

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
Université Mohamed Khider-Biskra
Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur
Département d'Electronique

MEMOIRE

En Vue de l'Obtention du Diplôme de Magistère

En Electronique

Option

Architecture des systèmes : Contrôle

Calcul de la résistivité des semi-conducteurs irradiés

Par
Hezabra Adel

Soutenu-le:04/07/2005

Devant le jury:

Nom et prénoms	Grade	Qualité	Etablissement
Mimoune Sourî Mohammed	M.C.	Président	U. Biskra
Sengouga Nouredine	Pr	Rapporteur	U. Biskra
Helmaoui Abd Errachid	M.C	Examineur	C.U. Bechar
Dehimi Lakhdar	M.C.	Examineur	U. Biskra

2004/2005



Résumé

Un composant à semi-conducteur soumis à des radiations (dans l'espace ou une station nucléaire par exemple) peut devenir défectueux. Ces défauts ont des effets indésirables qui peuvent dégrader les performances. Parmi ces effets l'augmentation de sa résistivité qui peut atteindre sa valeur maximale. La prédiction de ces effets est donc très utile. Le composant utilisé est une simple diode. Pour une diode à une région active de type n on a trouvé que :

La résistivité augmente avec l'augmentation de la densité du piège accepteur pour atteindre une valeur maximale proche de la résistivité maximale de silicium. Ce point correspond à un changement de signe pour le coefficient de Hall. Puis il commence à diminuer avec les densités plus élevées.

La résistivité diminue avec l'augmentation de la densité du piège donneur.

La région active de la diode irradiée, initialement de type n, deviendra essentiellement intrinsèque ou de type p. Ceci est dû à la compensation des donneurs superficiels par les pièges profonds accepteurs.

La résistivité est inversement proportionnelle à la température et le coefficient de Hall est pratiquement constant pour les températures plus que 300 K.

(n)

(ρ)

)

(Hall)

(

(p)

(n)

300 K

Remerciements

Tous mes remerciements à mon encadreur monsieur Prof. SENGOUGA NOUREDDINE qui a suivi mon travail du début jusqu'à la fin et mis à ma disposition la documentation nécessaire.

Je remercie aussi les membres de jury qui ont accepté de me soutenir et donnés une importance à ce travail.

J'exprime mon remerciement vif aux enseignements de l'institut de l'électronique.

À tout qui m'aide de près ou de loin

Dédicace

*Je dédie ce modeste travail à ma très chère mère et à
mon cher père tout deux que j'aime pour leurs
sacrifices qu'ils m'ont offert tout au cours de ma
carrière scolaire.*

A mes frères et sœurs

A toute la famille

*A mes amis qui m'ont aidé de près ou de loin pour
j'en arrive là aujourd'hui*

Adel Hezabra

SOMMAIRE

Résumé	ii
ملخص	iii
Remerciement	iv
Dédicace	v
Sommaire	vi
Liste des symboles	viii
Introduction	1

Chapitre 1 : Détecteurs de particules au silicium

1.1. Introduction	2
1.2. Détecteurs de particules à base de semi-conducteurs	2
1.3. Théorie et principe de fonctionnement des détecteurs de particules au silicium	3
1.3.1. La structure de base d'un détecteur de particules au semi-conducteur	3
a) La jonction p-n	3
1.3.2. Fabrication de détecteur	7
1.4. Le principe de base du fonctionnement de détecteur	7
1.5. Efficacité de collection de charge (CCE)	10
1.6. Résistivité et effet de Hall	12
1.7. Conclusion	14

Chapitre 2 : Dommages et défauts de rayonnement dans le silicium

2.1. Introduction	15
2.2. Défauts induits par dommages de rayonnement dans les détecteurs	16
2.3. Piège et centre de génération recombinaison	17
2.3.1. Statistiques de Shockley-Read-Hall	18
2.3.1.1. En équilibre	18
2.3.1.2. Hors équilibre	21
2.4. Effets macroscopiques des dommages d'irradiation	23
2.4.1. Tension de déplétion V_{dep}	23
2.5. Conclusion	25

Chapitre 3 : Modélisation et calcul numérique

3.1. Introduction	26
3.2. Discrétisation spatiale de la structure p^+n	27
3.3. Les équations fondamentales pour l'analyse statique	27
3.4. Discrétisation des équations par la méthode des différences finies	30
3.5 Définition des conditions initiales et des conditions aux limites	35
3.6. Résolution du système d'équations par la méthode récursive	36
3.7. Partie de calcul résistivité et coefficient de Hall	37
3.8. Algorithme de calcul	37
3.9. Conclusion	39

Chapitre 4 : Résultats et discussion

4.1. Introduction	40
4.2. La structure étudiée	41
4.3. L'effet d'irradiation	42
4.3.1. L'effet de centre g-r	42
4.3.2. L'effet des pièges en présence de faible densité de centre g-r	44
4.3.2.1. L'effet de présence d'un piège accepteur	44
4.3.2.2. L'effet de présence d'un piège donneur	47
4.4. L'effet de la température	51
4.4.1. En présence d'un piège accepteur et faible densité de centre g-r	51
4.4.2. En présence d'un piège donneur et faible densité de centre g-r	53
4.5. La concentration effective de dopage N_{eff} et la tension de déplétion totale V_{dep}	55
4.5.1. Effet d'un piège accepteur	55
4.5.2. Effet d'un piège donneur	57
4.6. Conclusion	58

Conclusion	59
Bibliographie	61

Liste des symboles

A_n, A_p	Paramètres concernant Q_{\max}
cce	Efficacité de collection de la charge
c_n, c_p	Taux de capture d'électrons, taux de capture de trous
d	Epaisseur de la diode
D_n, D_p	Constante de diffusion des électrons, constante de diffusion des trous
e_n, e_p	Taux d'émission d'électrons, taux d'émission de trous
E_c, E_v	Niveau d'énergie de la bande de conduction, niveau d'énergie de la bande de valence
E_g	Gap d'énergie
E_F	Niveau de Fermi
E_i	Niveau de Fermi intrinsèque
E_T	Le niveau énergétique du centre de g-r ou du piège
E_{TA}	Niveau d'énergie du piège accepteur
E_{TD}	Niveau d'énergie du piège donneur
f	Probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie
G	Taux de génération
h, h'	Le pas de discrétisation principale, le pas de discrétisation secondaire
I	Composante continue du courant direct
J_n, J_p	Courant d'électrons, courant de trous
k	Constant de Boltzmann
K	Kelvin (température absolu)
' M	Indice indiquant la discrétisation de l'espace lié aux noeud secondaire
n	Densité d'électrons
n_i	Concentration intrinsèque
' N	Indice indiquant la discrétisation de l'espace lié aux noeud principal
N_A	Densité d'accepteurs superficiels
N_C	Densité effective des états vides dans la bande de conduction
N_D	Densité de donneurs superficiels

N_{g-r}	Densité de centres de génération-recombinaison (g-r)
N_T	Densité de centres de génération-recombinaison (g-r) ou de piège
N_{TA}	Densité totale des pièges accepteurs
N_{TA}^-	Densité de pièges accepteurs ionisés
N_{TD}	Densité totale des pièges donneurs
N_{TD}^+	Densité de pièges donneurs ionisés
N_V	Densité effective des états vides dans la bande de valence
p	Densité des trous
q	Charge électronique
Q	Charge
Q_{\max}	Charge maximale collectée
Q_0	Charge totale générée par l'interaction photonique
Q_p	Charge stockée
S	Section de la jonction
T	Température
U	Taux de recombinaison
v_{th}	Vitesse thermique des électrons
V_{bi}	Tension de diffusion
V_d	Tension de déplétion
V_A, V	Tensions appliquées à la structure
w	Largeur de la zone de déplétion
w_p	Largeur de la zone de déplétion dans la région p
w_n	Largeur de la zone de déplétion dans la région n
x	Distance
ρ	Charge totale
τ	Constante du temps
Γ	Différence des densités d'accepteurs et donneurs superficiels ($N_d - N_a$)
μ_n, μ_p	Mobilité d'électrons, mobilité de trous
ρ	Résistivité
R_H	Coefficient de Hall
ϵ_0, ϵ_r	Permittivité et permittivité relative
ψ	Potentiel

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$	Coefficients de l'équation de Poisson discrétisée
τ_{0n}, τ_{0p}	Durée de vie de porteurs minoritaires (électrons, trous)
σ_n, σ_p	Section efficace de capture des électrons, des trous
$\lambda_{n1}, \lambda_{p1}, \lambda_{n2}, \lambda_{p2}$	Coefficients des équations discrétisées des courants d'électrons et de trous
$\alpha, \beta, E_c, N_{ref}, \mu_{min}, \mu_{max}$	Constants concernant la mobilité

Introduction

Les détecteurs de particules sont employés pour la détection nucléaire et pour la spectroscopie dans plusieurs domaines importants. Les détecteurs réalisés à base des semiconducteurs sont de plus en plus utilisés grâce à leur résolution énergétique, ainsi pour des avantages économiques.

La création des défauts dans les détecteurs par irradiations, fait l'objet des études depuis déjà plus de 30 ans.

Les principaux effets des radiations sont la création des défauts [1]. Parmi des effets des défauts : le changement dans la concentration du dopant ce qui peut entraîner une inversion du type du semi-conducteur, changement de la tension nécessaire pour la déplétion totale [2-3], augmentation du courant de fuite à cause de création de centre de génération-recombinaison et donc la réduction de l'efficacité de collection de la charge à cause de piégeage des porteurs libres.

L'objectif de ce travail est le calcul numérique de la résistivité et le coefficient de Hall d'un détecteur de particule à base de silicium (Si), pour atteindre ce but on a choisie d'étudier une jonction abrupte p^+n . la résistivité et le coefficient de Hall sont calculés en fonction de la densité du piège (accepteur et donneur), la densité du centre de génération-recombinaison ($g-r$) ; l'effet de la température a été étudié aussi.

Notre travail s'organise comme suit :

Le premier chapitre résume les principales notions et définitions concernent les détecteurs de particule telque le principe de fonctionnement et quelques concepts théoriques de la jonction p-n.

Le deuxième chapitre décrit les principaux effets de l'irradiation, classification des défaut, statistique de Shokley Read-Hall et quelques phénomènes concernent les détecteurs de particule

Le troisième chapitre présente en détail la méthode numérique utilisée pour le calcul de la résistivité et le coefficient de Hall.

Les résultats de la simulation sont représentées avec leurs interprétations dans le quatrième chapitre. Ce chapitre est commencé par l'étude de l'effet des centre ($g-r$) en absence du piège, l'effet des pièges accepteur et donneur sur la caractéristique de la résistivité et le coefficient de Hall ; l'effet de la température est aussi étudiée. Le chapitre est terminé par l'extraction de quelques paramètres de la diode telque la concentration effective de dopage N_{eff}

En fin on termine notre travail par une conclusion générale.

Chapitre 1

Détecteurs de particules au silicium

1.1. Introduction:

Des grands efforts ont été consacrés au développement des détecteurs de particules basés sur les semi-conducteurs [4]. Ceci inclut les détecteurs au silicium qui ont trouvé une utilisation dans beaucoup de domaines. Leurs applications s'étendent des interactions des leptons, quarks aux gluons. Entre ces extrémités, ils sont employés en physique nucléaire, cristallographie, et médecine pour le traitement d'image. Dans chacune des nombreuses applications, ils ont été modifiés pour s'adapter à l'échelle d'énergie, la structure de temps et les caractéristiques de signal de l'application.

Dans les sections suivantes, le principe de fonctionnement des détecteurs au silicium est expliqué et une description de leur fabrication est donnée.

1.2. Détecteurs de particules à base de semi-conducteurs :

Un détecteur de particules est une chambre d'ionisation. Si une particule chargée traverse un solide elle perd son énergie aux électrons du solide, créant dans toute sa trajectoire des charges mobiles positives et négatives (électrons et trous (e-t)). Ces charges peuvent être collectées sous l'action d'un champ électrique, et indiquer une impulsion pour chaque particule détectée. Le nombre de ces charges est proportionnel à l'énergie dissipée des particules qui fournit les informations élémentaires sur la particule.

Les détecteurs de particules à base de semi-conducteurs sont employés depuis 1964 et ils fournissent la meilleure résolution de l'énergie. Ils donnent également une impulsion d'une amplitude plus élevée.

Le gap d'énergie E_g du silicium est environ 1.12 eV à la température ambiante. La création d'une paire électron-trou exige une énergie moyenne de 3.6 eV . [5]

1.3. Théorie et principe de fonctionnement des détecteurs de particules au silicium :

Cette section, peut seulement donner les dispositifs de base de l'opération des détecteurs de silicium. Pour d'autres détails voir [6-8].

1.3.1. La structure de base d'un détecteur de particules au semi-conducteur :

Un détecteur au silicium est un dispositif basé sur les structures " $p-n$ ", " $p-n-n$ " et " $p-i-n$ " ou encore " $n^+n^-n^+$ ". La jonction " $p-n$ " représente l'élément de base de la majorité des détecteurs ; qui est présente en plus de détail dans les sections suivantes.

b) La jonction p-n :

Le dopage peut être réalisé sélectivement sur différentes régions d'un même substrat de silicium ; une partie du cristal peut être dopé p et un autre n. Les deux types de silicium p et n peuvent être ainsi mis en contact. Comme ils présentent des concentrations des porteurs libres très différents, un phénomène de diffusion se met en place ; les électrons en excès du côté n migrent vers le côté p alors que les trous se déplacent en sens opposé. Ce mouvement des porteurs tend à équilibrer la concentration de chaque type de porteur libre. Les électrons qui quittent le côté n et les trous qui quittent le côté p, ne sont pas remplacés ce qui entraîne la formation d'une charge d'espace. Celle ci génère alors un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs de charge libres. Un équilibre s'établit lorsque le courant induit par ce champ compense celui dû à la diffusion. Dans la région proche de l'interface entre les côtés p et n, pratiquement aucune charge libre n'est présente. Une jonction p-n dont le principe est représenté sur la figure 1.1 est alors formée.

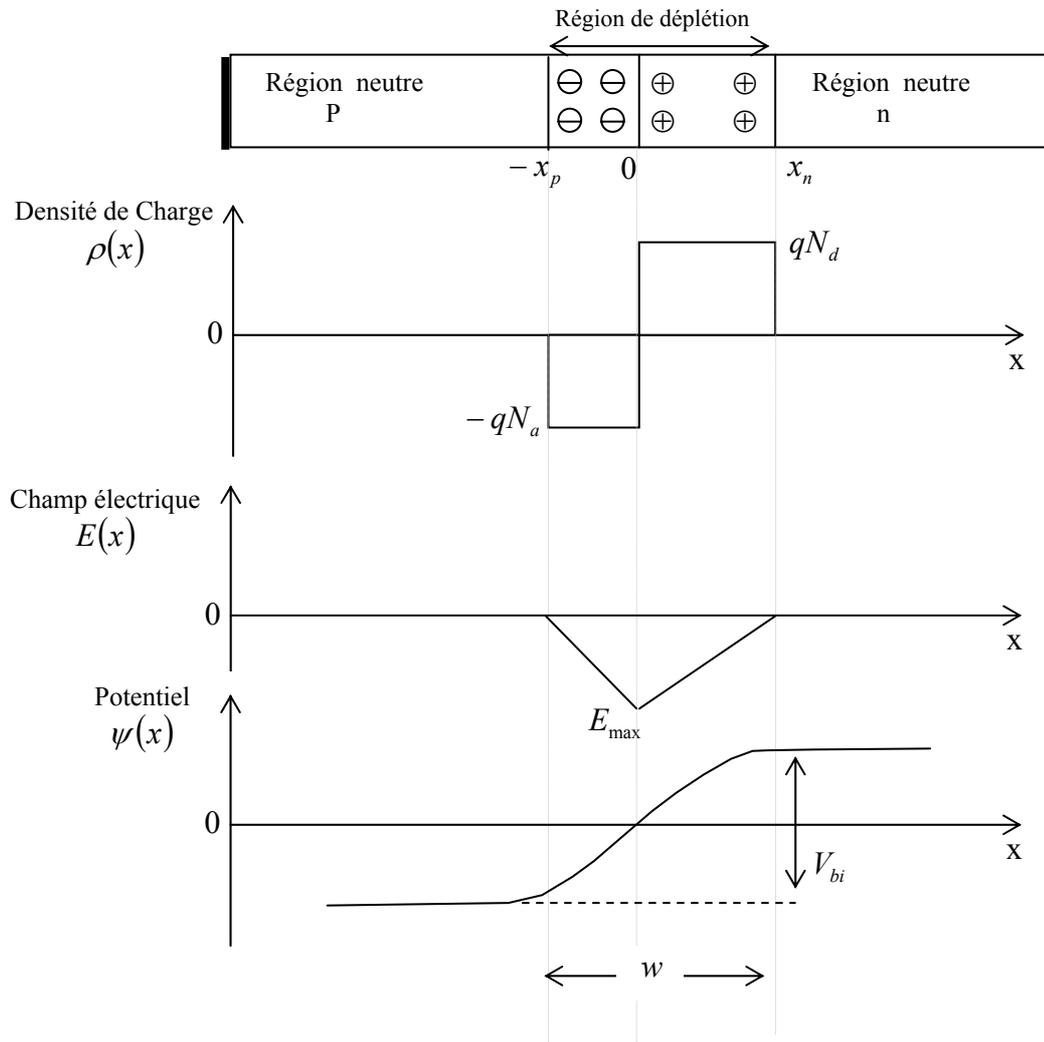


Fig.1.1 : Schéma d'une jonction abrupte p^+n : la densité de charge, le champ électrique et le potentiel électrique.

