n n (KT_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (III.14)$$

$$\vec{J}_p = -qD_p \nabla p - qp\mu_p \nabla \psi - \mu_p p (KT_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (III.15)$$

Le terme final explique le gradient de la concentration effective des porteurs de charge intrinsèques, qui prend en compte des effets de bandgap réduit. Les champs électriques efficaces sont normalement définis comme suit: [5]

$$\vec{E}_n = -\nabla \left(\psi + \frac{KT_L}{q} \ln n_{ie} \right) \quad (III.16)$$

$$\vec{E}_p = -\nabla \left(\psi - \frac{KT_L}{q} \ln n_{ie} \right) \quad (III.17)$$

Ce qui permet d'écrire la formulation plus conventionnelle des équations de Drift diffusion [5] :

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E}_n + qD_n \nabla n \quad (III.18)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E}_p - qD_p \nabla p \quad (III.19)$$

Il est important de noter que cette dérivation du modèle de Drift-diffusion assume que la relation Einstein est conservée. Dans le cas des statistiques de Boltzmann, cela correspond à [5]:

$$D_n = \frac{KT_L}{q} \mu_n \quad (III.20)$$

$$D_p = \frac{KT_L}{q} \mu_p \quad (III.21)$$

III.3. 2.Modèle hydrodynamique (Energy balance)

La meilleure solution de l'équation générale de transport de Boltzmann consiste le couplage de la densité de courant à la température des porteurs de charge, ou de l'énergie. Alors, les expressions des densités de courant actuelles du modèle de Drift-diffusion sont modifiées afin d'inclure cette relation physique supplémentaire. Le courant d'électrons et les densités de flux d'énergie sont alors exprimés comme suit [5]:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n - \mu_n n \nabla \psi + qn D_n^T \nabla T_n \quad (III.22)$$

$$\vec{S}_n = -K_n \nabla T_n - \left(\frac{K \delta_n}{q} \right) \vec{J}_n T_n \quad (III.23)$$

$$\vec{J}_p = qD_p \nabla p - \mu_p p \nabla \psi + qp D_p^T \nabla T_p \quad (III.24)$$

$$\vec{S}_p = -K_p \nabla T_p - \left(\frac{K \delta_p}{q} \right) \vec{J}_p T_p \quad (III.25)$$

Où T_n et T_p représentent les températures des porteur de charge (électrons et trous), S_n et S_p sont le flux (Ou la chaleur) des porteurs de charge au réseau cristallin, K_n et K_p sont les conductivités thermiques des électrons et des trous, D_n et D_p sont les constantes de diffusion thermiques pour les électrons et les trous et μ_n , μ_p sont les mobilités des électrons et des trous.

III.4. Modèle d'ionisation par impact

III.4.1. Modèle de Selberherr

Le modèle de taux d'ionisation proposé par Selberherr [44] est une variante du modèle classique de Chynoweth. Ce modèle est activé dans SILVACO par le paramètre SELB dans la section de déclaration IMPACT. Il est basé sur les expressions suivantes [5] :

$$\alpha_n = A N \exp \left[- \left(\frac{BN}{E} \right)^{BETAN} \right] \quad (III.26)$$

$$\alpha_p = A P \exp \left[- \left(\frac{BP}{E} \right)^{BETAP} \right] \quad (III.27)$$

Où E est le champ électrique dans la direction du flux de courant. Les paramètres AN , AP , BN , BP , $BETAN$ et $BETAP$ peuvent être définis dans l'instruction IMPACT. Ils sont définis par défaut dans SILVACO (voir le tableau 3.1). Les AN , AP , BN et BP sont également définis selon la valeur du champ électrique EGRAN (v/cm) (voir le tableau 3.1), où pour les champs électriques faibles $< EGRAN$ les paramètres sont $AN1$, $AP1$, $BN1$, $BP1$. En contrepartie, pour les champs électriques intenses $> EGRAN$, les paramètres deviennent $AN2$, $AP2$, $BN2$ et $BP2$.

