

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

MEMOIRE

Présenté à l'Université de BISKRA

Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur

Département d'Electronique

En Vue de l'Obtention du Diplôme de **MAGISTER**

en Electronique

Spécialité : Architecture des systèmes

Par **SAADOUNE Achour**

Calcul numérique de la capacité d'un détecteur de particules à base d'une structure p^+nn^+ au silicium

Soutenu-le : 24/03/2004, devant le jury :

SAIDANE A.	Président	Pr.	ENSET d'ORAN
SENGOUGA N.	Rapporteur	Pr.	Université de BISKRA
BELGHACHI A.	Examineur	M.C.	C.U de BECHAR
MIMOUNE S.M.	Examineur	M.C.	Université de BISKRA
DEHIMI L.	Invité	M.A.C.C.	Université de BISKRA

ANNEE 2003-2004

Résumé

La capacité d'une structure p^+nn^+ au silicium (utilisée comme détecteur de particules) est calculée par la méthode de l'énergie potentielle. Cette méthode donne des résultats plus proche de la réalité que la méthode conventionnelle (variation de la charge). Lorsque cette jonction est soumise à des fortes radiations, des défauts structuraux sont créés. Ces défauts se manifestent comme des pièges profonds et/ou des centres de génération-recombinaison (g-r).

On montre que la capacité négative en polarisation directe et la présence d'un pic en polarisation inverse (observés expérimentalement) sont dus principalement à la présence d'une densité considérable des centres de g-r. Les pièges ont un effet supplémentaire.

La région active de la diode irradiée, initialement de type n, deviendra essentiellement intrinsèque ou de type p. Ceci est du à la compensation des donneurs superficiels par les pièges profonds accepteurs au présence des centres de generation-recombinaison.

Remerciements

Tous mes remerciements à mon encadreur monsieur SENGOUGA NOUREDINE et DEHIMI LAKHDAR qui ont suivi mon travail du début jusqu'à la fin et mis à ma disposition la documentation nécessaire.

Je remercie également monsieur SAIDANE A pour avoir accepté d'assurer la présidence du jury.

Que messieurs BELGHACHI A et MIMOUNE S.M, qui ont bien voulu accepter de juger ce travail, veuillent trouver ici l'expression de ma gratitude.

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
C	capacité
C_s	capacité de diffusion
d	épaisseur 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	temps
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
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
$\alpha, \beta, E_c, N_{ref},$ μ_{min}, μ_{max}	constants concernant la mobilité

SOMMAIRE

Résumé	ii
Remerciements	iii
Dédicace	iv
Sommaire	v
Liste des symboles	vii
Introduction	1

CHAPITRE 1

LES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEUR

1.1	Introduction.....	3
2.2	La jonction p-n.....	4
1.2.1	La jonction p-n non polarisée.....	4
1.2.2	Jonction p-n avec polarisation inverse.....	7
1.2.3	Capacité de transition.....	7
1.2.4	Capacité de diffusion.....	9
1.3	Concentration effective et Résistivité.....	9
1.4	Jonction p-n réelle.....	10
1.5	Les détecteurs de particules.....	11
1.5.1	Les détecteurs au silicium (Si).....	12
1.5.2	Les détecteurs de particules à l'arséniure de gallium (GaAs).....	12
1.5.3	Principe de la détection.....	13
1.5.4	L'efficacité de collection de la charge.....	13
1.6	Les pièges profonds dans les semi-conducteurs.....	14
1.6.1	Les centres de génération-recombinaison (g-r).....	15
1.6.1.1	taux de recombinaison.....	15
1.6.2	Les centres de piégeage.....	16
1.6.2.1	Densité de pièges ionisés.....	16

CHAPITRE 2

MODELISATION ET CALCUL NUMERIQUE DE LA CAPACITE D'UNE STRUCTURE P^+NN^+

2.1	Introduction.....	18
2.2	Discrétisation spatiale de la structure p^+nn^+	18
2.3	Les équations fondamentales pour l'analyse statique.....	19
2.4	Discrétisation des équations par la méthode des différences finies.	22
2.5	Définition des conditions initiales et des conditions aux limites ..	25
2.6	Résolution du système d'équations par la méthode récursive.....	26
2.7	partie de calcul de la capacité.....	27
2.8	Algorithme de calcul.....	28

CHAPITRE 3

RESULTATS ET DISCUSSION

3.1	Introduction.....	31
3.2	L'effet de centre g-r sur la capacité.....	33
3.3	L'effet des pièges en présence de faible densité de centre g-r.....	42
3.4	L'effet du piège accepteur en présences importantes de centre g-r.....	43
3.5	L'effet du piège donneur en présences importantes de centre g-r.....	48
3.6	Effet d'inversion de type.....	52
 Conclusion		 56
Références		57
Annexe		61

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.