La tension correspondant à la différence de potentielle s'appelle la tension de diffusion ou interne V_{bi} . Dans le cas d'une jonction $p-n$ brusque, un côté est généralement plus dopé que l'autre et la neutralité globale de charge qui implique que la région de déplétion de l'épaisseur w prolonge beaucoup plus loin dans le côté moins dopé du dispositif.

Le champ électrique et le potentiel électrique peuvent être calculés par la résolution de l'équation de Poisson est donnée par :

$$-\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{\rho_{el}}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{q N_{eff}}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.1)$$

N_{eff} : est la concentration de dopage effective qui est donnée par la différence entre la concentration des donneurs et accepteurs ionisés dans la région de charge d'espace, $\epsilon\epsilon_0$ est la constante diélectrique du silicium avec $\epsilon = 11.7$ et $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14} F/cm$

La première intégration de l'équation (1.1) avec les conditions de frontière $E(x=W) = -\frac{d\phi}{dx}(x=W) = 0$ mène à une expression pour le champ électrique qui dépend linéairement de x . Ce champ atteint la valeur maximum (voir le Fig.1.1) de

$$E_m(V) = -\frac{q N_{eff}}{\epsilon\epsilon_0} W(V) \quad (1.2)$$

à l'interface $p^+-n(x=0)$.

Une autre intégration dans la condition de frontière $\phi(x=W) = 0$ mène à une fonction parabolique pour le potentiel. Ainsi :

$$\phi(x) = -\frac{1}{2} \frac{q N_{eff}}{\epsilon\epsilon_0} (x-W)^2 \quad (1.3)$$

Pour la détection de particules chargées, les paires (e-t) créées dans la région d'épuisement par la particule traversant sont séparées par le champ électrique, collectée par le pôle correspondant est donne un signal électrique lu par l'appareillage électronique. La charge créée dans la région neutre recombine avec les porteurs libres et est perdue.

L'augmentation de la largeur de la région de charge d'espace augmente la charge collectée et donc le signal collecté. Pour une collection maximale on voudrait avoir l'épaisseur entière de la diode déplétée des porteurs libres.

Il est possible donc d'augmenter la largeur du SCR¹ (fig.1.2) en appliquant une différence de potentielle inverse externe.

¹ : Space Charge Region (région de charge d'espace)

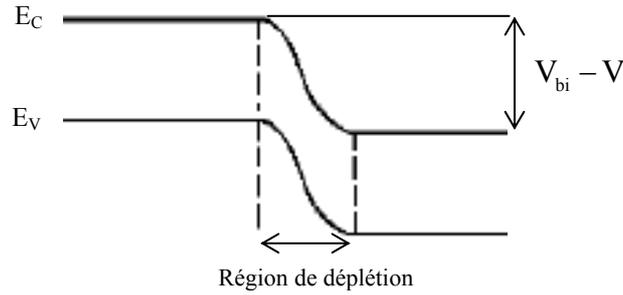


Fig. 1.2 : Diagramme schématique de bande d'énergie d'une jonction p-n polarisée en inverse.

Dans cette condition (application d'une tension externe) $\phi = V_{bi} - V$ on obtient une expression pour la largeur d'épuisement (déplétion) :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q_0 |N_{eff}|} (V - V_{bi})} \quad \text{Pour } w \leq d \quad (1.4)$$

Il est évident de (1.4) que la zone de déplétion augmente avec la tension de polarisation inverse appliquée jusqu'à ce que les porteurs libres soient enlevés du volume entier de la structure. C'est la tension de déplétion totale donnée par :

$$|V_{dep}| = \frac{qN_{eff} w_{max}^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} - V_{bi} = \frac{qN_{eff} d^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} - V_{bi} \quad (1.5)$$

Quand une diode est polarisée en inverse, seulement un faible courant, appelé courant de fuite ou courant inverse. Si aucune polarisation n'est appliquée les paires (e-t) sont produites et annihilées et aucun courant ne circule.

1.3.2. Fabrication de détecteur :

En général, la jonction $p-n$ est fabriquée par des techniques épitaxiales [9]. Les besoins en matériaux pour la fabrication des détecteurs de particules au silicium utilisés pour des applications au physique des énergétiques élevées doivent avoir deux conditions suivantes :

- résistivité élevée, ρ
- temps de vie des porteurs minoritaires élevé, τ_0

Une résistivité très élevée ($\geq 1 \text{ K}\Omega\text{Cm}$) est nécessaire afin de dépléter entièrement le volume de détecteur d'épaisseur $\approx 200 - 300 \mu\text{m}$ par une tension au-dessous de 300 V.

Pour un prix raisonnable et une distribution homogène de résistivité (non seulement au-dessus d'une couche simple mais également au-dessus du lingot entier). Le silicium préparé par la méthode de la zone fondue est le meilleur choix du matériel et est donc des applications exclusivement utilisées dans les détecteurs aujourd'hui [10]. En outre, la condition de fabrication inclut également une efficacité à grande vitesse, une conversion élevée (particule \rightarrow paire (e-t)) et une bonne résistance à l'endommagement par les rayonnements. La grande vitesse peut être obtenue si la longueur de la surface déplétée est courte et les mobilités de porteur, sont hautes. Pour une efficacité élevée de conversion pour les particules au minimum d'ionisation (MIP)¹, la longueur de la surface déplétée devrait être longue et tous les porteurs libres créés devraient quitter cette surface rapidement.

1.4. Le principe de base du fonctionnement de détecteur :

Lorsqu'une particule traverse un matériau, elle perd de l'énergie par ionisation. Le signal électrique associé au déplacement des électrons libres et des trous que la particule a généré permet de détecter son passage. En particulier, lorsqu'une particule traverse le silicium elle crée environ 80 paires électron-trou par micron. En général, des substrats de silicium de 300 microns d'épaisseur sont utilisés car cette taille correspond au standard de l'industrie. Une particule au minimum d'ionisation génère alors environ 24000 paires électron-trou ce qui est aisément détectable avec l'électronique de lecture actuelle dont le bruit reste inférieur à 1000 équivalent électron. [5]

¹ - Minimum Ionizing Particles

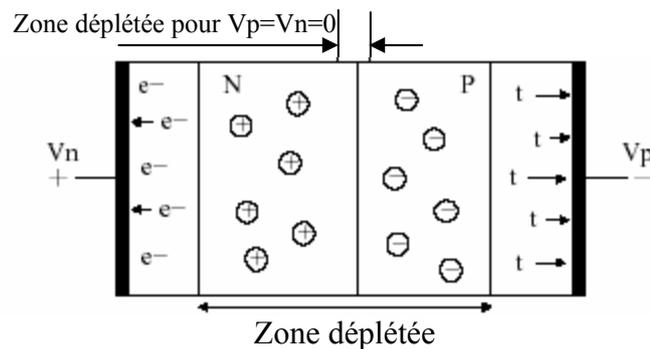


Fig1.3.Principe de fonctionnement d'une jonction p-n
Polarisée

Cependant, la zone désertée, créée par la jonction p-n ne s'étend que sur une distance de quelques microns. Il est donc nécessaire d'en augmenter sa taille pour assurer une bonne collection des charges créées par une particule. La largeur de déplétion est augmentée en appliquant une différence de potentiel positif $V_n - V_p$ (figure1.3) car le champ électrique extérieur force les porteurs majoritaires, trous du côté n et électrons du côté p, à migrer en direction opposée à la jonction. Ainsi, si la tension est suffisante, le substrat peut être entièrement déserté.

Généralement, pour construire un détecteur, une couche de l'ordre de 1 micron d'épaisseur, fortement dopée p⁺ (respectivement n⁺) est implantée sur un substrat de 300 microns, dopé n (respectivement p). Une tension de polarisation est appliquée pour déserté l'ensemble des 300 microns du substrat. La différence de concentration en porteurs entre les deux types de silicium permet de maintenir l'équilibre de la jonction.

La charge déposée par le passage d'une particule peut être mesurée en connectant les côtés p ou (et) n à un amplificateur qui produira un signal mesurable. Cependant, il existe un courant de fuite entre les côtés p et n qui introduit du bruit dans l'amplificateur. Afin de découpler ce courant et d'isoler la source de tension de polarisation de l'électronique de lecture, le signal est généralement lu par couplage capacitif. Le principe de ce couplage est représenté sur la figure 1.4. Une couche de quelques microns d'épaisseur de dioxyde de silicium est déposée à la surface du substrat de silicium. Elle est elle-même recouverte par une couche d'aluminium. La capacité entre l'aluminium et l'implantation p⁺ (ou n⁺) est importante. Les implantations p⁺ et n⁺ sont connectées au générateur de tension de polarisation à travers des impédances importantes afin de forcer la majeure partie du courant à être induit sur l'aluminium.

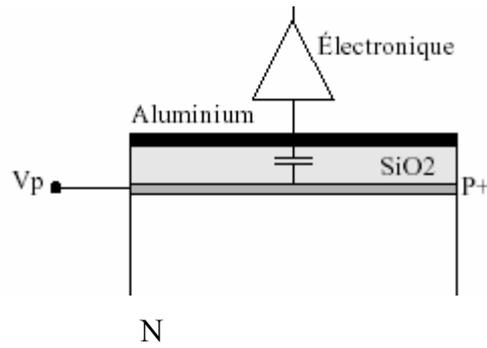


Fig.1.4.Couplage capacitif entre silicium p+ et Aluminium

Le fonctionnement d'un volume entièrement déplété se fonde sur sa capacité de rassembler la charge produite par ionisation. Quand une particule ionisée traverse le détecteur, des paires (e-t) sont créées au long du chemin de la Voie de particules. Elles sont séparées, avant qu'elles puissent recombinant, par le champ électrique dans le volume épuisé et la dérive vers l'anode (électrons) ou la cathode (trous) (voir le Fig.1.5).

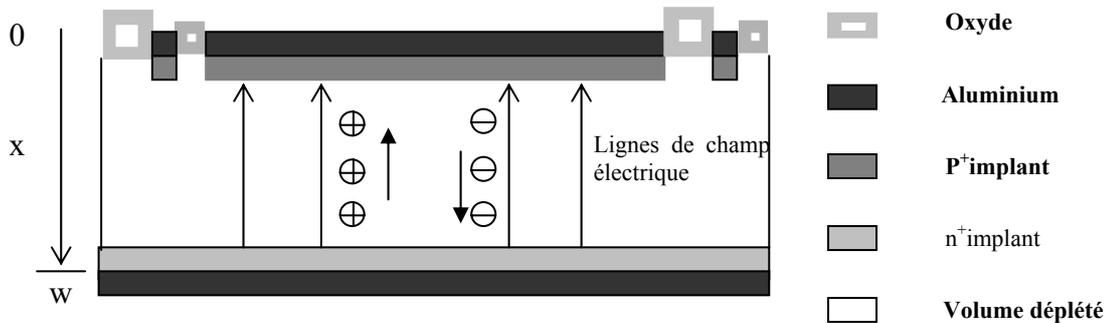


Fig.1.5 : Génération des porteurs dans la majeure partie du détecteur.

Le mouvement de la charge produite induit un signal sur les électrodes de détecteur selon le théorème de Ramo [11].

$$\Delta Q = Q \frac{\Delta x}{w} \quad (1.6)$$

Où w est l'épaisseur de détecteur, Q est la charge produite.

Le courant induit par un porteur de charge est donné :

$$I = q \frac{v_{dr,n,p}}{w} \quad , \quad v_{dr,n,p} = \mu_{n,p}(E(x)) \times E(x) \quad (1.7)$$

Avec, $v_{dr,n,p}$ est la vitesse de dérive des électrons, trous.

La mobilité $\mu_{n,p}$ dépend de la valeur du champ qu'elle-même dépend de la profondeur ' x ' du détecteur.

Un signal d'impulsion courte résultant de quelques 10 ns est descendu dans la branche à haute fréquence d'un circuit électrique se composant d'un condensateur d'accouplement et d'un amplificateur de charge (voir la Fig.1.4). Le rendement est proportionnel à la charge produite globale dans le détecteur si le détecteur est entièrement épuisé [6].

1.5. Efficacité de collection de charge (CCE) :

La charge rassemblée par un détecteur dépend du nombre de paires (e-t) qui sont créées dans le détecteur par la particule chargée. L'énergie moyenne consommée par la particule primaire chargée pour produire une paire s'appelle l'énergie de l'ionisation. Le nombre de paires produites est proportionnel à l'énergie dispersée. Par conséquent la détection de la quantité de charge donnera une évaluation de cette énergie dispersée [4]. Dans cette situation, le signal mesuré est proportionnel à l'énergie déposée par la particule. La quantité de charge qui est mesurée est déterminée par la proportion de toute la distance entre les électrodes que les électrons et les trous traverseront dans le champ électrique à travers le dispositif.

Si, le temps de pulsation est suffisant de sorte que tous les porteurs atteignent leurs électrodes appropriées, ou de sorte qu'ils soient piégés pendant le déplacement, toute la charge nette obtenue soit donnée par l'expression suivante [12].

$$Q_{\max} = A_n \left[1 - \exp\left(-\frac{(w-x) \cdot w}{\mu_n \tau_{0n} V}\right) \right] + A_p \left[1 - \exp\left(-\frac{x \cdot w}{\mu_p \tau_{0p} V}\right) \right] \quad (1.8)$$

Où x est le point où la charge est injectée, τ_{0n} et τ_{0p} sont les durées de vie des électrons et des trous respectivement.

A_n et A_p sont donnés pour des électrons et des trous par :

$$A_n = Q_0 \frac{\mu_n \tau_{0n} V}{w^2} \quad (1.9)$$

$$A_p = Q_0 \frac{\mu_p \tau_{0p} V}{w^2} \quad (1.10)$$

L'efficacité de collection de charge est ainsi calculée à partir de la relation suivante :

$$CCE = \frac{Q_{\max}}{Q_0} \quad (1.11)$$

Où Q_0 est toute la charge produite dans le détecteur par les radiations. Le problème crucial est l'optimisation des paramètres du détecteur (durée de vie élevée et mobilité élevée) pour l'extraction efficace de la charge créée [13].

1.6. Résistivité et effet de Hall :

Les études des matériaux détecteurs irradiés dans l'équilibre thermique sont souvent basées sur des mesures de la résistivité et du coefficient de Hall. Toutes les deux quantités sont directement liées aux concentrations des porteurs libres et par conséquent à la position du niveau de Fermi.

La résistivité est simplement la constante de proportionnalité entre le champ électrique et la densité de courant:

$$E = \rho J \quad (1.12)$$

Où J est le courant par unité de superficie (par opposition à J_v , le courant par volume unitaire, qui est employé pour mesurer le courant de fuite de détecteur). En termes de concentrations en porteur, la résistivité est donnée par :

$$\rho = \frac{1}{e(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (1.13)$$

Où μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous respectivement. La technique la plus généralement utilisée pour des mesures expérimentales de ρ est la méthode de sonde de quatre-point.

Hall a constaté qu'un champ magnétique appliqué perpendiculairement sur le courant produit un champ électrique perpendiculaire sur le courant et le champ magnétique. Ceci est illustré dans la figure 1.6 pour le cas d'un échantillon de type n. La force de Lorentz agit en bas sur les électrons, les faisant accumuler sur le côté inférieur de l'échantillon. Ceci donne un champ électrique dans la direction Y qui peut être mesurée extérieurement.

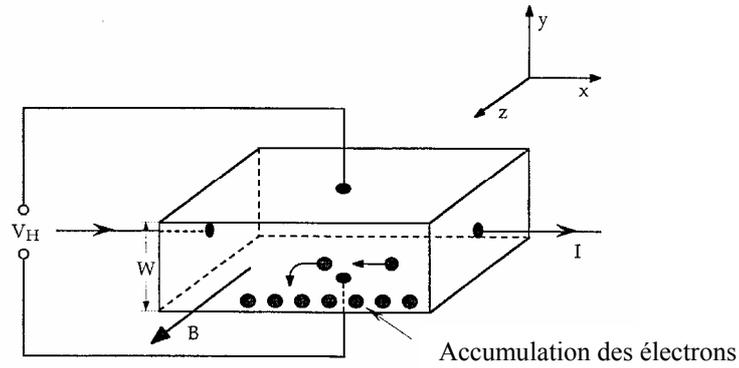


Fig.1.6.Schéma Représente l'effet de Hall d'un échantillon de type n

En mesurant la tension produite et donc le champ est donnée par :

$$E_y = \frac{V_H}{W} = R_H j_x B_z \quad (1.14)$$

La quantité R_H est le coefficient de Hall, donnée en fonction de n et p par :

$$R_H = \frac{p - b^2 n}{e(p + bn)^2} \quad \text{ou} \quad b \equiv \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (1.15)$$

Eq.1.15.est seulement valide pour des valeurs de champ

$B \ll \mu_n^{-1}$ si $p \gg n$ ou $B \ll \mu_p^{-1}$ si $n \gg p$.

L'étude de l'effet de Hall dans ce cas est de vérifier le type du semi-conducteur (n ou p) .

Si $R_H < 0$ le semi-conducteur est de type n.