Dans ce modèle, les paramètres AN et BN sont également en fonction de la température du réseau cristallin. La dépendance à la température de ces coefficients est définie comme suit [5]:

$$AN = AN_{1,2} \left(1 + A. NT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.ANT} - 1 \right] \right) \quad (III.28)$$

$$AP = AP_{1,2} \left(1 + A. PT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.APT} - 1 \right] \right) \quad (III.29)$$

$$BN = BN_{1,2} \left(1 + B. NT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.BNT} - 1 \right] \right) \quad (III.30)$$

$$BN = BN_{1,2} \left(1 + B. NT \left[\left(\frac{T_L}{300} \right)^{M.BNT} - 1 \right] \right) \quad (III.31)$$

déclaration	paramètre	défaut
IMPACT	AN1	7.03*10 ⁵ cm-1
IMPACT	AN2	7.03*10 ⁵ cm-1
IMPACT	AP1	6.71*10 ⁵ cm-1
IMPACT	AP2	6.71*10 ⁵ cm-1
IMPACT	BN1	1.131*10 ⁶ v/cm
IMPACT	BN2	1.231*10 ⁶ v/cm
IMPACT	BP1	1.693*10 ⁶ v/cm
IMPACT	BP2	2.036*10 ⁶ v/cm
IMPACT	BETAN	1.0
IMPACT	BETAP	1.0
IMPACT	EGRAN	4*10 ⁵ v/cm

Tableau III.1: Paramètres définissant le modèle d'ionisation par impact de Selberherr [5].

III.4.2. Modèle de Toyabe

Le modèle d'ionisation par impact de Selberherr qui dépend de la température est similaire à celui suggéré par Toyabe. La température des porteurs de charge est utilisée pour calculer le champ électrique efficace E_{eff} . Pour maintenir l'auto-consistance dans le modèle de l'équilibre d'énergie (Energy Balance), la même relation est utilisée pour le champ électrique effectif mobilité qui dépend de la température des porteurs de charge. Ce modèle est le modèle utilisé par défaut dans SILVACO. Il est activé avec les paramètres TOYABE ou SELB dans l'instruction IMPACT. Les taux d'ionisation ont les formes suivantes [5] :

$$\alpha_n = AN \exp\left(-\frac{BN}{E_{eff,n}}\right) \quad (III.32)$$

$$\alpha_p = AP \exp\left(-\frac{BP}{E_{eff,p}}\right) \quad (III.33)$$

Où les paramètres de modèle AN , AP , BN et BP sont déterminés par l'utilisateur dans l'instruction IMPACT. Ou définis par défaut par les valeurs indiquées dans le (tableau 3.1). Le champ électrique effectif est calculé selon [5]:

$$E_{eff,n} = \frac{3}{2} \frac{KT_n}{qLREL.EL} \quad (III.34)$$

$$E_{eff,p} = \frac{3}{2} \frac{KT_p}{qLREL.HO} \quad (III.35)$$

Où les longueurs de relaxation de l'énergie $LREL.EL$ et $LREL.HO$ peuvent être explicitement définis sur l'instruction IMPACT.

III.5. Description de la structure étudiée (photodiode à avalanche)

L'avantage majeur des photodiodes d'avalanche par rapport aux celles P-N et P-i-N est que les photodiodes avec une jonction P-N ou une jonction P-i-N génèrent une seule paire d'électron-trou excitées par un seul photon, et il n'y a pas de gain interne. Ce qui nécessite une amplification du courant de sortie après l'étage de la détection. Par conséquent un bruit important s'est créé.

L'une des façons de faire face à ce problème est la conception d'un détecteur avec un gain interne (qui assure l'amplification du signal optique dans l'étage de la détection). La photodiode à avalanche (APD) peut être considérée comme une solution pratique due au gain interne qui pourrait être aussi élevé que 100.

La (Figure III.1) représente la structure de la photodiode à avalanche et définit leurs grandeurs physiques et géométriques associées. $L1$ présente la largeur de la photodiode

(3 μm), la longueur de la zone dopée P (2.6 μm) et la longueur de la zone mince considérée comme zone d'avalanche.

Le profil de dopage dans la zone dopée P est uniforme (une couche P d'une concentration de l'ordre de 10^{16} cm^{-3}), et gaussien dans la zone N+ et P+ (fortement dopée d'une concentration de l'ordre de 10^{20} cm^{-3}).