La caractéristique capacité-tension est un outil important dans la caractérisation des dispositifs à semi-conducteur. La capacité conventionnelle d'une structure simple (pn) qui contient un seul dipôle est définie théoriquement par le changement de la densité de la charge d'espace avec la variation de la polarisation appliquée. Pour une structure compliquée qui constitue de deux jonction ou plus, le nombre des dipôles est suivant le nombre des jonctions dans la structure. Donc en utilisant la capacité conventionnelle, le calcul doit tenir compte de ces dipôles. Le calcul des capacités sera en série, cette méthode est considéré dans un autre travail (Ouamene, mémoire de magister en cours). Dans le présent travail on a calculé la capacité en utilisant la méthode de l'énergie potentiel. Cette méthode tient compte de la distribution du charge totale quelque soit sa nature.

Le principaux effet des radiations est la création des défauts (Lindstrom et al, 2000). 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 (Patrik, 1999), (Pitzl et al, 1992), (Bates et al, 1994), 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'objective de ce travail est le calcul de la caractéristique C-V d'un détecteur à base de silicium (Si), ayant une structure p^+n^+ . La caractéristique C-V est calculée numériquement et l'effet de la présence des pièges et des centres de g-r est étudié.

Le travail est organisé comme suit :

Le premier chapitre résume les principaux notions et définitions concernant les détecteurs de particules, quelques concepts théoriques de la jonction p-n, concentration effective et résistivité, jonction pn réelle, capacité de déplétion et capacité de diffusion, les caractéristiques des deux semiconducteurs les plus utilisés (le silicium et l'arséniure de gallium) sont résumées. La collection de la charge dans le détecteur est définie. Les centres de g-r et les pièges sont ensuite définis.

Le deuxième chapitre décrit la méthode de calcul numérique de la capacité. En partant des équations de bases nécessaires et par discrétisation de ces dernières par la méthode de différences finies, les trois variables principaux (potentiel, densité des électrons, densité des trous) sont calculés. La capacité du détecteur est ensuite calculée par la méthode d'énergie.

Les résultats et leur interprétation sont présentés au troisième chapitre. Ce chapitre commence par l'étude de l'effet des centres de g-r. Ensuite, la forme de la capacité est expliquée. Par la suite l'étude de l'effet des deux types de pièges sur la caractéristique C-V sont étudiées: les pièges à électrons et les pièges à trous, afin de différencier entre leurs effets. Le chapitre est terminé par le phénomène d'inversion.

Nous terminons ce travail par une conclusion générale sur les différents résultats obtenus.

CHAPITRE 1

LES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEUR

1.1 Introduction

1.2 La jonction p-n

1.3 Concentration effective et Résistivité

1.4 Jonction p-n réelle

1.5 Les détecteurs de particules

1.6 Les pièges profonds dans les semi-conducteurs

Chapitre 1

Les détecteurs à semi-conducteurs

1.1 Introduction :

Les détecteurs de particules sont très utilisés dans plusieurs domaines comme l'astronomie, la médecine et l'analyse des matériaux.

Dans le passé, les détecteurs sont fabriqués à base des matériaux à l'état solide. Mais le problème réside dans le fait que ces détecteurs ne fonctionnent qu'aux basses températures, ce qui nécessite des systèmes radiateurs compliqués.

Dans les dernières années, les recherches sont dirigées vers le développement des détecteurs à base de semi-conducteurs à cause de leur simplicité de fabrication et de fonctionnement. Actuellement, ces détecteurs sont limités par une efficacité de détection et un rapport signal/bruit faible. Pour cette raison les recherches se sont concentrées sur le développement des détecteurs sans ces limitations (MacPherson, 1997).