1.7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les détecteurs de particule, ces détecteurs sont des chambres d'ionisation. La structure de base de ces détecteurs est la jonction p-n d'autres structures sont aussi utilisées. Cette jonction est la juxtaposition de deux types différents de semi-conducteur un de type 'p' et l'autre de type 'n', donc une zone de déplétion va se créer.

La jonction est caractérisée par trois paramètres tel que la densité de charge, le champ électrique et le potentiel électrique

Généralement les détecteurs de particule fabriqués ont des :

- Résistivité élevée.
- Temps de vie des porteurs minoritaires élevé.

Le principe de fonctionnement de ces détecteurs est similaire à celle de la diode

Finalement les relations de la résistivité et le coefficient de Hall sont présentés.

Chapitre 2

Dommmages et défauts d'irradiation dans le silicium

2.1. Introduction :

L'endommagement induit par les radiations sur les détecteurs de silicium se fait de plusieurs manières. La manière de classifier les effets d'irradiation d'un point de vue physique est basée sur la distinction entre les dommages de déplacement et les dommages d'ionisation. Les dommages d'irradiation du pont de vue spatiale peuvent être divisés en dommage de surface et de volume (bloc). Ce dernier est le facteur limitant l'usage des détecteurs au silicium dans l'environnement d'irradiation intense. Dans ce travail seul le dommage de volume sera donc considéré.

Ce chapitre commence par la description des mécanismes création des défauts basés sur l'interaction des particules à haute énergie (hadrons, leptons, photons) avec le cristal de silicium et ayant pour résultat la formation des défauts ponctuels et des défauts cluster. Ces défauts créent des pièges dans la bande interdite, donc la théorie d'occupation des pièges sera décrite. Enfin l'impact des défauts sur les propriétés électriques des détecteurs de silicium est résumé

2.2. Défauts induits par l'irradiation dans les détecteurs :

Les dommages en volume produits dans les détecteurs de particules au silicium par les hadrons (neutrons, protons) sont provoqués par le déplacement des atomes suivant de coups primaires sur ses derniers (PKA)¹ lors de son déplacement dans le réseau. Le résultat est un silicium interstitiel qui laisse un site vacant (paire de Frenkel) (Fig.2.1). Tous les deux émigrent par le réseau et forment finalement des défauts ponctuels avec les atomes d'impureté (dopant). Cependant, l'atome primaire de recul peut seulement être déplacé si l'énergie donnée est plus forte que l'énergie E_d de seuil de déplacement de 25 eV approximativement [14].

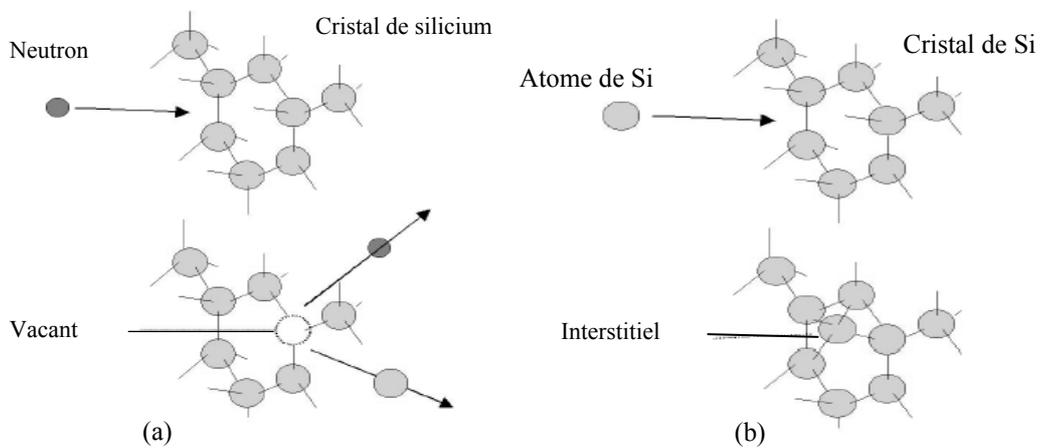


Fig. 2.1 : a) Formation du vacant due au déplacement d'atome silicium, b) formation des interstitiels due aux réarrangements après dispersion.

À l'extrémité du chemin de recul de PKA, des agglomérations denses de défaut sont formées, ayant pour résultat des régions désordonnées habituellement référées comme des clusters [15,16].

Les défauts les plus importants créés par l'irradiation le divacant (V_2) et le complexe C_iO_i à cause de leurs taux d'introduction élevés et proximité relative au milieu de gap d'énergie [15-17]. Ces deux défauts jouent un rôle important en déterminant le comportement macroscopique des dispositifs endommagés

¹ : A primary Knock on atom

Les neutrons sont plus pénétrants que les particules chargées (avoir besoin d'une énergie cinétique ≈ 185 eV pour la production d'une paire Frenkel et plus que 35 keV pour produire un cluster), et agissent principalement sur la majeure partie du dispositif. [18,19]

2.3. Piège et centre de génération recombinaison :

Les défauts créés par l'irradiation sont généralement des niveaux profonds. Les niveaux profonds sont ceux sites de plusieurs KT de la bande correspondante. La figure 2.2 montre les différents processus qui peuvent avoir lieu. Le niveau peut capturer un électron de la bande de conduction, (a) est caractérisé par le coefficient de capture c_n . Après la capture d'électron un des deux événements peut avoir lieu. Du à l'énergie thermique l'électron peut être réémis de nouveau à la bande de conduction, émission d'un électron e_n (b), ou il peut capturer un trou de la bande de valence, (a) capture d'un trou c_p . Après l'un ou l'autre de ces processus, le centre est occupé par un trou et encore deux options sont disponibles. Soit il émet le trou de nouveau à la bande de valence e_p ou il capture un électron. Un événement de piégeage est le mécanisme (a) suivi de (b).

Dans le premier de ces deux cas le piège est un piège d'électron, caractérisé par $c_n \gg c_p$, et dans le dernier cas est un piège de trou, caractérisé par $c_p \ll c_n$. [20].

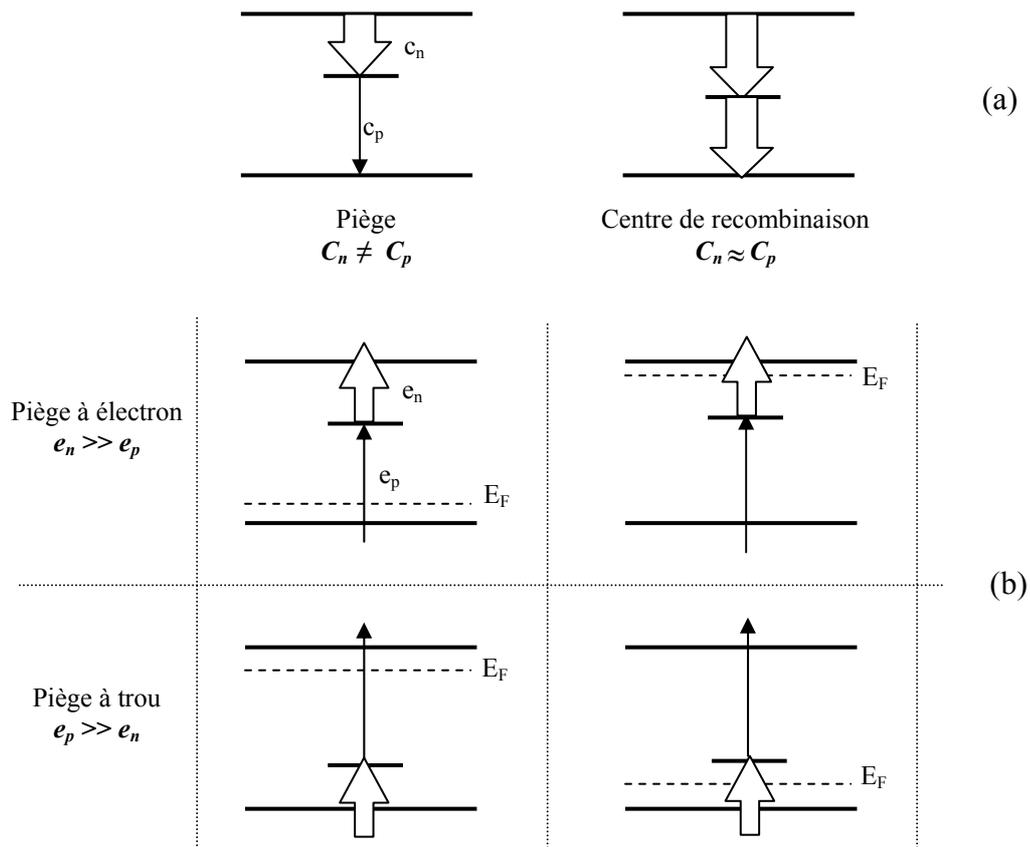


Fig. 2.2 : a) Définition des termes ‘piège’ et ‘centre de recombinaison, en indiquant la différence entre les coefficients de capture par la largeur des flèches. b) Définition des termes ‘piège à électron’ et ‘piège à trou’.

Si les taux de capture sont comparables ($c_n \approx c_p$), alors le piège est un centre de recombinaison.

2.3.1. Statistiques de Shockley-Read-Hall :

2.3.1.1. En équilibre :

La théorie du processus de génération-recombinaison à travers des centres intermédiaires dans la bande interdite a été établie par Shokley, Read et Hall [21,22].

L'occupation des pièges par des électrons ou des trous, respectivement, est déterminée par l'interaction avec la bande de conduction et de valence.

Les étapes qui peuvent se produire dans le procédé de génération-recombinaison sont montrées dans Figure.2.3. Les flèches indiquent la transition de l'électron pendant chaque processus.

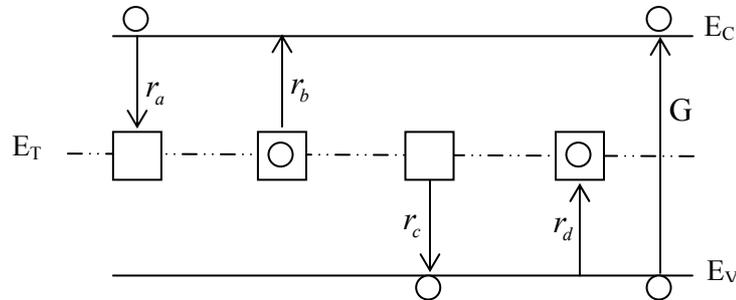


Fig. 2.3 : Taux d'émission et de capture. Procédés de transition directe (G) et indirects (r_i) par l'intermédiaire d'un seul niveau de piège [23].

Comme indiqué dans Fig.2.3, quatre réactions de concurrence ont lieu.

- Émission des électrons dans la bande de conduction
- capture des électrons dans les états non occupés
- capture des trous dans des états occupés par l'électron (équivalent à l'émission des électrons dans la bande de valence)
- émission des trous dans la bande de valence (équivalent à la capture des électrons de la bande de valence)

Le taux de capture électronique (processus (a)) est proportionnel à la concentration des électrons libres dans la bande de conduction et également à la concentration des pièges vides. Si la concentration des pièges est N_T , la concentration des pièges inoccupés est $N_T \cdot (1 - f)$, où f est la probabilité d'occupation par un électron.

Le taux du processus (a) est donc donné par :

$$r_a \propto nN_T(1 - f) \quad (2.1)$$

La constante de proportionnalité est $v_{th}\sigma_n$, par conséquent :

$$r_a = v_{th}\sigma_n nN_T(1 - f) \quad (2.2)$$

v_{th} : est la vitesse thermique des porteurs ; $v_{th} \equiv \sqrt{3k_B T / m_e} \equiv 1.2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ à 300 K. σ_n est la section efficace de capture des centres pour les électrons, une mesure de la proximité de l'électron du piège à capturer.

Le taux d'émission d'électron, processus (b), est proportionnel à la concentration des pièges qui sont occupés par des électrons :

$$r_b = e_n N_T f \quad (2.3)$$

La constante de proportionnalité, e_n est la 'probabilité d'émission' d'un électron par le piège occupé dans la bande de conduction. La valeur e_n ainsi dépend de la densité des états inoccupés dans la bande de conduction et de la proximité des centres au bord de bande de conduction.

Le taux de capture de trou, par analogie au processus (a), est donné par :

$$r_c = v_{th} \sigma_p p N_T f \quad (2.4)$$

Ce processus est proportionnel à la concentration des pièges occupés. Le taux d'émission de trou est donné par :

$$r_d = e_p N_T (1 - f) \quad (2.5)$$

Où e_p est la probabilité d'émission des trous.

La première étape est d'évaluer les probabilités de taux d'émission, e_n et e_p . Dans le cas de l'équilibre thermique, les taux des deux processus par dans lesquels les transitions et hors de la bande de conduction ont lieu doivent être égaux, $r_a = r_b$. On remplace r_a et r_b par leurs expressions (2.2 et 2.3 respectivement) et sachant que la concentration d'électron en l'équilibre est donnée par:

$$n = n_i \exp((E_F - E_i) / k_B T) \quad (2.6)$$

Où $E_i = (E_V + E_C) / 2$ et n_i est la densité intrinsèque d'électron libre, mène a :

$$e_n = v_{th} \sigma_n n_i \exp((E_T - E_i) / kT) \quad (2.7)$$

Noter que la probabilité d'émission des électrons augmente exponentiellement avec la température. De même, dans l'équilibre, les deux processus par lequel les trous entrent dans et laissent la bande de valence, doivent être égaux, $r_c = r_d$. On remplace r_c et r_d par leurs expressions (2.4 et 2.5 respectivement) donne :

$$e_p = v_{th} \sigma_p n_i \exp((E_i - E_T)/k_B T) \quad (2.8)$$

2.3.1.2. Hors équilibre :

S'il y a une excitation extérieure, on sait que le semi-conducteur est hors équilibre. Cette situation est caractérisée par un taux de génération G , donné par :

$$\frac{dn}{dt} = G - (r_a - r_b) = 0 \quad (2.9)$$

Dans l'état stationnaire $\frac{dn}{dt} = 0$ et par conséquent $G = r_a - r_b$

De même, pour les trous :

$$\frac{dp}{dt} = G - (r_c - r_d) = 0 \quad (2.10)$$

Il est possible d'éliminer G entre les deux équations précédentes pour trouver :

$$r_a - r_b = r_c - r_d \quad (2.11)$$

En substituant les expressions des r_a, r_b, r_c et r_d dans l'équation (2.11), la fraction d'occupation f des centres peut être obtenue :

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i \exp((E_i - E_T)/k_B T)}{\sigma_n (n + n_i \exp(E_T - E_i)/k_B T) + \sigma_p ((p + n_i \exp(E_i - E_T)/k_B T))} \quad (2.12)$$

Ceci peut également être écrit sous la forme :

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i e^{-\beta}}{\sigma_n (n + n_i e^{\beta}) + \sigma_p (p + n_i e^{-\beta})}, \quad \text{où} \quad \beta \equiv \frac{E_T - E_i}{K_B T} \quad (2.13)$$

La valeur de f , peut être substituée dans les taux des différents processus pour obtenir le taux net de recombinaison (dans les unités de cm^{-3}/s) :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_T (pn - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_i e^{\beta}) + \sigma_p (p + n_i e^{-\beta})} \quad (2.14)$$

Où :

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{0p}(n + n_0) + \tau_{0n}(p + p_0)} \quad (2.15)$$

Où, $n_0 = n_i e^{\beta}$, $p_0 = n_i e^{-\beta}$ et avec $\tau_{0n} = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_T}$, $\tau_{0p} = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_T}$ sont les durées de vie pour les électrons et les trous respectivement.

Le taux de recombinaison approche un maximum lorsque le centre de recombinaison est au milieu de gap ($E_T = E_i$). Ainsi les centres de recombinaisons les plus efficaces sont ceux situés au milieu de gap, En conséquence l'équation (2.15) est écrite comme :

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{0p}(n + n_i) + \tau_{0n}(p + n_i)} \quad (2.16)$$

Dans ce cas-ci $c_n \approx c_p$ et $n_0 = p_0 = n_i$ les durées de vie sont données par :

$$\tau = \tau_{0n(p)} = \frac{1}{c_{n(p)} \times N_T} \quad (2.17)$$

2.4. Effets macroscopiques des dommages d'irradiation :

Il y a plusieurs effets des piège et centres de g-r, mais les plus importants sont :

- Changeant la concentration effective de dopage N_{eff} et affectant de ce fait la tension requise pour la déplétion totale d'une diode.
- Détérioration de l'efficacité de collection de charge.
- Augmentation de courant de fuite de la diode

2.4.1. Tension de déplétion V_{dep} :

La tension de déplétion est la tension nécessaire pour dépeupler toute la diode des porteurs libres [24]. Les détecteurs doivent fonctionner à cette tension pour prolonger entièrement le champ électrique dans toute la profondeur de la diode.

La tension de déplétion du détecteur, V_{dep} est liée à la résistivité électrique, ρ tel que

$$V_{dep} = \frac{w^2}{2 \varepsilon \mu \rho} \quad (2.18)$$

$$\rho = \frac{1}{q \mu N_{eff}} \quad (2.19)$$

Où W est l'épaisseur de détecteur, ε est la permittivité électrique μ est la mobilité de porteur, et q est charge électrique.