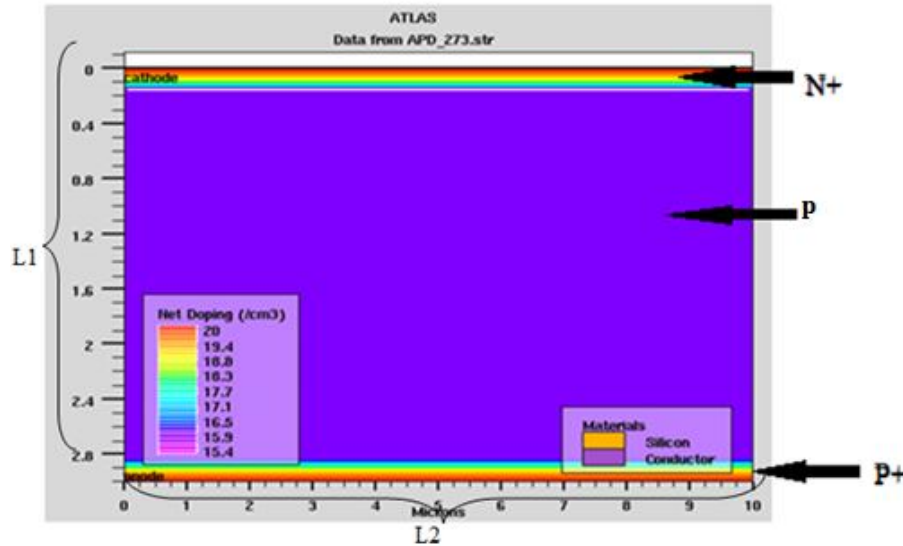


Figure II.1 : Structure d'une photodiode à avalanche.

Donc, la structure APD est constituée d'une couche N+ dopée au Phosphore (10^{20} cm^{-3}) suivie, par ordre, par: une couche P dopée avec du Bore (entre 10^{16} et 10^{17} cm^{-3}), et une couche fortement dopée P+ avec du Bore (10^{20} cm^{-3}).

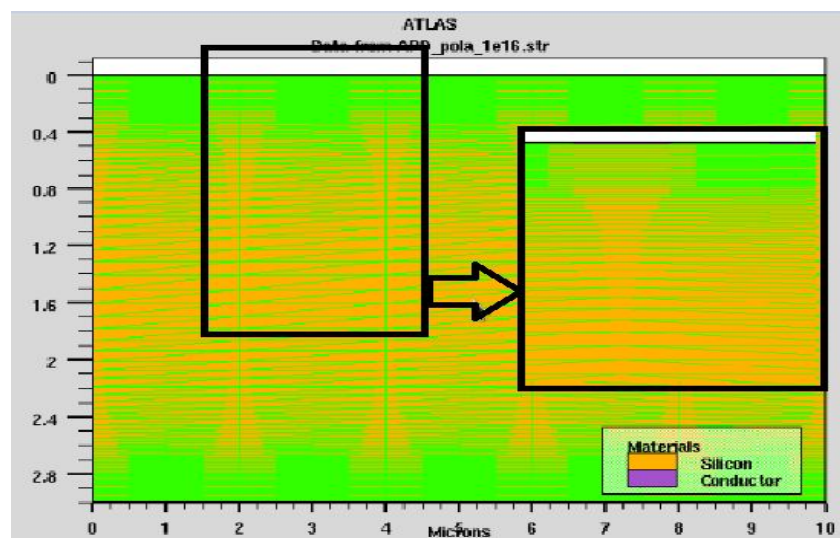


Figure III.2 : Maillage de la structure de photodiode à avalanche.

Le maillage joue un rôle très important pour l'obtention de bonnes simulations. Celui ci doit être fait avec la plus grande attention pour garantir la fiabilité des résultats. La méthode numérique utilisée pour résoudre les équations physiques est la méthode des éléments finis. Son principe de base est la discrétisation par éléments des équations à traiter. Les éléments qui définissent la maille élémentaire utilisée par le simulateur sont des prismes. Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques. Le choix de maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats [48].