Les semi-conducteurs les plus étudiés et les plus utilisés sont l'arséniure de gallium (GaAs) (Ivanco et al, 1999), (Zdansky, 2000), (Rogalla et al, 1999), (Sergi et al, 1999), (Chmill et al,1999) et le silicium (Si) (Aurangzeb et al, 2000), (Jones et al, 1999), (Schmidt et al, 1999), (Passeri et al, 2000), (Borchi et al, 1998), (Beattie et al, 1999), (Beattie et al, 2000), (Mark et al, 2000), (Angarano et al, 1999), (Masafumi et al, 1999), (Niclas et al, 1998), (Collins et al, 2000), (Deenapanray et al, 1998), (Goodman et al, 1999), (Hadjersi, 1998), (Eremin et al, 1994), (Li et al, 1991).

D'autres semi-conducteurs sont aussi utilisés comme les composés II-VI.

Toutes ces études sont concentrées sur l'effet des radiations sur les caractéristiques de détecteur (courant-tension, capacité-tension, efficacité de collection de la charge, ...etc.). Par exemple des grandes pertes de puissance sont remarquées dans les cellules solaires utilisées en astronomie, durant leur fonctionnement. Ces pertes sont dues aux radiations (protons, électrons, ...etc.) (Aurangzeb et al, 2000).

Les détecteurs à base de semi-conducteurs ont généralement une structure p-n, pin ou des structures similaires.

1.2 La jonction p-n :

Une jonction p-n est constituée par la juxtaposition de deux régions de types différentes d'un même monocristal de semi-conducteur.

La différence des densités de donneurs (N_d) et d'accepteurs (N_a), ($N_d - N_a$) passe d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type n. La loi de variation de cette grandeur dépend essentiellement de la technique de fabrication. Différents modèles peuvent être utilisés pour étudier théoriquement les propriétés de la jonction abrupte, exponentielle, linéaire....

Le modèle de la jonction abrupte donne des résultats en très bon accord avec le comportement de la jonction. C'est le modèle que nous allons présenter, nous verrons ensuite comment généraliser les résultats à une jonction quelconque.

1.2.1 Jonction p-n non polarisée :

Il est possible d'obtenir la forme du potentiel électrostatique (ψ), du champ électrique (E), ainsi que la largeur de la zone de déplétion d'une jonction (w), en résolvant l'équation de Poisson (Eq.1.1). Dans le cas de détecteurs de grande surface (typiquement $\approx 1 \text{ cm}^2$, alors que l'extension spatiale latérale des charges ne représente que quelques μm^2), il est possible de traiter le problème en une dimension :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.1)$$

Où $\epsilon\epsilon_0 = 1.054 \text{ pF/cm}$ est la permittivité du silicium ? On suppose qu'on a une jonction abrupte et que dans la zone de déplétion la densité de charge, est approximativement donnée par:

$$\rho(x) = \begin{cases} qN_d & \text{si } 0 \leq x \leq w_n \\ -qN_a & \text{si } -w_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

Où $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ coulomb}$ est la charge électronique, w_n et w_p représentent la longueur de déplétion du côté n et p, tel que défini à la Fig.1.1a. N_d et N_a sont respectivement la concentration d'impuretés donneurs (région de type n) et accepteurs (région de type p) de chaque côté de la jonction. On voit à la Fig.1.1b qu'en dehors de la zone de déplétion, la densité de

charge est nulle. La charge totale dans la zone de déplétion étant nulle, ceci se traduit par l'égalité:

$$N_d w_n = N_a w_p \quad (1.3)$$

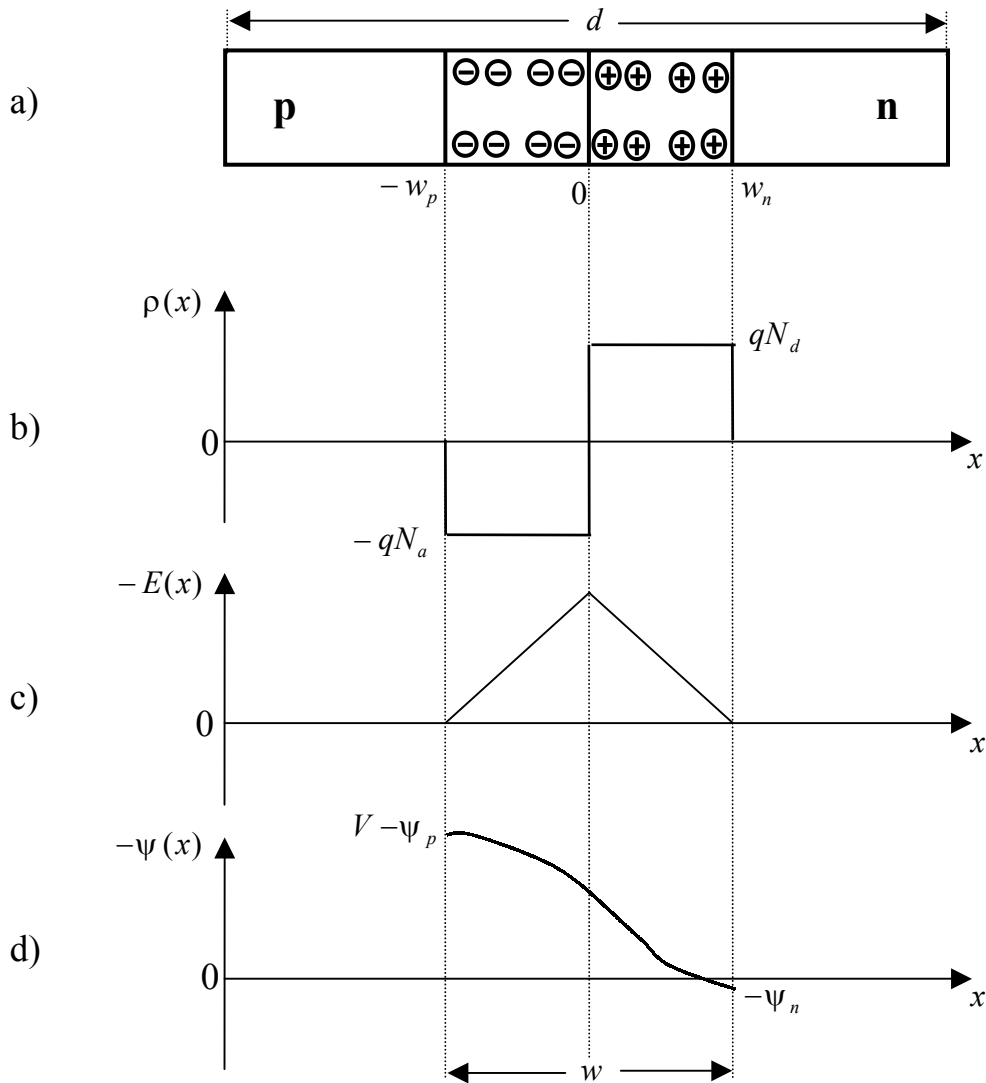


Fig.1.1 : Représentation schématique d'une jonction pn d'épaisseur d , dépliée sur une longueur w suite à l'application d'une tension V . a) La jonction pn. b) la distribution de charge. c) le champ électrique. d) le potentiel électrostatique.

Une première intégration de l'Eq.1.1 nous donne le champ électrique créé par la séparation de charges. En tenant compte des conditions aux limites données par $E(-w_p) = E(w_n) = 0$ et la continuité du champ à $x = 0$ ($E_p(0) = E_n(0)$), on trouve la situation illustrée à la Fig.1.1c, soit :

$$E(x) = -\frac{d\psi}{dx} = \begin{cases} E_n(x) = \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0}(x - w_n) & \text{si } 0 \leq x \leq w_n \\ E_p(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon\epsilon_0}(x + w_p) & \text{si } -w_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (1.4)$$

Si aucune tension externe n'est appliquée, c'est à dire si le champ électrique est simplement du à la concentration différente d'électrons et de trous à la jonction, la diffusion va conduire les électrons du matériau de type n vers celui de type p et les trous dans la direction opposée. Les dopants ionisés demeurent des charges fixes et génèrent un champ électrique s'opposant à la diffusion jusqu'à ce qu'un équilibre dynamique soit atteint. On a donc une diode pouvant servir de détecteur de particules, soit une région dépeuplée de porteurs de charges libres (appelée la zone de déplétion). La chute de tension à travers la zone de déplétion s'obtient en intégrant l'Eq.1.4. En notant les constantes d'intégration par $\psi(-w_p) = \psi_p$ et $\psi(w_n) = \psi_n$, on obtient le potentiel électrostatique de la Fig.1.1d (cette figure montre déjà l'effet de l'application d'une tension externe V), ce qui donne :

$$\psi(x) = \begin{cases} \psi_n(x) = \psi_n - \frac{qN_d}{2\epsilon\epsilon_0}(x - w_n)^2 & \text{si } 0 \leq x \leq w_n \\ \psi_p(x) = \psi_p + \frac{qN_a}{2\epsilon\epsilon_0}(x + w_p)^2 & \text{si } -w_p \leq x \leq 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

Le potentiel de contact (diffusion), V_{bi} , est défini par :

$$V_{bi} = -\int_{w_p}^{w_n} E(x)dx = \psi_n - \psi_p = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \quad (1.6)$$

Où K le constant de boltzman, n_i la concentration intrinsèque et T la température.