La tension de déplétion totale est liée à la concentration efficace N_{eff} par substitution ρ dans V_{dep} :

$$|N_{eff}| = \frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 V_{FD}}{q w^2} \quad (2.20)$$

N_{eff} dépend de l'état d'ionisation des niveaux de défaut dans le matériel selon :

$$N_{eff} = \sum_i N_{TDi}^+ - \sum_j N_{TAj}^- + p - n \quad (2.21)$$

N_{TDi}^+ : Densité de pièges donneurs 'i' ionisés.

N_{TAj}^- : Densité de pièges accepteurs 'j' ionisés

Pour un détecteur non irradié de type n, N_{eff} et V_{dep} est déterminé par la concentration des donneurs peu profonds (habituellement phosphore) et le signe de N_{eff} est positif.

L'exposition de dispositif à l'irradiation du hadron introduite une variation remarquable de la tension de déplétion (figure 2.4)

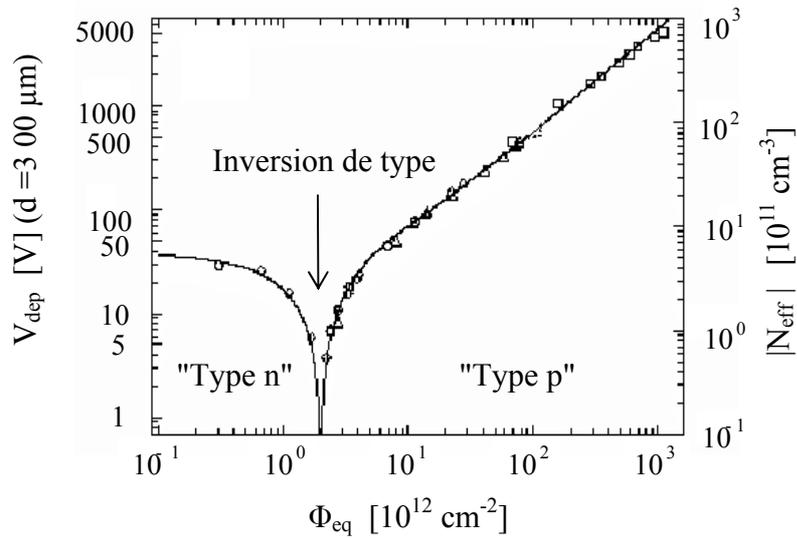


Fig.2.4 : Changement de la tension de déplétion et la concentration efficace absolue après l'irradiation [25].

Il a été observé que la tension de déplétion totale diminue avec l'augmentation de la fluence ϕ puis augmente. Ce pic est dû à l'inversion de type de la région active de la diode.

Dans notre travail on va essayer d'expliquer ce phénomène (l'inversion) en calculant la résistivité de la diode et le coefficient de Hall après l'inversion.

2.5. Conclusion :

Dans ce chapitre on a décrit les dommages et les défauts d'irradiation dans le silicium. On commence par la description des mécanismes de base d'irradiation en suite on discute les classifications de défauts, il y a deux catégories fondamentalement différentes de défauts. La classification de ces défauts dépend de leur position dans la bande interdite en tant que niveau peu profond ou niveau profond. Ces défauts sont caractérisés par des paramètres tel que le temps de vie, la section efficace de capture ...

La procédure de recombinaison et génération dans un semi-conducteur de temps de vie est présenté. Le temps de vie du porteur τ_0 est un paramètre que les comptes pour la pureté du cristal et d'elle de silicium entrent dans deux catégories primaires :

- temps de vies de recombinaison (τ_r)
- temps de vies de génération (τ_g)

Le mécanisme principal de recombinaison détermine le taux de recombinaison est :

- Shockley–Read–Hall (SRH)

Finalement le chapitre est terminé par la description de l'effet macroscopique de dommages d'irradiation et la Tension de déplétion.

Chapitre 3

Modélisation et calcul numérique

3.1 Introduction :

La modélisation apparaît comme un outil de plus en plus utilisé pour optimiser la conception des composants électroniques et prédire leurs comportements. Cela revient évidemment aux développements remarquables et continus de l'outil informatique au niveau de la capacité de mémorisation et de la rapidité d'exécution.

La modélisation dans les composants à semi-conducteurs consiste à trouver les caractéristiques essentielles d'une structure, comme la caractéristique courant-tension, capacité-tension, et la résistivité ...etc. à partir des paramètres proposés, avant de faire la validation par l'expérimentation.

Dans notre modélisation numérique, on va tout d'abord considérer le cas d'une structure p^+n au silicium irradié, lui appliquer l'ensemble des équations décrivant le mécanisme de transport (les équations de continuité pour les deux types de porteurs et l'équation de poisson), pour la résolution numérique des équations, on utilise la méthode des différences finies en considérant seulement le cas unidimensionnel, c'est à dire que les différentes variables recherchées ne seront fonction que de la coordonnée spatiale x , ce qui permet de calculer la résistivité et le coefficient de Hall de la structure, en partant des conditions aux limites et des paramètres pratiquement utilisables.

3.2. Discrétisation spatiale de la structure p^+n :

La structure p^+n considérée est divisée sur son épaisseur d en un nombre L de tranches verticales. Cela nous permet d'utiliser la méthode des différences finies et transformer les équations aux dérivées partielles du problème en équations algébriques non linéaires résolubles par des méthodes numériques. Cette discrétisation spatiale de la cellule peut être uniforme (pas fixe) ou non uniforme (pas variable).

La figure 3.1 montre la discrétisation considérée où une double notation (h, h') est utilisée pour pouvoir distinguer les variables primitives n, p et ψ qui sont reliées aux nœuds principaux notés par N , et donc dépendantes du pas h , alors que les variables dérivées sont reliées aux nœuds secondaires situés au milieu des tranches et notés par M , et donc dépendantes du pas h' .

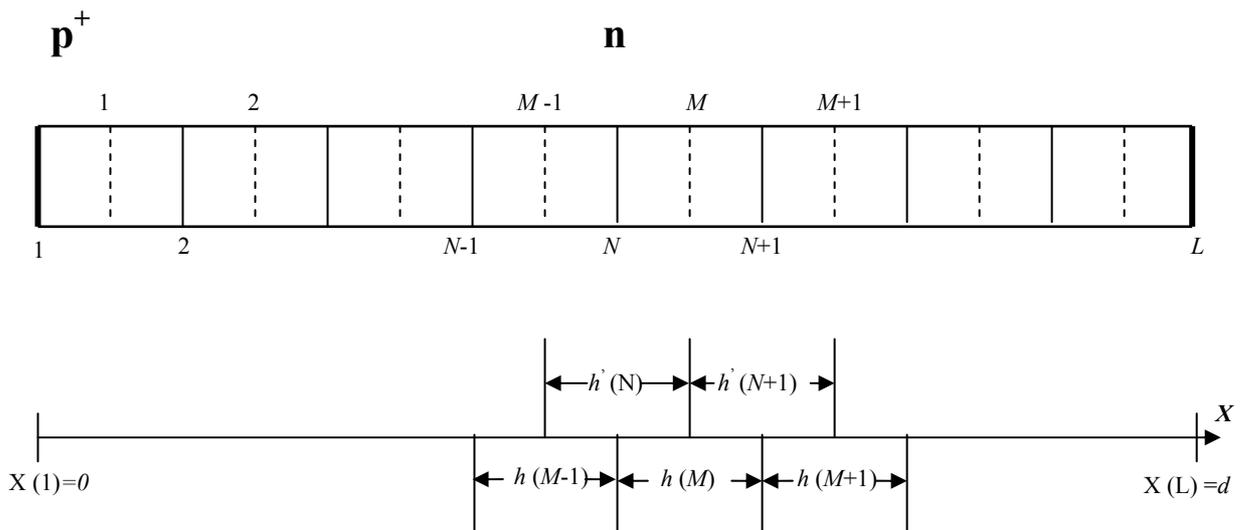


Fig.3.1: Discrétisation spatiale de la structure p^+n suivant la méthode des différences finies

3.3. Les équations fondamentales pour l'analyse statique :

Trois équations aux dérivées partielles, non-linéaires, décrivant le comportement électrique des semi-conducteurs dans un état stationnaire ont été présentées ci-dessous pour le cas de l'analyse d'une structure homogène unidimensionnelle.

L'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon} (\Gamma + p - n + N_{TD}^+ - N_{TA}^-) \quad (3.1.a)$$

Les deux équations de continuité :

Pour les électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + G - U = 0 \quad (3.1.b)$$

Pour les trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} + G - U = 0 \quad (3.1.c)$$

Avec

$$J_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} - q\mu_n n \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (3.2.a)$$

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} - q\mu_p p \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (3.2.b)$$

ψ : le potentiel.

n : la densité d'électrons.

p : la densité de trous.

G : le taux de génération.

U : le taux de recombinaison.

Γ : la différence des densités d'accepteurs et donneurs superficiels ($N_d - N_a$).

$\mu_{n(p)}$: la mobilité des électrons (trous).

$D_{n(p)}$: la constante de diffusion des électrons (trous).

N_{TD}^+ : La densité de pièges donneurs ionisés.

N_{TA}^- : La densité de pièges accepteurs ionisés.

$J_{n(p)}$: Le courant d'électrons (trous).

La mobilité est calculée au point x de la structure par la formule :

$$\mu(x) = \left(\frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{|N(x)|}{N_{ref}} \right)^\alpha} + \mu_{\min} \right) \cdot \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{E(x)}{E_c} \right)^\beta \right)^{1/\beta}} \quad (3.3)$$

Avec:

$$|N(x)| = |N_d(x) - N_a(x)|$$

Les constants caractérisants la mobilité (pour le silicium) sont donnés dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Les paramètres de la mobilité

	μ_p	μ_n
$N_{ref} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	6.3×10^{16}	8.5×10^{16}
α	0.76	0.72
$\mu_{\max} \text{ (cm}^2 \text{ / V. sec)}$	495	1330
$\mu_{\min} \text{ (cm}^2 \text{ / V. sec)}$	47.7	65
$E_c \text{ (V/cm)}$	1.95×10^4	8×10^3
β	1	2

La relation d'Einstein ($D_{n(p)} = (kT/q) \times \mu_{n(p)}$) permet de mettre les équations (3.2.a) et (3.2.b) sous la forme :

$$J_n = \mu_n \left(kT \cdot \frac{\partial n}{\partial x} - q \times n \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (3.4.a)$$

$$J_p = -\mu_p \left(kT \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + q \times p \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (3.4.b)$$

Dans la pratique les centres qui jouent un rôle important dans les processus de recombinaison introduisent des niveaux d'énergie voisins du milieu du gap du semi-conducteur et de plus ont des coefficients de capture tels que $c_n \approx c_p$. Les centre caractérisés par des coefficients de capture d'électrons et de trous très différents jouent davantage le rôle de piège à électron

($c_n \gg c_p$) ou à trous ($c_p \gg c_n$). On peut donc écrire l'expression (1.28) sous une forme simplifiée en posant :

$$E_t = E_{F_i}, \quad c_n = c_p = c, \quad \tau_{0n} = \tau_{0p} = \tau_0 = 1/cN_T$$

soit

$$U = \frac{1}{\tau_0} \frac{pn - n_i^2}{2n_i + p + n} \quad (3.5)$$

U : Taux de recombinaison.

N_{g-r} : Densité de centre de génération-recombinaison.

E_t : Le niveau énergétique du centre.

E_i : Niveau de Fermi intrinsèque.

$\tau_{0n(p)}$: La durée de vie d'électrons (trous).

Le taux de recombinaison est négatif, tout simplement parce que dans la mesure où les densités de porteurs sont inférieures aux densités d'équilibre, définies par, $np = n_i^2$ le nombre de porteur créé thermiquement est plus important que le nombre de porteurs qui se recombinant. Un taux de recombinaison négatif correspond à une génération de porteurs. L'expression (3.5) montre que U est positif si $np > n_i^2$ et négatif dans le cas contraire.

La structure étudiée n'est pas soumise aux excitations externes et elle ne fonctionne pas en régime de forts courants. Il en résulte que le taux de génération causé par les deux effets précédents est négligeable ($G = 0$).

3.4 Discrétisation des équations par la méthode des différences finies :

La méthode de calcul de p , n et ψ est proposée en détail par Kurata (1982).

La méthode des différences finies est utilisée dans notre problème, parce que la géométrie du domaine est simple. Cette méthode permet d'exprimer les dérivées en nœuds auxiliaires M de la manière suivante (voir Figure 2.1) :

$$\frac{\partial n}{\partial x}(M) = \frac{n(N+1) - n(N)}{x(N+1) - x(N)} \quad (3.6.a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x}(M) = \frac{p(N+1) - p(N)}{x(N+1) - x(N)} \quad (3.6.b)$$

$$E = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{x(N) - x(N+1)} \quad (3.6.c)$$

$x(N+1) - x(N)$: est le pas de discrétisation ($h(M)$).

L'équation de Poisson (3.1.a) se transforme à l'équation discrète suivante:

$$\gamma_1(N)\psi(N-1) + \gamma_2(N)\psi(N) + \gamma_3(N)\psi(N+1) = -\frac{q}{\varepsilon} \left[\Gamma(N) + p(N) + N_{TD}^+(N) - n(N) - N_{TA}^-(N) \right] \quad (3.7)$$

Avec:

$$\gamma_1(N) = \frac{1}{h(M-1)h'(N)}$$

$$\gamma_2(N) = -\frac{1}{h'(N)} \left(\frac{1}{h(M-1)} + \frac{1}{h(M)} \right)$$

$$\gamma_3(N) = \frac{1}{h(M)h'(N)}$$

La discrétisation des équations (3.1.b) et (3.1.c) par la méthode des différences finies pose un problème de non-singularité dans la résolution du système d'équations (3.1.a, b et c). Pour cette raison qu'une méthode est proposée par Scherfetter et Gummel (1969) pour éviter ce problème.

La méthode consiste à intégrer les équations (3.4.a) et (3.4.b) en considérant constant : Le champ électrique, la mobilité et la densité du courant entre le point N ($x=0$) et $N+1$ ($x=h$). Puis ces équations sont transformées en une autre forme, et elles s'écrivent :

$$J_p = -\frac{q\mu_p E}{1 - e^{\theta Ex}} \cdot (p(0) \cdot e^{\theta Ex} - p(x)) \quad (3.8.a)$$

$$J_n = -\frac{q\mu_n E}{1 - e^{-\theta Ex}} \cdot (n(0) \cdot e^{-\theta Ex} - n(x)) \quad (3.8.b)$$

$$\text{Avec: } \theta = \frac{q}{kT}$$

Les équations (3.8.a) et (3.8.b) sont équivalentes aux formes discrétisées données par :

$$J_n(M) = \frac{q}{h(M)} [\lambda_{n1}(M)n(N) + \lambda_{n2}(M)n(N+1)] \quad (3.9.a)$$

$$J_p(M) = \frac{q}{h(M)} [\lambda_{p1}(M)p(N) + \lambda_{p2}(M)p(N+1)] \quad (3.9.b)$$

Avec:

$$\lambda_{n1}(M) = \mu_n(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{\beta(M)}}$$

$$\lambda_{n2}(M) = \mu_n(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{-\beta(M)}}$$

$$\lambda_{p1}(M) = \mu_p(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{-\beta(M)}}$$

$$\lambda_{p2}(M) = \mu_p(M) \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{1 - e^{\beta(M)}}$$

$$\beta(M) = \frac{q}{kT} (\psi(N) - \psi(N+1))$$

De la même façon, la discrétisation des équations (3.1.b) et (3.1.c) donne :

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{J_n(M) - J_n(M-1)}{h'(N)} - U(N) = 0 \quad (3.10.a)$$

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{J_p(M) - J_p(M-1)}{h'(N)} + U(N) = 0 \quad (3.10.b)$$

Puisque les quantités J_n , J_p , U , N_{TD}^+ et N_{TA}^- dans les équations précédentes sont non linéaires en fonction des variables p , n et ψ . Alors ils sont linéarisés par le développement de Taylor, en négligeant les termes d'ordre supérieur à 1 :

$$J_n(M) \approx J_n^0(M) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial n(N)} \delta n(N) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial n(N+1)} \delta n(N+1) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial \psi(N)} \delta \psi(N) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial \psi(N+1)} \delta \psi(N+1) \quad (3.11.a)$$

$$J_p(M) \approx J_p^0(M) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial p(N)} \delta p(N) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial p(N+1)} \delta p(N+1) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial \psi(N)} \delta \psi(N) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial \psi(N+1)} \delta \psi(N+1) \quad (3.11.b)$$

$$U(N) = U^0(N) + \frac{\partial U^0(N)}{\partial p(N)} \delta p(N) + \frac{\partial U^0(N)}{\partial n(N)} \delta n(N) \quad (3.11.c)$$

$$N_{TD}^+(N) = N_{TD}^{+0}(N) + \frac{\partial N_{TD}^{+0}(N)}{\partial p(N)} \delta p(N) \quad (3.11.d)$$

$$N_{TA}^-(N) = N_{TA}^{-0}(N) + \frac{\partial N_{TA}^{-0}(N)}{\partial n(N)} \delta n(N) \quad (3.11.e)$$

Les termes J_n^0 , J_p^0 , U^0 , N_{TD}^{+0} et N_{TA}^{-0} sont déterminés en fonction des conditions initiales: n_0 , p_0 et ψ_0 . Les variables principales peuvent être écrites comme suit:

$$p(N) = p^0(N) + \delta p(n) ; n(N) = n^0(N) + \delta n(N) ; \psi(N) = \psi^0(N) + \delta \psi(N) .$$

Si on remplace les équations (3.11.a, b, c, d et e) dans les équations (3.10.a et b) et avec l'équation (3.7) on obtient un système d'équations de trois variables de la forme :

$$A(N)\delta y(N-1) + B(N)\delta y(N) + C(N)\delta y(N+1) = F(N) \quad (3.12)$$

$2 \leq N \leq L-1$, C'est à dire que les points '1' et 'L' sont des conditions de type Dirichlet.