III.6.Simulation électriques de la photodiode à avalanche

III.6.1.Distribution du champ électrique

Dans une photodiode la zone la plus intéressante du point de vue photoélectrique est la zone de déplétion parce qu'elle est dépourvue de charges mobiles. Ainsi on a réduit le risque de recombinaison des électrons et des trous photogénérés. En plus sous l'effet d'un champ électrique qui existe dans cette zone de déplétion, les trous et les électrons qui y sont générés sont immédiatement chassés.

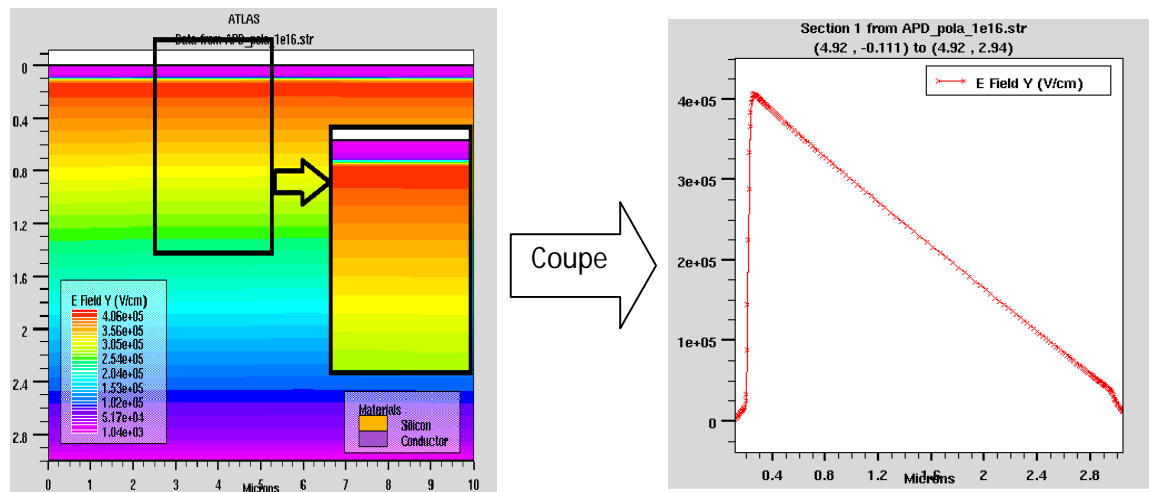


Figure III.3 : Distribution du champ électrique dans la structure (vue 2D et coupe)

Dans la (figure III.3), nous avons présenté la distribution du champ électrique à une tension de polarisation près de la tension de claquage 54V et sous obscurité pour une photodiode à avalanche de 3 μ m d'épaisseur. Nous remarquons dans la couche P que le champ électrique diminue avec l'épaisseur et nous remarquons un changement abrupte de pente dans la jonction N+/P où le champ électrique est plus grand et atteint une valeur

maximal de 4.10^5 V/cm. Par conséquent, on dit qu'un champ électrique assez important dans la région de déplétion empêche la recombinaison des porteurs, ce qui rend la photodiode un composant très sensible. Alors, la probabilité d'avalanche est maximale dans la zone à très fort champ électrique et baisse de part et d'autre. A droite, c'est naturellement les électrons qui provoquent l'avalanche en remontant le champ électrique et à gauche, (en surface), ce sont les trous les mieux placés pour enclencher le phénomène d'avalanche.

III.6.2. Distribution de potentiel dans la structure

La forme exacte du potentiel est dérivée de l'équation de Poisson. Sa variation linéaire dans la zone de charge d'espace met en évidence l'existence d'un fort champ électrostatique dans cette partie de la structure (figure III.4).

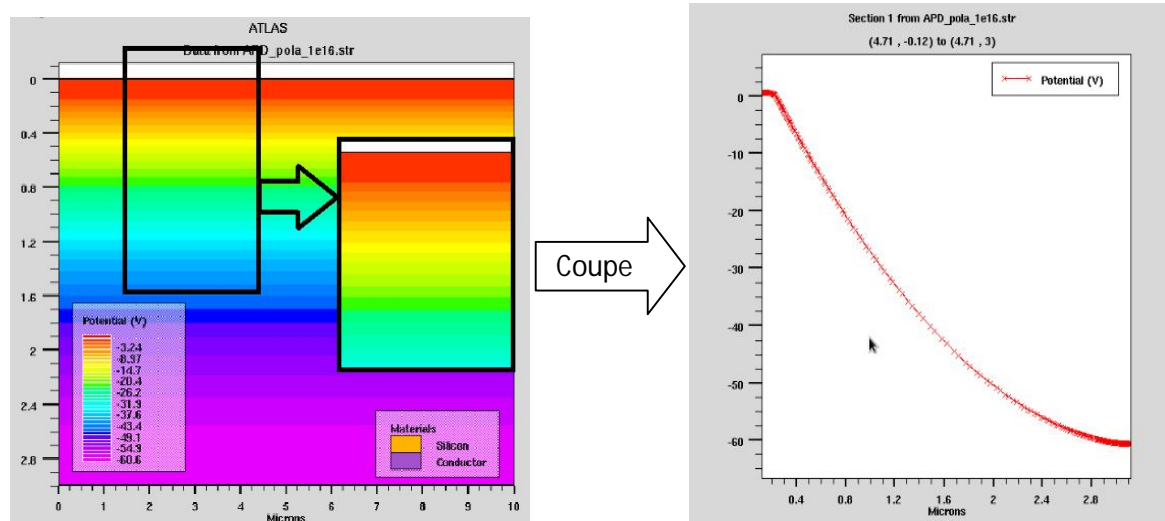


Figure III.4 : Profil de distribution du potentiel dans la structure (vue 2D et coupe).

Dans la (figure III.4), nous avons présenté la distribution du potentiel à une tension de polarisation près de la tension de claquage 54V et sous obscurité pour une photodiode à avalanche de $3\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Selon la structure étudiée, la région fortement dopée du Silicium type N a habituellement une grande concentration en ions dopant à la surface de 10^{20} cm^{-3} et une moins grande concentration en profondeur de 10^{16} cm^{-3} . Ce gradient de concentration dans la région P cause un gradient de potentiel électrostatique qui fait accélérer les porteurs de charges issus de la génération (électrons dans la région P). Ce qui explique que ces porteurs de charges générés sont repoussés loin de la surface de la zone N réduisant, ainsi, la recombinaison.

Autrement dit, une variation plus importante du potentiel augmente l'amplitude du champ électrique et donc la densité de courant grâce à un taux de recombinaisons plus faible.

III.6.3.Densité des porteurs de charges

Sur la (figure III.5) nous avons représenté une étude comparative entre les densités de courant des électrons et des trous sous obscurité pour une photodiode à avalanche APD de $3\mu\text{m}$ d'épaisseur.

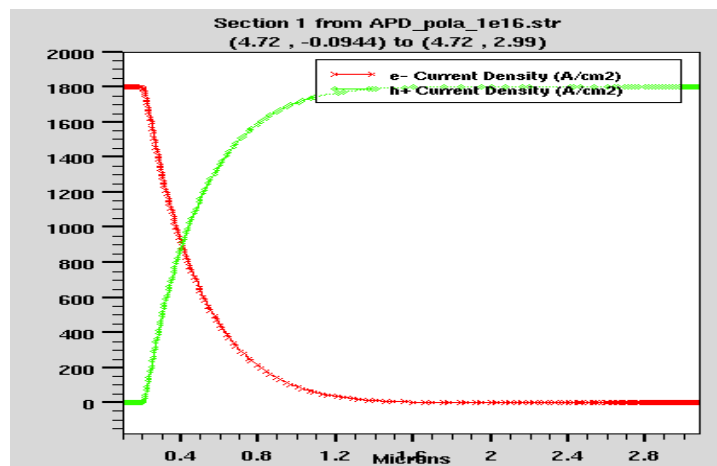


Figure III.5 : Densité des porteurs de charges (électrons-trous).

Par comparaison, la densité de courant des trous dans la couche P+ ne varie plus (de l'ordre de 1800A/cm) mais dans la couche P, par exemple à $0.4\mu\text{m}$ d'épaisseur, la variation est entre 800 et 1800 A/cm (sous obscurité) et devient nul dans la couche N+. et vice versa pour le cas de la densité de courant des électrons.

Aussi les graphiques de la (figure III.5) nous aident beaucoup, à comprendre ce qui se passe dans la structure du point de vue de la photo-génération.