A , B et C sont des matrices de dimension 3×3 . F est un vecteur de dimension 3×1 .

Leurs définitions sont données par :

- pour la matrice A :

$$A(1,2) = A(2,1) = A(3,1) = A(3,2) = 0 ;$$

$$A(1,1) = -\frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_p^0(M-1)}{\partial p(N-1)} ;$$

$$A(1,3) = -\frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_p^0(M-1)}{\partial \psi(N-1)} ;$$

$$A(2,2) = -\frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_n^0(M-1)}{\partial n(N-1)}$$

$$A(2,3) = -\frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_n^0(M-1)}{\partial \psi(N-1)} ;$$

$$A(3,3) = \frac{1}{h(M-1)h'(N)}$$

- pour la matrice B :

$$B(1,1) = \frac{1}{qh'(N)} \left[\frac{\partial J_p^0(M)}{\partial p(N)} - \frac{\partial J_p^0(M-1)}{\partial p(N)} \right] + \frac{\partial U^0(N)}{\partial p(N)} ;$$

$$B(1,2) = \frac{\partial U^0(N)}{\partial n(N)}$$

$$B(1,3) = \frac{1}{qh'(N)} \left[\frac{\partial J_p^0(M)}{\partial \psi(N)} - \frac{\partial J_p^0(M-1)}{\partial \psi(N)} \right];$$

$$B(2,1) = -\frac{\partial U^0(N)}{\partial p(N)}$$

$$B(2,2) = \frac{1}{qh'(N)} \left[\frac{\partial J_n^0(M)}{\partial n(N)} - \frac{\partial J_n^0(M-1)}{\partial n(N)} \right] - \frac{\partial U^0(N)}{\partial n(N)};$$

$$B(2,3) = \frac{1}{qh'(N)} \left[\frac{\partial J_n^0(M)}{\partial \psi(N)} - \frac{\partial J_n^0(M-1)}{\partial \psi(N)} \right]$$

$$B(3,1) = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \left(1 + \frac{\partial N_{TD}^{+0}}{\partial p(N)} \right);$$

$$B(3,2) = \frac{-q}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \left(1 + \frac{\partial N_{TA}^{-0}}{\partial p(N)} \right);$$

$$B(3,3) = -\frac{1}{h'(N)} \left(\frac{1}{h(M-1)} + \frac{1}{h(M)} \right)$$

- pour la matrice C :

$$C(1,2) = C(2,1) = C(3,1) = C(3,2) = 0$$

$$C(1,1) = \frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial p(N+1)};$$

$$C(1,3) = \frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial \psi(N+1)};$$

$$C(2,2) = \frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial n(N+1)}$$

$$C(2,3) = \frac{1}{qh'(N)} \cdot \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial \psi(N+1)};$$

$$C(3,3) = \frac{1}{h(M)h'(N)}$$

- Pour le vecteur F :

$$F(1) = -\frac{1}{qh'(N)} \cdot [J_p^0(M) - J_p^0(M-1)] - U^0(N)$$

$$F(2) = -\frac{1}{qh'(N)} \cdot [J_n^0(M) - J_n^0(M-1)] + U^0(N)$$

$$F(3) = \frac{-q}{\varepsilon} [\Gamma(N) + p^0(N) - n^0(N) + N_{TD}^{+(0)}(N) - N_{TA}^{-(0)}(N)] - \gamma_1(N)\psi^0(N-1) \\ - \gamma_2(N)\psi^0(N) - \gamma_3(N)\psi^0(N+1)$$

$y(N) = [p(N), n(N), \psi(N)]^T$ et $\delta y(N) = [\delta p(N), \delta n(N), \delta \psi(N)]^T$ sont respectivement l'inconnu à déterminer et l'erreur sur celui ci.

3.5 Définition des conditions initiales et des conditions aux limites :

La résolution simultanée de ces trois équations, $\psi(x), p(x), n(x)$, nécessite des valeurs initiales et aussi des conditions aux limites. L'utilisation des bonnes conditions initiales permet une convergence rapide dans le calcul.

Les valeurs initiales sont généralement correspondantes à l'équilibre thermique (pas de polarisation appliquée sur le dispositif).

- Pour la concentration des porteurs libres :

$$\text{Pour la région p} \quad p^0 = -\Gamma, \quad n^0 = -n_i^2 / \Gamma \quad (3.13.a)$$

$$\text{Pour la région n} \quad n^0 = \Gamma, \quad p^0 = n_i^2 / \Gamma \quad (3.13.b)$$

- Pour le potentiel :

$$\text{Pour la région p} \quad \psi^0 = \psi_1 = \frac{1}{\theta} \cdot \ln \left[-\frac{n_i}{\Gamma} \right] \quad (3.14.a)$$

$$\text{Pour la région n} \quad \psi^0 = \psi_1 = \frac{1}{\theta} \cdot \ln \left[+\frac{\Gamma}{n_i} \right] \quad (3.14.b)$$

Si la tension appliquée est différente de zéro (polarisation appliquée sur le dispositif), ψ^0 est donnée par :

$$\psi^0(N) = \left(1 - \frac{V_G}{\psi_1(1) - \psi_1(L)}\right) \cdot \psi_1(N) + \frac{V_G}{\psi_1(1) - \psi_1(L)} \cdot \psi_1(L) \quad (3.15)$$

Les conditions aux limites sont déterminées de la même façon :

- Pour les concentrations des porteurs libres :

$$p(1) = -\Gamma(1) \quad ; \quad n(1) = n_i^2 / p(1)$$

$$n(L) = \Gamma(L) \quad ; \quad p(L) = n_i^2 / n(L)$$

- Pour le potentiel:

$$\psi(1) = V_G - \frac{1}{\theta} \ln \left[+ \frac{p(1)}{n_i} \right] \quad ; \quad \psi(L) = \frac{1}{\theta} \ln \left[+ \frac{n(L)}{n_i} \right]$$

3.6. Résolution du système d'équations par la méthode récursive :

La résolution du système d'équation (3.12) se fait en deux étapes :

Premièrement, le système d'équations (3.12) est transformé à un nouveau système contenant les variables inconnues en deux points seulement 'N' et 'N+1', cette nouvelle équation est donnée par:

$$\delta y(N) = B'(N)^{-1} F'(N) - B'(N)^{-1} C'(N) \delta y(N+1) \quad (3.16)$$

Avec:

$$\begin{cases} B'(2) = B(2) \\ C'(2) = C(2) \\ F'(2) = F(2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B'(N) = B(N) - A(N)B'(N-1)^{-1}C'(N-1) \\ C'(N) = C(N) \\ F'(N) = F(N) - A(N)B'(N-1)^{-1}F'(N-1) \end{cases} \quad ; \quad 3 \leq N \leq L-1$$

Alors, dans cette étape on détermine les matrices $B'(N)$, $C'(N)$ et le vecteur $F'(N)$ pour N variant entre 3 et $L-1$.

Deuxièmement, à partir de l'équation (3.16), les $\delta y(N)$ sont calculés pour N variant entre $L-1$ et 2, et comme point de départ : $\delta y(L) = 0$ (aussi : $\delta y(1) = 0$).

3.7. Partie de calcul résistivité et coefficient de Hall:

La résistivité est simplement la proportionnalité constante entre le champ électrique et la densité de courant:

$$E = \rho J \quad (3.17)$$

Où J est le courant par unité de superficie (par opposition à J_v , le courant par volume unitaire, qui est employé pour mesurer le courant de fuite de détecteur). En termes de concentrations en porteur, la résistivité est donnée par [1.23] :

$$\rho = \frac{1}{e(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (3.18)$$

et le coefficient de Hall, est donné par :

$$R_H = \frac{p - b^2 n}{e(p + bn)^2} \quad \text{where} \quad b \equiv \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (3.19)$$

3.8 Algorithme de calcul :

L'algorithme de calcul est représenté sur la figure 3.2. Les paramètres de calcul et de la structure sont définis: la tension appliquée ($V_G = \psi(L) - \psi(1)$), la précision de calcul (*erreur*), nombre d'itération (*ITRE*), les durées de vies des porteurs (τ_{0n}, τ_{0p}), la section de la diode (S) l'épaisseur de la diode (d), le niveau d'énergie du piège (E_T), la concentration du piège (N_{TD} ou N_{TA}).

La solution initiale $y = y_0 = [p^0, n^0, \psi^0]^T$ est ensuite proposée. L'étape suivante consiste à calculer δy pour l'ajouter ensuite à y_0 , tester la convergence par rapport à la précision donnée. Si la condition $|\delta y / y| \leq \text{erreur}$ est réalisée alors le calcul des variables principales (p , n et ψ) est terminé. Si non il est répété jusqu'à où le nombre d'itération est dépassé, et par conséquent pas de convergence.

Finalement la résistivité et coefficient de Hall sont évalués à partir de calcul les mobilités et la densité des porteurs.

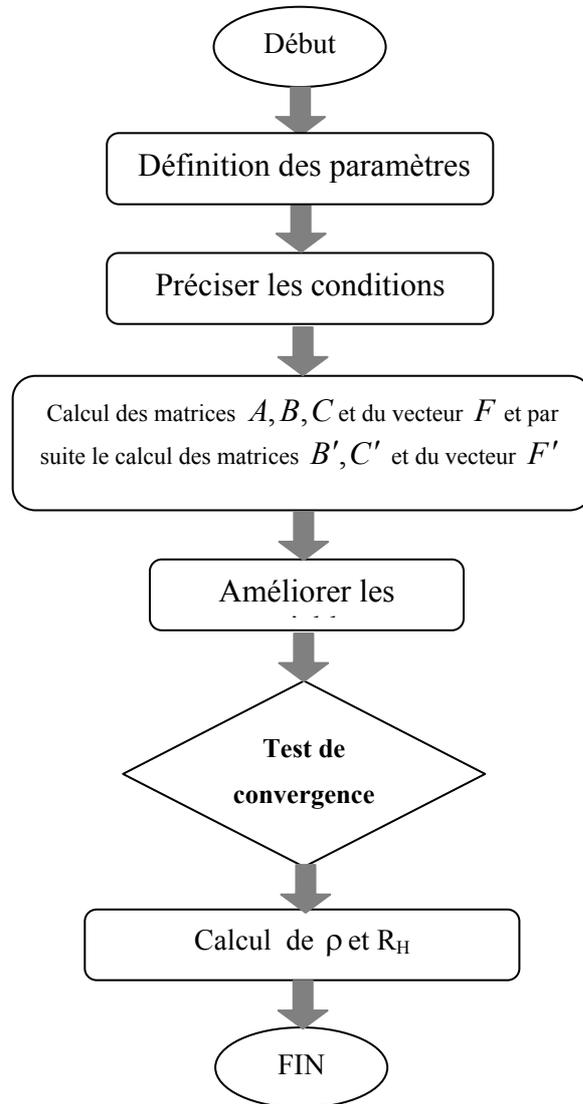


Fig. 3.2 : Organigramme de calcul de la résistivité et le coefficient de Hall.

3.9. Conclusion :

Ce chapitre présente la méthode numérique utilisée pour la modélisation pour optimiser la conception des composants électroniques et prédire leurs comportements. Il commence par la discrétisation spatiale de la structure p⁺n

L'équation de Poisson, et les deux équations de continuité aux dérivées partielles, non linéaires, décrivant le comportement électrique des semi-conducteurs dans un état stationnaire ont été présentées pour le cas de l'analyse d'une structure homogène unidimensionnelle.

La résolution numérique des équations, est réalisé par l'utilisation de la méthode des différences finies en considérant seulement le cas unidimensionnel, c'est à dire que les différentes variables recherchées ne seront fonction que de la coordonnée spatiale x, ce qui permet de calculer la résistivité et le coefficient de Hall de la structure, en partant des conditions aux limites et des paramètres pratiquement utilisables.

Finalement l'organigramme de calcul de la résistivité et le coefficient de Hall est présenté.

Chapitre 4

Résultats et discussions

4.3.Introduction

Après une longue durée d'exposition aux radiations, les caractéristiques des détecteurs sont sévèrement affectées. Une des paramètres affectés est la tension de déplétion. Ce paramètre est très important car il détermine la tension d'opération des détecteurs. Le changement de la tension de déplétion des détecteurs après irradiation a été expliqué par une apparente inversion de la région active du type n vers le type p [25-29]. Parmi les méthodes utilisées pour extraire la tension de déplétion est la caractéristique (C-V). Dans des études précédentes dans ce groupe [30-33]. La tension de déplétion et la densité effective de région active du détecteur ont été estimées à partir des caractéristiques C-V.

Ce travail est donc la continuité des travaux précédents. La résistivité et le coefficient de Hall des détecteurs irradiés pour expliquer l'inversion de type du semi-conducteur aussi que pour une éventuelle comparaison.

Les deux paramètres sont directement liés aux concentrations des porteurs libres et par conséquent à la position de niveau de Fermi. Donc le calcul de la résistivité (ρ) et le coefficient de Hall (R_H) donne une indication sur la densité effective et le type de semi-conducteur.

Expérimentalement les courbes de la résistivité et du coefficient de Hall en fonction de fluence (par conséquent densité du piège) représentent un pic pour la résistivité et un changement de signe pour le coefficient de Hall, la figure suivante montre un exemple du résultat expérimental de cette caractéristique d'une structure de type n d'épaisseur de 300 μm

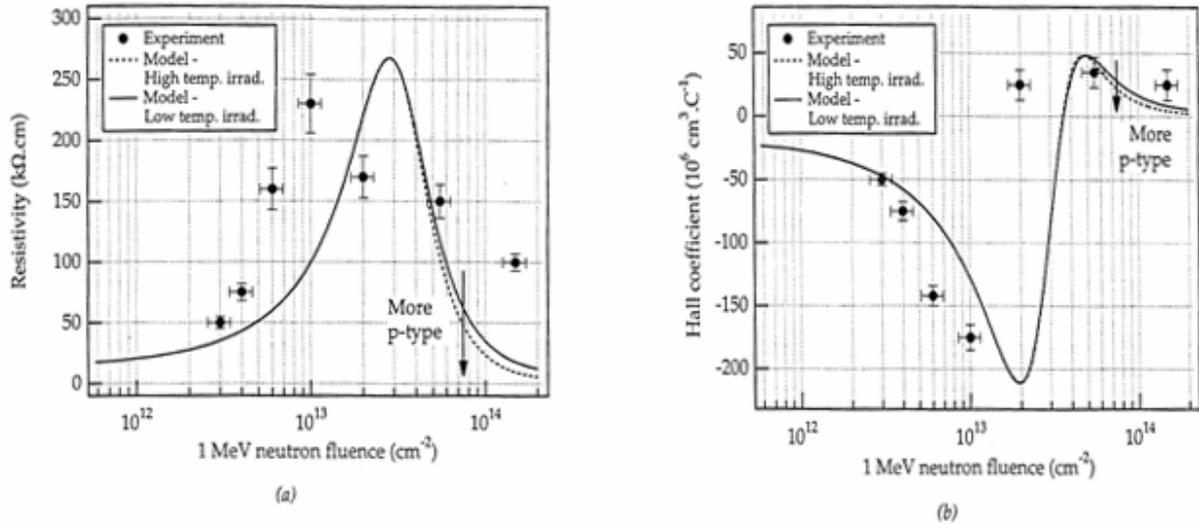


Fig.4.1. La résistivité et le coefficient de Hall en fonction de fluence [34]

Lorsqu’une jonction est soumise à une forte radiation, des défauts structuraux sont créés. Ces défauts se manifestent comme des pièges profonds, et/ou des centres de génération-recombinaison (g-r).

Dans ce chapitre, on va étudier l’effet des pièges et les centres de génération-recombinaison sur la résistivité et le coefficient de Hall.

4.4.La structure étudiée

La structure étudiée est une jonction abrupte p⁺n au silicium. L’épaisseur de la diode (*d*) est de l’ordre de 350 μm et sa section (*S*) est 1 mm². La figure 4.2 montre les paramètres de la diode.

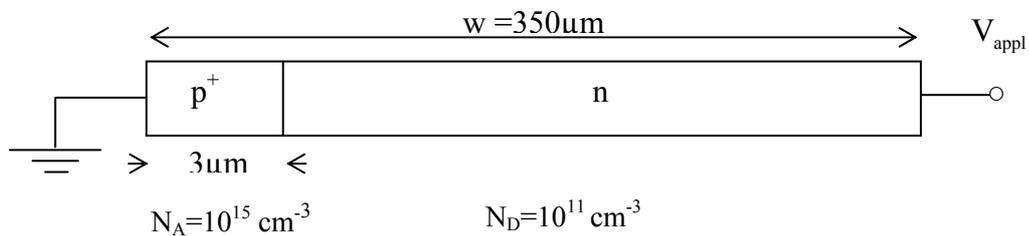


Fig.4.2 : Représentation des paramètres de la structure p⁺n étudiés

En général les détecteurs typiques utilisés pour la physique de particules utilisent un bloc de silicium dopé par un donneur avec un dopage de $N_D = 10^{12} \text{ atoms / cm}^3$ et le silicium implanté de la densité de dopant (N_A) plus grand que $10^{14} \text{ atomes/cm}^3$ [35]. Dans ce travail le profil de dopage est montré dans la figure 4.2.