Nous remarquons tout d'abord, que l'équilibre entre le courant des électrons et des trous sous obscurité est atteint à $0.4\mu\text{m}$. Ce point représente le point d'inversion des populations. Il est cohérent, que dans une polarisation inverse, il se décale vers la couche N, car la mobilité des électrons est 2 fois plus grande que celle des trous.

Alors, si on prend notre cas de polarisation (polarisation inverse), les électrons seront attirés vers la zone P (Polarisation inverse signifie que la tension du côté P+ est négative) donc le point d'intersection des concentrations est décalé vers la couche N+).

La pente de la densité de courant des électrons du côté N+ du point d'intersection précédent, devient plus grande, et du côté P de ce point devient petite et presque nulle du côté

P+. Du côté où la pente devient presque nulle nous disons que la zone est déplétée de ces charges. Dès que le point d'inversion de population arrive à la limite du côté de la couche N+ de la photodiode nous disons que la photodiode est complètement déplétée.

La déplétion est une notion très importante, elle nous donne une idée sur la possibilité de collecte de la charge photo-générée.

III.6.4. Caractéristique courant-tension

Le courant d'obscurité, simulé sous SILVACO, pour une photodiode à avalanche P+/P/N+ de 3 μm d'épaisseur est représenté sur la (figure III.6).

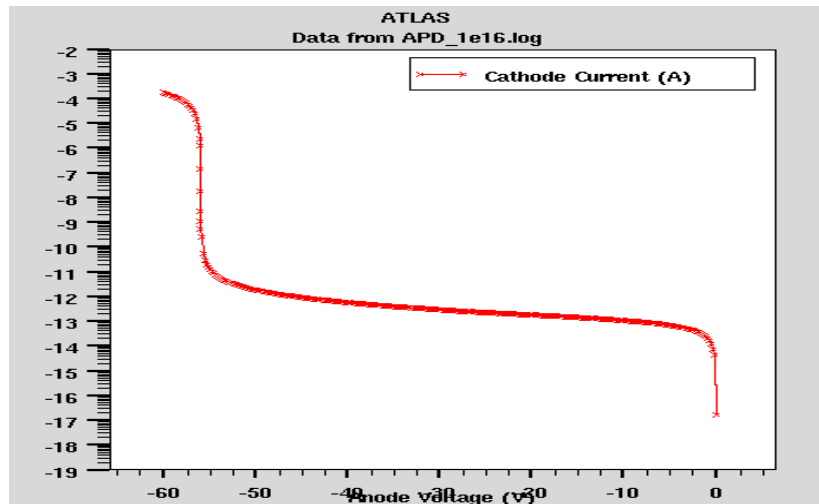


Figure III.6 : Caractéristique courant-tension I-V de l'APD sous obscurité.

Cette figure représente la caractéristique courant-tension sous obscurité. La courbe représente la variation de courant par rapport la tension de polarisation.

En polarisation inverse, le courant d'obscurité est appelé courant de fuite, c'est le courant qui passe à travers le volume de la photodiode. Le phénomène responsable de ceci est principalement la recombinaison.

Le courant de fuite ainsi défini, est très important pour spécifier la limite inférieure de la sensibilité du capteur. En tenant compte des effets de champ, nous remarquons que plus la tension de polarisation décroît, plus le courant inverse est grand et par conséquent la dynamique de la sensibilité du capteur (la différence entre les courants d'obscurité et sous lumière) sera diminuée. La décroissance de la tension de polarisation résulte des courants de valeurs très grandes de l'ordre de 10^{-4} A près de la tension de claquage.

III.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté tout d'abord, les équations de base des semi-conducteurs, particulièrement, l'équation de Poisson, l'équation de continuité, les modèles de transport des porteurs de charge et les modèles d'ionisation par impact. Ensuite, nous avons présenté la structure étudiée (photodiode à avalanche) ainsi que ses profils de dopage. Une simulation numérique de la photodiode APD a été effectuée par le logiciel SILVACO afin de décrire le principal comportement électrique de cette photodiode tel que la distribution du potentiel, champ électrique et la densité des porteurs de charge (électron et trous) ainsi la caractéristique courant-tension $I(V)$.