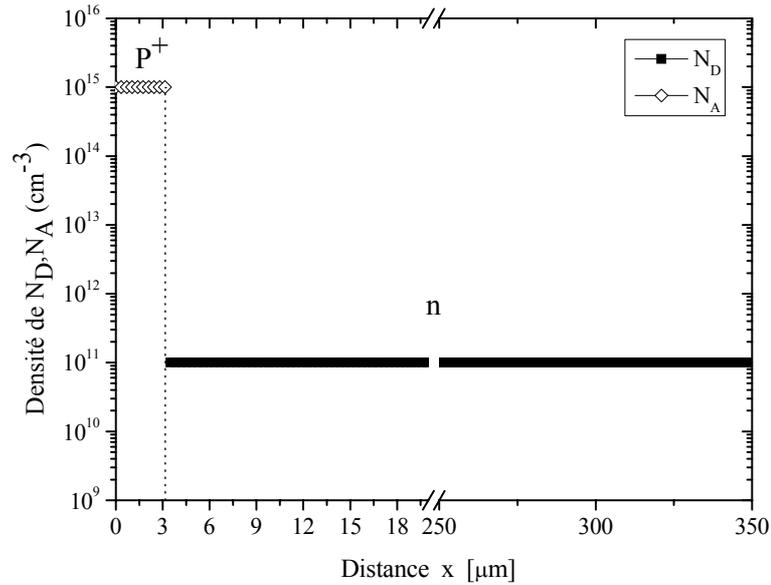


Fig.4.3 : Le profil de dopage de la structure p^+n étudiée

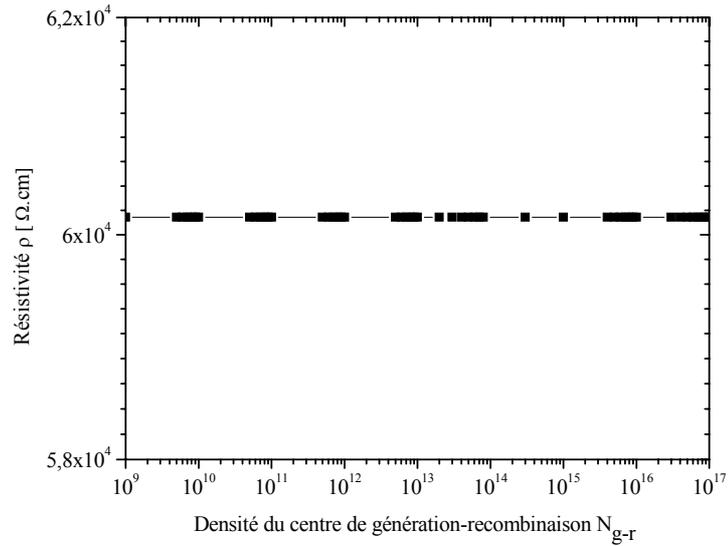
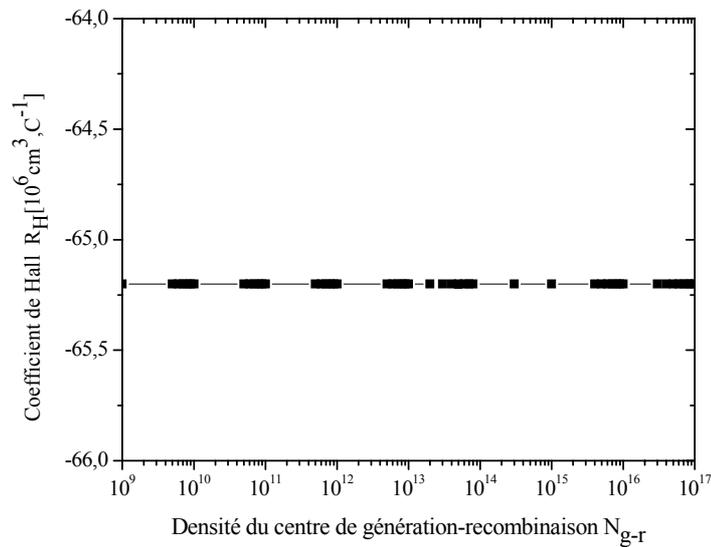
4.3. L'effet d'irradiation :

Généralement, l'irradiation est mesurée par la densité de sa fluence ϕ . Cette densité est proportionnelle à la densité du piège (accepteur ou donneur) et centre de génération-recombinaison (g-r) par une relation empirique de la forme $N_T = \beta\phi$, $N_{g-r} = \alpha\phi$ [36]

Donc on peut simuler l'effet d'irradiation par les densités des pièges et centres de génération-recombinaison créés au lieu des fluences.

4.3.1. L'effet de centre g-r :

Il est évident que les radiations créent des pièges et des centres de génération-recombinaison (g-r). La figure 4.4 et figure 4.5 montre les caractéristiques de la résistivité et le coefficient de Hall calculés en fonction des densités de centres g-r en absence des pièges.

Fig.4.4.La résistivité ρ en fonction du centre g-rFig.4.5.Le coefficient de Hall R_H en fonction du centre g-r

On remarque ici que la résistivité et le coefficient de Hall ne changent pas avec le changement de densité du centre de génération-recombinaison. Donc on peut dire – dans ces conditions - que les centres de génération-recombinaison n'ont aucun effet sur la résistivité et le coefficient de Hall

4.3.2. L'effet des pièges en présence de faible densité de centre g-r :

4.3.2.1. L'effet de présence d'un piège accepteur :

Le calcul de la résistivité et le coefficient de Hall de la structure qui contient des pièges accepteurs est représenté dans les figures 4.6 et 4.7 respectivement. Le piège accepteur est caractérisé par un rapport de $\frac{\sigma_p}{\sigma_n} = 100$, une densité du piège variable et un niveau d'énergie variable $E_T - E_V$

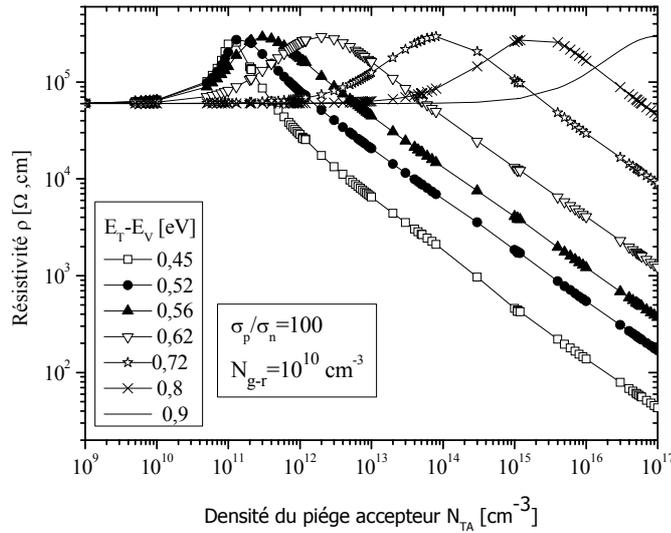


Fig.4.6. La résistivité ρ en fonction de densité du piège accepteur N_{TA} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

Dans la figure.4.6 la résistivité est tracée en fonction de la densité des piège accepteur (N_{TA}) et pour différentes positions du niveau d'énergie du piège au-dessus du bord de la bande de valence (E_V) comme paramètre dans la gamme de 0.45-0.9 eV et en présence d'une faible densité de g-r

Initialement (pour les densités faibles des piège accepteurs) la résistivité est constante (de l'ordre de $6 \times 10^4 \Omega.cm$). Cette valeur correspond à $N_D = 10^{11} cm^{-3}$

$$\left(\rho = \frac{1}{n e \mu_n} = \frac{1}{10^{11} \times 1,6 \times 10^{-19} \times 1450} \approx 6 \times 10^4 \Omega.cm \right) \text{ qui est le dopage de la région n.}$$

Lorsque la densité des piège accepteurs augmente la résistivité augmente avant d'atteindre un maximum. Cette augmentation est évidente puisque les pièges sont des accepteurs ce qui vent

note que la densité des trous (p) augmente. Ceci compense et diminue la densité des donneurs n et donc la résistivité qui inversement proportionnelle à la densité des électrons augmente. La valeur maximale de la résistivité correspond à la valeur de la densité des électrons (diminués) exactement égale à la densité des trous (augmentés) multipliée par un facteur représente le rapport de leur mobilité $\left(\frac{\mu_p}{\mu_n}\right)^2$. Après cette valeur maximale la résistivité commence à diminuer. Ceci est aussi évident puisque la densité des trous continue à augmenter avec l'augmentation de la densité des pièges accepteurs tandis que la densité des électrons continue à diminuer donc la densité des trous surpasse celle des électrons et donc le semi-conducteur devient de type p ($p > n$). Donc le pic est le point d'inversion de type de semi-conducteur.

On remarque aussi que le pic se déplace vers les densités plus élevées des pièges accepteurs lorsque ces derniers sont plus profonds. Ceci est dû au fait que les pièges plus profonds sont moins ionisés selon les statistiques d'occupation de Shockley-Read-Hall ou Fermi-Dirac. Donc la compensation des électrons diminue avec la profondeur énergétique des pièges accepteurs.

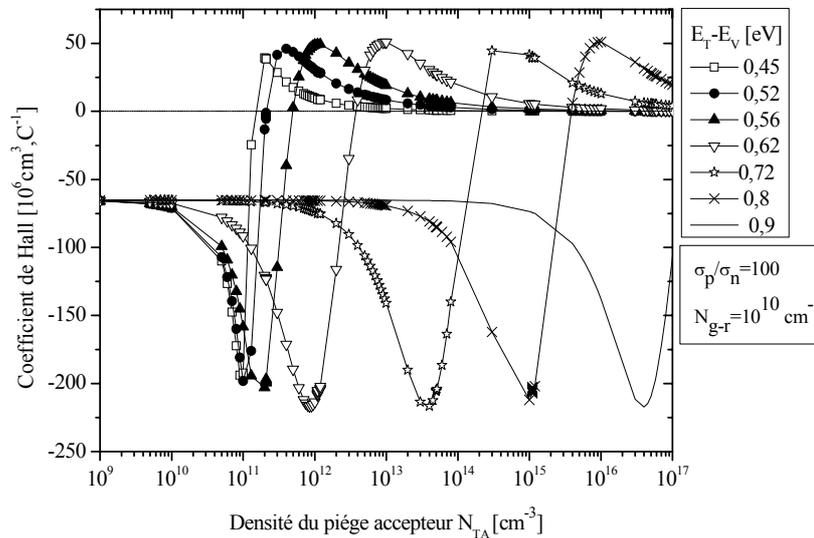


Fig.4.7. Le coefficient de Hall R_H en fonction de densité du piège accepteur N_{TA} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

Le coefficient de Hall R_H calculé en fonction de la densité du piège avec son niveau d'énergie comme paramètre est présenté dans la figure 4.7. Pour des faibles valeurs de densité de pièges accepteurs, le coefficient de Hall est négatif.

Ceci indique que le semi-conducteur est de type n. Avec l'augmentation de la densité des pièges, la valeur négative de R_H augmente puisque la densité des électrons diminue tandis que celle des trous augmente jusqu'à une valeur maximale négative comme il indique à la figure 4.8. Ce point correspond à une valeur de p importante mais pas encore le point d'inversement. Le coefficient Hall commence à augmenter rapidement jusqu'à qu'il s'annule. Ceci est le point où la densité des trous est égale à celle des électrons multipliée par

un facteur représentant le rapport des mobilités $\left(\frac{\mu_p}{\mu_n}\right)^2$. Lorsque la densité des trous dépasse

celle des électrons multipliée par $\left(\frac{\mu_p}{\mu_n}\right)^2$, R_H devient positif puis continue à augmenter avec

l'augmentation de la densité des pièges pour atteindre un maximum qui correspond à $40 \sim 50 \times 10^6 \text{ cm}^3 \cdot \text{C}^{-1}$ et ceci selon le niveau énergétique du piège. Après ce point le semi-

conducteur devient fortement de type p et donc $R_H \approx \frac{1}{ep}$. Donc il commence à diminuer avec

l'augmentation de la densité du piège accepteur.

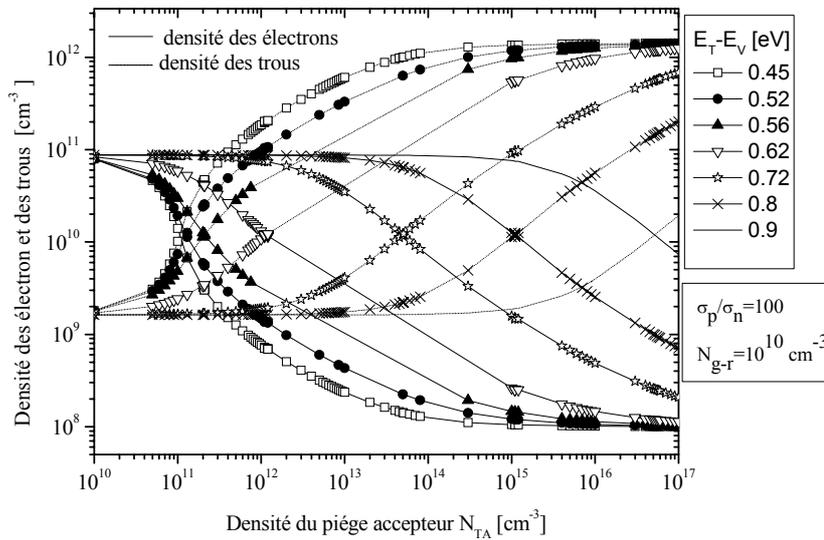


Fig.4.8. Les densités moyennes des électrons et des trous en fonction de densité du piège accepteur N_{TA} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

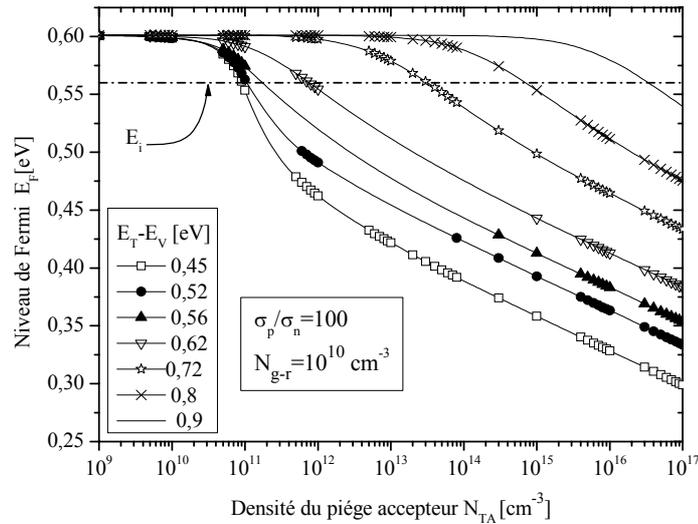


Fig.4.9.Niveau de Fermi en fonction de densité du piège accepteur N_{TA} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

Le niveau de Fermi est aussi un indicateur sur le type de semi-conducteur. Ce niveau est présenté à la figure 4.9 en fonction de la densité des pièges. Le niveau de Fermi E_F est au-dessus de niveau intrinsèque E_i pour les faibles densités c'est-à-dire que le semi-conducteur est de type n (avant l'inversion). Au point (densité) où la courbe de la résistivité est maximale et point maximal négatif pour le coefficient de Hall, le niveau de Fermi est au niveau intrinsèque ($E_F = E_i$). C'est le point de l'inversion. Après cette valeur le semi-conducteur devient fortement de type p.

Noter aussi que la densité qui cause l'inversion augmente quand le niveau d'énergie de piège est loin de la bande de valence (plus profond).

4.3.2.2. L'effet de présence d'un piège donneur :

Les pièges donneurs sont caractérisés par un rapport de section de la section efficace de capture des électrons par rapport de celle des trous $\frac{\sigma_p}{\sigma_n} = 0.01$, une densité du piège N_{TD} variable et un niveau d'énergie $E_C - E_T$ variable. La résistivité et le coefficient de Hall de la

structure contenant des pièges donneurs sont représentés dans les figures 4.10.et 4.11 respectivement.

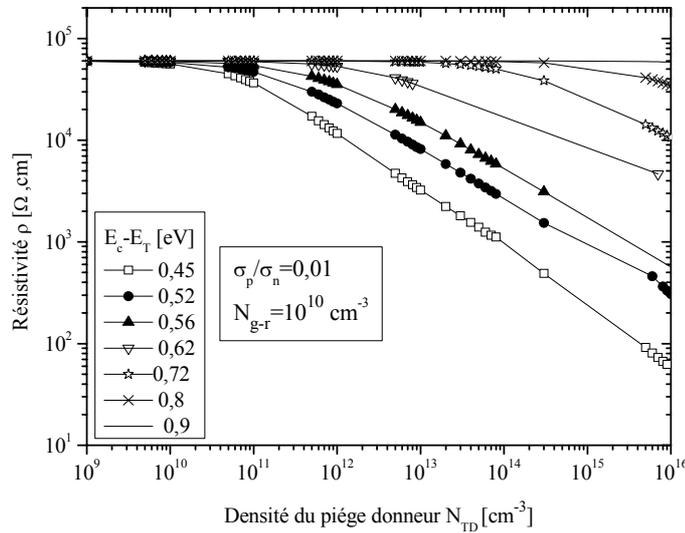


Fig.4.10.La résistivité ρ en fonction de densité du piège donneur N_{TD} avec le niveau d'énergie du piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

Dans la figure.4.10 la résistivité est tracée en fonction de la densité des piège donneur (N_{TD}) et pour différentes positions du niveau d'énergie du piège au-dessous du bord de la bande de conduction (E_C) comme paramètre dans la gamme de 0.45 à 0.9 eV.

On observe que la résistivité est constante pour les valeurs de densité faible ($<10^{11} \text{ cm}^{-3}$) mais décroît avec l'augmentation de la densité du piège donneur pour les densités ($>10^{11} \text{ cm}^{-3}$) due au présence d'une grande densité du piège ionisé. Ceci rend le semi-conducteur plus de type n.

Noter aussi que la résistivité diminue quand le niveau d'énergie de piège est proche de la bande de conduction puisqu'il plus facile à s'ioniser.

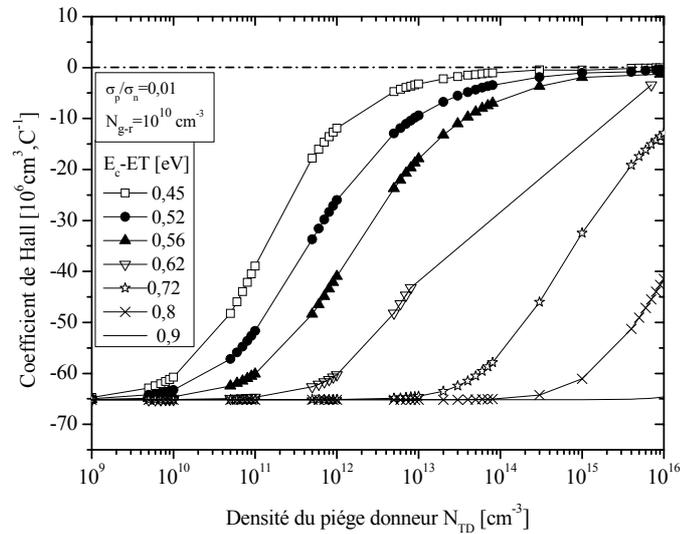


Fig.4.11. Le coefficient de Hall R_H en fonction de densité du piège donneur N_{TD} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

Le coefficient de Hall R_H calculé en fonction de la densité du piège donneur avec son niveau d'énergie comme paramètre, et en présence d'une faible densité de centre g-r est présenté dans la figure 4.11. Pour des faibles valeurs de densité de piège donneur, le coefficient de Hall est négatif. Ceci indique que le semi-conducteur est de type n. Avec l'augmentation de la densité des pièges, la valeur négative de R_H diminue puisque la densité des électrons augmente, tandis que celle des trous diminue (voire figure 4.12), où $R_H \approx \frac{-1}{en}$. Pour les pièges plus profonds le coefficient de Hall est presque constant, puisqu'ils ne sont pas ionisés et donc ils ne contribuent pas à la densité des électrons.

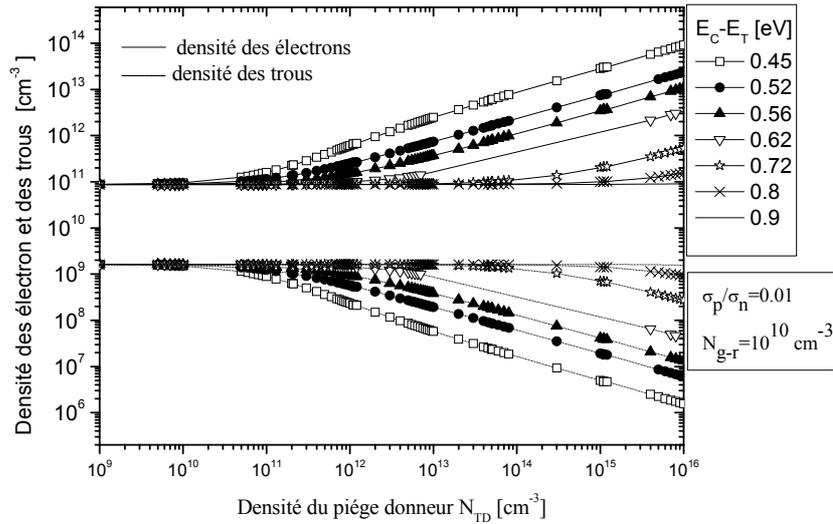


Fig.4.12. Les densités moyennes des électrons et des trous en fonction de densité du piège donneur N_{TD} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

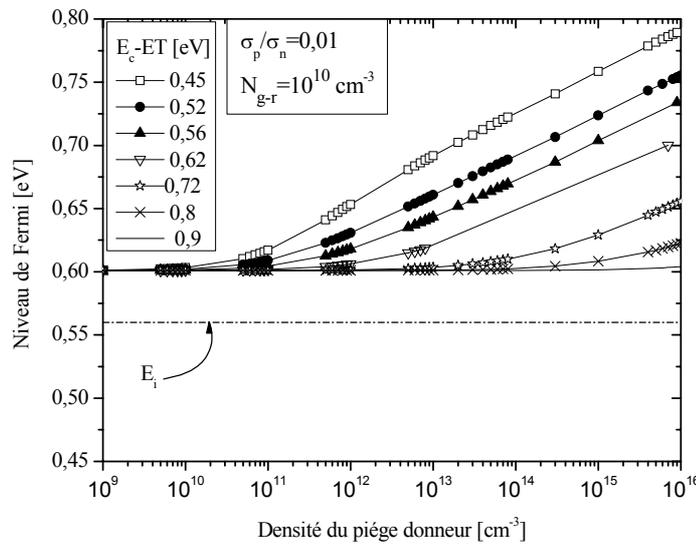


Fig.4.13. Niveau de Fermi en fonction de densité du piège donneur N_{TD} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

Le niveau de Fermi E_F en fonction de la densité du piège donneur est présenté dans la figure 4.13. Ce niveau est au-dessus du niveau intrinsèque E_i s'implique que le semi-conducteur reste de type n, avec une augmentation de la densité des électrons. Notez, quand le piège est moins profond le matériau est plus de type n.

4.4. L'effet de la température :

La température est un facteur très important pour le fonctionnement des composants à base des semi-conducteurs. Pour cela on a étudié l'effet de la température sur la résistivité est le coefficient de Hall, en présence et en absence des pièges et centres g-r.

4.4.1. En présence d'un piège accepteur et faible densité de centre g-r

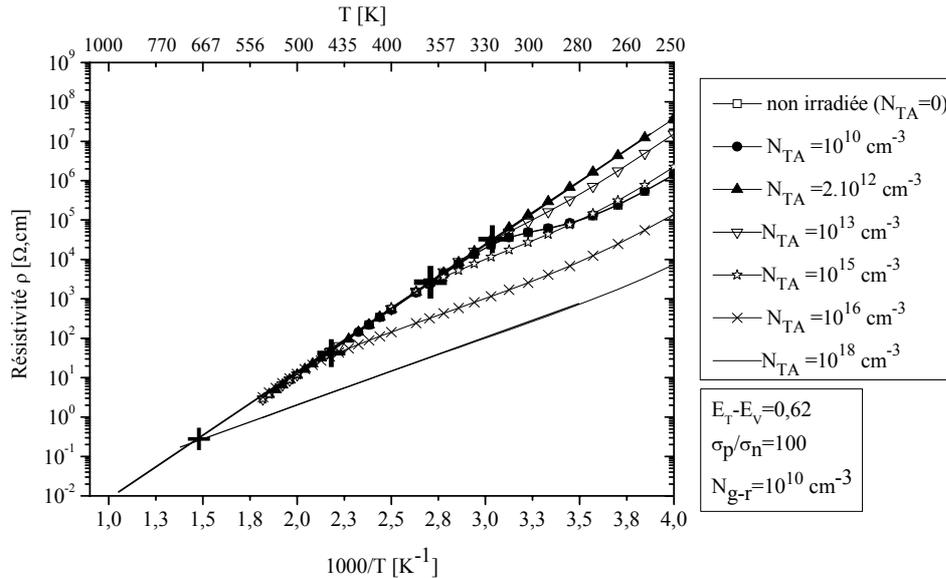


Fig.4.14. La résistivité ρ en fonction de la température en présence d'un piège accepteur dont la densité est variable et une faible densité de centre g-r

La résistivité calculée en fonction de la température en présence d'un piège accepteur dont la densité est variable et une faible densité de centre g-r est présentée dans la figure 4.14. Pour les faibles densité de piège accepteur (avant l'inversion de type), et dans l'intervalle de 250 à 300 K la résistivité diminue progressivement avec l'augmentation de la température. Puisque dans cet intervalle les densités des accepteurs ionisés augmentent progressivement quand la température augmente, mais pas suffisante pour ioniser totalement les accepteurs. Pour les températures supérieures à 300 K la résistivité décroît linéairement -en échelle logarithmique-, puisque les pièges sont totalement ionisés. Pour la densité qui cause l'inversion de type, la résistivité décroît linéairement avec l'augmentation de la température. On note aussi qu'après les températures marquées par des croix les piège sont totalement ionisés, et l'effet le plus dominant est le changement dans la concentration intrinsèque n_i .

Cette dernière augmente linéairement avec l'augmentation de la température, et par conséquent la résistivité diminuée.

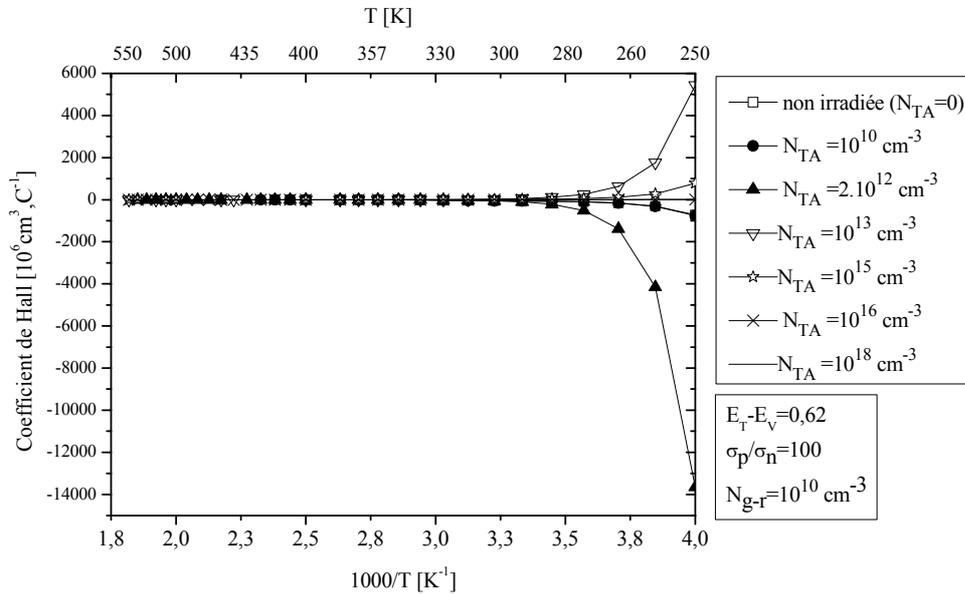


Fig.4.15. Le coefficient de Hall R_H en fonction de la température en présence d'un piège accepteur dont la densité est variable et faible densité de centre g-r

Le coefficient de Hall calculé en fonction de la température en présence d'un piège accepteur dont la densité est variable et faible densité de centre g-r est présenté dans la figure 4.15. Le coefficient de Hall est négatif pour les faibles densités du piège accepteur ($\leq 2.10^{12}$), et il est positif pour les densités élevées ($> 2.10^{12}$). Pour les basses températures (< 300 K) le coefficient de Hall commence à diminuer en valeur absolue lorsque la température augmente, à cause de l'augmentation de la densité des porteurs (électrons ou trous). Lorsque la température est supérieure à 300 K le coefficient de Hall reste presque constant. Ceci est dû à la forme exponentielle des expressions qui décrivent les porteurs en fonction de la température.

4.4.2. En présence d'un piège donneur et faible densité de centre g-r :

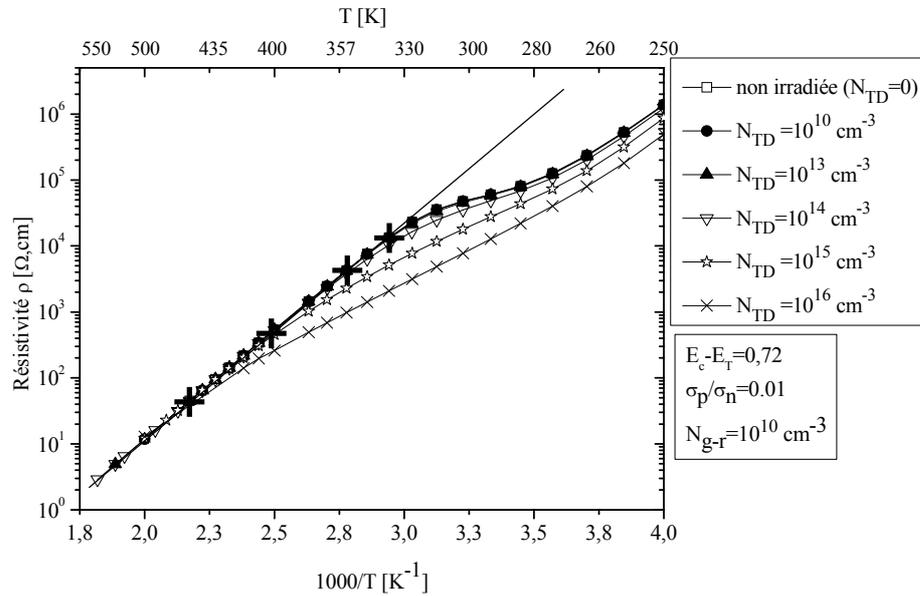


Fig.4.16. La résistivité ρ en fonction de la température en présence d'un piège donneur dont la densité est variable et de faible densité de centre g-r

La résistivité calculée en fonction de la température en présence d'un piège donneur et faible densité de centre g-r est présentée dans la figure 4.16. Dans l'intervalle des températures inférieures à celles marquées par des croix, la résistivité diminue progressivement avec l'augmentation de la température, puisque les densités des donneurs ionisés augmentent progressivement quand la température augmente, mais pas suffisante pour ioniser totalement les donneurs. Pour les températures supérieures à celles marquées par des croix les pièges sont totalement ionisés, et la résistivité décroît linéairement -en échelle logarithmique-, et l'effet le plus dominant est le changement dans la concentration intrinsèque n_i . Cette dernière augmente linéairement avec l'augmentation de la température, par conséquent la diminution de la résistivité.

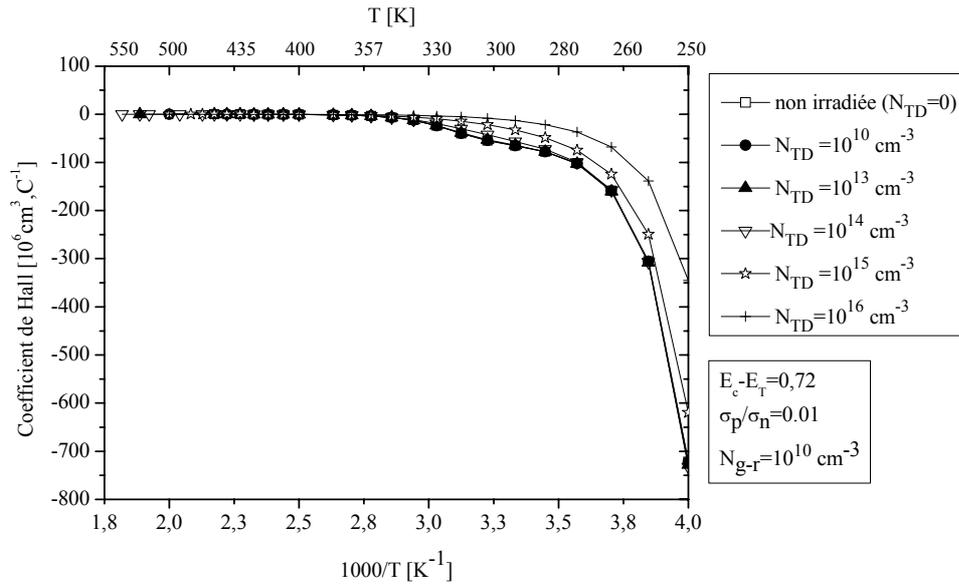


Fig.4.17. Le coefficient de Hall R_H en fonction de la température en présence d'un piège donneur dont la densité est variable et une faible densité de centre g-r

Le coefficient de Hall calculé en fonction de la température en présence d'un piège donneur dont la densité est variable et faible densité de centre g-r est présenté dans la figure 4.17. Le coefficient de Hall est négatif. Ceci est évident puisque le semi-conducteur est de type n . Pour les températures < 450 , la valeur négative de R_H commence à diminué lorsque la température augmente, à cause de l'augmentation de la densité des porteurs. Lorsque la température est supérieure à 450 K le coefficient de Hall reste presque constant. Ceci est du à la forme exponentielle des expressions qui décrivent les porteurs en fonction de la température.

4.5. La concentration effective de dopage N_{eff} et la tension de déplétion totale V_{dep} :

4.5.1. Effet d'un piège accepteur:

Dans cette section on discute l'inversion de type de la structure (la région active) en présence d'un piège accepteur et pour différents niveaux d'énergie du piège au-dessus de la bande de valence. A partir de la caractéristique de la résistivité et le coefficient de Hall en fonction de la densité du piège on peut calculé la densité effective de dopage N_{eff} et la tension de déplétion totale V_{dep} on utilisant les équations (2.20 et 2.21). Les courbes de N_{eff} et V_{dep} en fonction de la densité du piège accepteur sont présentées dans la figure 4.18 :

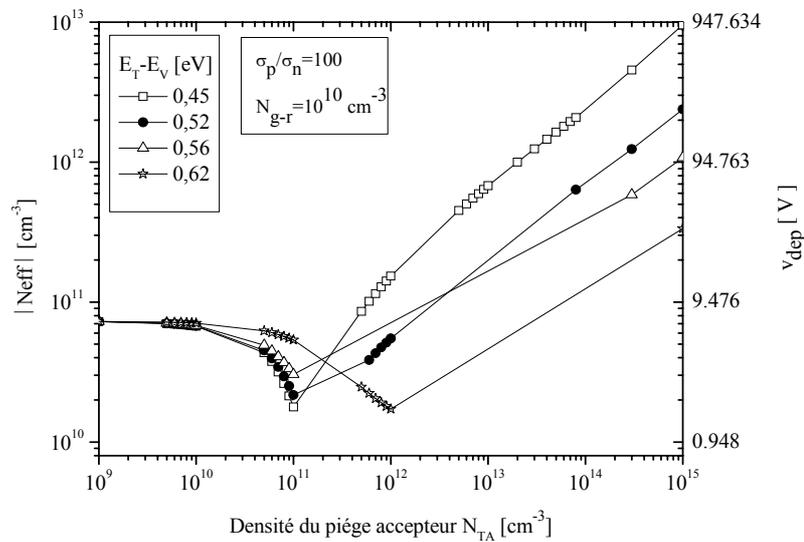


Fig.4.18. la concentration effective de dopage N_{eff} et la tension de déplétion totale V_{dep} en fonction de la densité du piège accepteur

La figure 4.18 montre que N_{eff} et V_{dep} décroît avec l'augmentation de la densité du piège accepteur jusqu'à un point où ils commencent à remonter. C'est le point d'inversement discuté précédemment

Pour expliquer bien le phénomène d'inversion il est nécessaire de présenter l'illustration de niveau de Fermi en fonction de la densité du piège accepteur.

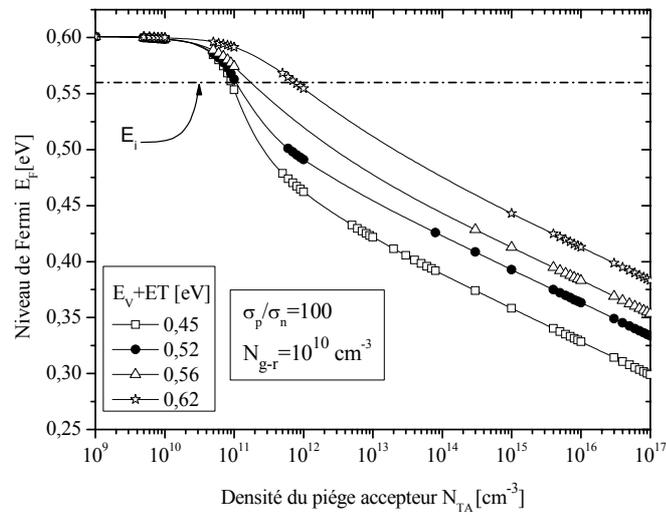


Fig.4.19. Niveau de Fermi en fonction de densité du piège accepteur N_{TA} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre

La figure 4.19 montre que le niveau de Fermi E_F est au-dessus de niveau intrinsèque E_i pour les faibles densités c'est à dire que la structure est de type n (avant l'inversion). Au point (densité) ou le pic apparaît pour les courbes de la résistivité et le point maximal négatif pour le coefficient de Hall, le niveau de Fermi est égal au niveau intrinsèque ($E_F = E_i$). C'est le point de l'inversion. Après cette valeur, la densité des trous augmente tandis que celle des électrons diminue et la structure devient plus type p comme il indique à la figure 4.20.

Noter aussi que le point d'inversion décale vers la droite quand le niveau d'énergie de piège est loin de la bande de valence.

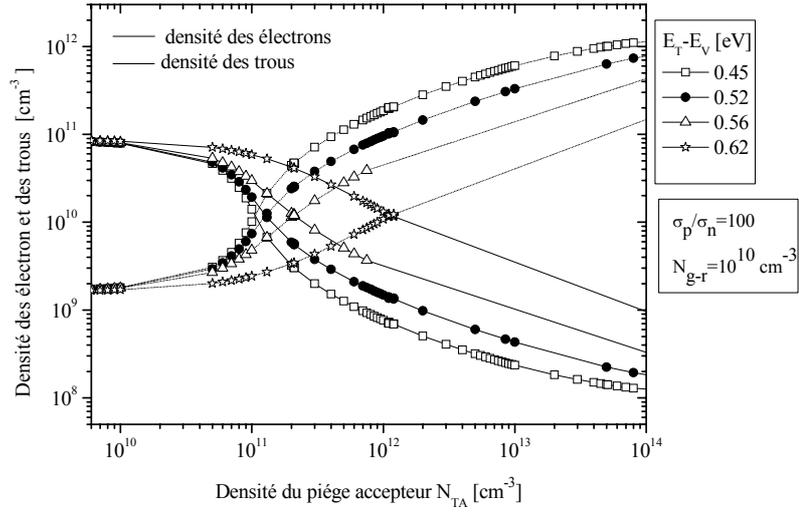


Fig.4.20. Les densités moyennes des électrons et des trous en fonction de densité du piège accepteur N_{TA} avec le niveau d'énergie de piège comme paramètre en présence d'une faible densité de centre g-r

4.5.2. Effet d'un piège donneur :

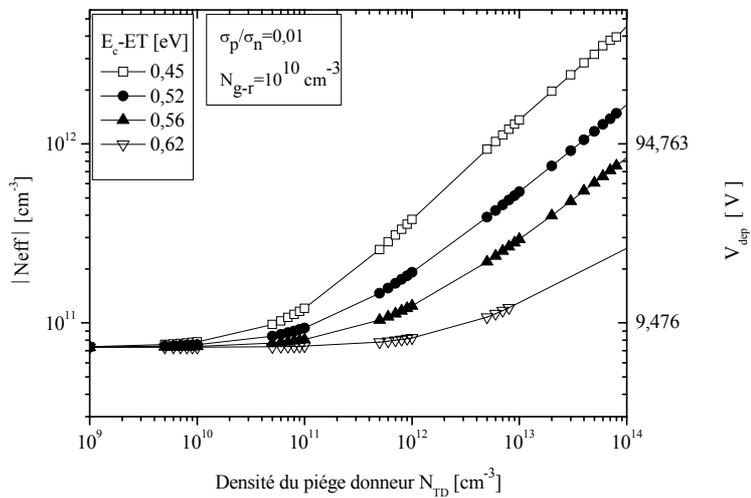


Fig.4.21. la concentration effective de dopage N_{eff} et la tension de déplétion totale V_{dep} en fonction de la densité du piège donneur

La figure 4.21 montre que N_{eff} et V_{dep} augmentent avec l'augmentation de la densité du piège donneur parce que le matériel est plus de type n, on observe aussi que les niveaux peu profonds ont des effets important que les niveaux profonds.

4.6. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats obtenus par la simulation avec leurs interprétations. Il commence par quelques résultats expérimentaux obtenus dans d'autres laboratoires, Les paramètres de la structure étudiée tel que l'épaisseur, le dopage, la section sont présentés. En suite on a étudié l'effet de l'irradiation sur la résistivité et le coefficient de Hall par la présentation de :

- l'effet des centres de génération-recombinaison en absence du piège
- l'effet des pièges accepteur et donneur en présence d'une faible densité du centre de génération-recombinaison

L'effet de la température sur la résistivité et le coefficient de Hall sont étudiés pour différents cas :

- Une structure non-irradiée
- Une structure irradiée avec faible densité du pièges accepteur et donneur
- une structure irradiée avec grande densité du pièges accepteur et donneur

Finalement la concentration effective de dopage N_{eff} et la tension de déplétion totale V_{dep} sont calculées à partir de la résistivité.

Conclusion

L'étude présentée dans ce travail concerne l'effet d'irradiation sur la résistivité et le coefficient de Hall d'une structure p⁺n au silicium. L'effet de la température a été aussi étudié.

- Si les radiations créent des centres de génération-recombinaison (g-r) seulement, alors la résistivité et le coefficient de Hall sont les mêmes pour une diode non irradiée c'est à dire les centres (g-r) n'affectant pas la résistivité et le coefficient de Hall.
- La résistivité augmente avec l'augmentation de la densité du piège accepteur Ceci est dû à la compensation des donneurs superficiels par les pièges accepteurs. Elle atteint une valeur maximale (proche de la résistivité maximale de silicium donnée par $3.19 \times 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$) quand la compensation totale est satisfaite.

Après que la compensation est satisfaite la résistivité commence à diminuer avec l'augmentation de la densité du piège accepteur.

Par conséquent le coefficient de Hall diminue avec l'augmentation de la densité du piège accepteur puis il change de signe de négatif au positif. Ce changement indique que le matériau change de type et devient de type p.

- En présence du piège donneur la résistivité diminue avec l'augmentation de la densité du piège donneur. Ceci est dû au fait que les pièges donneurs ionisés augmentent la densité initiale des électrons et donc la conductivité ce qui implique que la résistivité diminue.
- Le coefficient de Hall augmente mais ne change pas le signe (reste toujours négatif).
- Les radiations créent des pièges et des centres g-r. Ceci peut entraîner un changement dans la concentration du dopage initial ce qui donne une inversion du type de semi-conducteur si les pièges créés sont des accepteurs. L'autre paramètre affecté est la tension nécessaire

pour la déplétion totale (V_{dep}). Ce paramètre est très important dans le fonctionnement des détecteurs car ils fonctionnent à des tensions égales ou supérieures à V_{dep} .

- La résistivité diminue avec l'augmentation de la température. puisque la densité des porteurs augmente ce qui augmente la conductivité est donc diminuée la résistivité
- Le coefficient de Hall augmente avec l'augmentation de la température puisqu'il est inversement proportionnel à la densité des porteurs.
- Pour une éventuelle continuité de ce travail la comparaison avec d'autres résultats tels que les caractéristiques C-V et I-V. D'autres structures peuvent être aussi étudiées.

Bibliographie

- [1] G. Lindström et al. (The RD48 Collaboration); “Radiation Hard Silicon Detectors – Developments by the RD48 (ROSE) Collaboration –”; NIM A 466 (2001) 308-326.
- [2] D. Pitzl et al., Nucl. Instr. And Meth. A 311 (1992) 98.
- [3] Bates S.J., et al. (1994) *Recent results of radiation damage studies in silicon*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A. 344, pp.228-236.
- [4] McPherson M, PhD Thesis, Lancaster University (1997).
- [5] Landolt-Bornstein. Numerical data and functional relationship in science and terminology. New series, group III, volume 17 a: physics of group IV elements and III-V compounds. Springer 1985.
- [6] G. Hall. Semiconductor particle tracking detectors. Rep. Prog. Phys, 57: 481-531, 1994.
- [7] G. F. Knoll. Radiation detection and measurement John Wiley & sons, second edition, 1989. ISBN 0-471-81504-7.
- [8] Bertolini and A. Coche, editor. Semiconductor detectors, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.
- [9] Kurata M, Numerical Analysis for Semiconductor Devices, D.C. Heath and Company, Canada (1982)
- [10] Wen Lin. Oxygen silicon, volume 42 of Semiconductors and Semimetals, chapter the incorporation of oxygen into silicon crystals, pages 9-52. Academic Press Inc., Boston, San-Diego, New York, London, Sydney, Tokyo, Toronto, 1994. ISBN 0-12-752142-9.
- [11] Burger and Donovan, “Fundamentals of Silicon Integrated Device Technology”, Vol.1 Prentice-Hall INC (1967).
- [12] Gerrish V. M. (1995) Semiconductors and semimetals, (Schlesinger T. E. and James R. B. eds.) Vol. 43 (Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Applications), pp.493, Academic Press, London.

- [13] E. Vittone, F. Fizzotti, A. Lo Giudice, C. Paolini, C. Manfredotti", Nucl. Instr and Meth. B 161-163 (2000) 446-451.
- [14] V.A.J. van Lint, T.M. Flanagan, R.E. Leadon, J.A. Naber, V. C. Rogers. Mechanisms of radiation effects in electronic materials. John Wiley & sons, 1980.
- [15] M.Moll, PhD thesis, Desy, Humburg, 1999.
- [16] B. C. MacEvoy, PhD, thesis, Imperial college, london november 1996
- [17] S. J. Watts, in : Proceedings of the 1st ENDEASD work-shop, 1999.
- [18] H. F. W. Sadrozinski, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-45 (1998)295.
- [19] D. Pitzel et al., Nucl. Phys. B (Proc. Supp.) 23A (1991)340.
- [20] Miller G L, Lang DV, Kimerling LC, Ann. Rev. Mat. Sci. (1977) 7, 377.
- [21] W. Shockley and W. T. Read, JR. Statistics of the Recombinations of holes and Electrons. Physical Review, 87 :835, 1952.
- [22] R. N. Hall Electron-Hole Recombination in Germanium. Physical Review B, 87:387, 1952.
- [23] CT. Sah, RN. Noyce, Shockley. Proc.IRE45, 1228 (1975).
- [24] D. Campbell, A. Chilingarov, T. Sloan,. Nuclr Instrr and Meth. A 492(2002) 402-410.
- [25] R. Wunstrof. Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten. PhD thesis, University of Hamburg, October 1992.
- [26] D. Pitzl et al., Nucl. Instr. And Meth. A 311 (1992) 98.
- [27] C. Leroy et al., Nucl. Instr. and Meth. A 426 (1999)99
- [28] D. Menichelli et al., Nucl. Instr. and Meth. A 426 (1999)135
- [29] D. Passeri et al., Nucl. Inst. and Meth. A 426 (1999)131.
- [30] DEHIMI LAKHDAR , These de doctorat d'Etat Effet des Pièges sur les Performances des Détecteurs de Particules en AsGa et Si Irradié dans le Régime de Relaxation,2005
- [31] Bekhouche Khaled, Modélisation de la capacité négative d'un détecteur de particules au silicium et l'effet de la fréquence et de la température (2001).
- [32] Ouamane Samia, Numerical Calculation of the Capacitance of Silicon Particle Detectors Using the Equivalent Circuit Method, 2004.
- [33] Saadoune achour, Calcul numérique de la capacité d'un détecteur de particules à base d'une structure $p^+n^-n^+$ au silicium, 2004.
- [34] B.C.MacEvoy, PhD Thesis, Defect Kinetics in Silicon Detector Material for Applications at the Large Hadron Collider.April 1997.

- [35] CMS Technical Proposal. CERN /LHCC/ 94-38, 1994.
- [36] B. K. Johns, M. McPherson and J. Santana, Irradiated silicon detectors: a relaxation semiconductor analysis, 1999.
- [37] N. M. HAEGEL. Applied Physics A 53(1991) 17.
- [38] Atlas User's Manual, SILVACO International 1997
- [39] D.L. Scharfetter and H. K. Gummel, ‘ ‘ Large-Signal Analysis of a Silicon Read Diode Oscillator,’ ’ IEEE Transactions on Electron Devices, no. ED-16, January 1969, pp. 64-77.
- [40] Christopher M Snowden, Introduction to semiconductor device modeling, World scientific Publishing Co Pte Ltd, 1986.
- [41] Ogawa M., Matsubayashi H., Ohta H. and Miyoshi T, Solid-state Electronics Vol. 38, No. 6, pp.1197-1207 (1995).
- [42] Kanad Mallik , R. j. Falster and P.R.Wilshaw,’ ’semi-insulating silicon using deep level impurity doping : problems and potentiel ‘ ’semicond.Sci.Technol.18(2003)517-524
- [43] N.croitoru ,E Gubbini , M.Rattaggi , P.G.Rancoita and A.Seidman ;’ ’Radition Damage Induced n-typ Sillicon by Ions and Neutrons” Nuclear physics B (proc. Suppl) 78 (199) 657-662
- [44] McPherson M, Semicond. Sci. Technol. 12 (1997) 1187.
- [45] F. Moscatelli, A. Santocchia, D. Passeri, G.M. Bilei, B.C. MacEvoy, G.Hall, P. Placidi, Nucl. Intsr. and Meth. B186(2002)171, 172.
- [46] M. .Moll, PhD thesis, Desy, Humburg, 1999.