Les épaisseurs de déplétion des zones n et p peuvent être obtenues en imposant la continuité du potentiel en $x = 0$ ($\psi_n(0) = \psi_p(0)$) et en utilisant l'équation 1.3 :

$$w_n = \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_{bi}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1}} \quad (1.7)$$

et

$$w_p = \frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_{bi}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1}} \quad (1.8)$$

Ou l'épaisseur totale de la zone de déplétion :

$$w = w_n + w_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V_{bi}}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} \quad (1.9)$$

1.2.2 Jonction pn avec polarisation inverse :

En l'absence de polarisation externe, l'épaisseur de la zone de déplétion est typiquement de quelques microns, ce qui n'est pas très intéressant pour détecter des particules. Si on applique une différence de potentiel $-V < 0$ du côté p de la jonction, les conditions aux limites deviennent $\psi(-w_p) = \psi_p - V$ et $\psi(w_n) = \psi_n$ (Fig.1.1d). Les Eqs. 1.5 et 1.9 doivent donc être réécrites en tenant compte du terme V , ce qui se fait facilement en substituant V_{bi} par $V_{bi} + V$. On appelle ce cas la polarisation en inverse et à mesure V augmente, la zone de déplétion prend de l'extension, jusqu'à atteindre l'épaisseur complète du détecteur (d).

Les détecteur utilisée sont de type n et forment une jonction p⁺n (soit $N_d \ll N_a$). En utilisant l'équation de neutralité (Eq.1.3), on a $w_p \ll w_n$. Ce qui implique que :

$$w \approx w_n \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (V_{bi} + V)}{qN_d}} \quad (1.10)$$

La tension nécessaire pour dépeupler totalement le détecteur (appelée tension de déplétion totale (V_d) qui correspond à $w = d$) s'écrit alors :

$$V_d = \frac{w^2 q N_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} - V_{bi} \quad (1.11)$$

1.2.3 Capacité de transition :

Dans la zone de transition (déplétion), on retrouve face à face deux régions de charge d'espaces égales et opposées. La première, située entre $-w_p$ et 0, possède une charge totale $-SqN_a w_p$, alors que la seconde située entre 0 et w_n possède une charge totale $SqN_d w_n$, ou S est l'aire du

détecteur. Les épaisseurs w_p et w_n sont fonction de la tension appliquée aux bornes de la jonction p-n selon les Eqs.1.7 et 1.8 modifiées par la substitution $V_{bi} \rightarrow V_{bi} + V$.

Une augmentation de la tension inverse appliquée entraîne un apport d'électrons venant de la zone n (qui neutralisent de la charge d'espace positive) et apport de trous venant de la zone p (qui neutralisent de la charge d'espace négative). Le processus opposé est observé pour une diminution de la tension appliquée, ce qui provoque une évacuation de charges libres et donc une augmentation des charges d'espace dans la zone de transition. Ces phénomènes se traduisent par une variation de la charge d'espace, dQ , dans la zone de transition en fonction de la différence de potentiel appliquée, dV , ce qui a la dimension d'une capacité (C):

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (1.12)$$

Où V est la tension appliquée (y compris le potentiel de contact) et Q est simplement la charge d'espace donnée par :

$$Q = SqN_d w_n = SqN_a w_p \quad (1.13)$$

A partir des Eqs.1.7 et 1.13 (avec la substitution $V_{bi} \rightarrow V_{bi} + V$), on trouve :

$$\frac{dQ}{dV} = Sq \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)^{-1}} \times \frac{1}{2\sqrt{V_{bi} + V}} \quad (1.14)$$

V_{bi} : la tension de diffusion

V : la tension inverse appliquée

S : la section de la jonction.

On se rend compte qu'en insérant l'Eqs.1.9 dans l'Eqs.1.19, on retrouve la même expression que pour l'approximation du condensateur plan, c.-à-d. deux plaques parallèles séparées par une distance w , ce qui est ce à quoi on pouvait s'attendre :

$$\frac{C}{S} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{w} \quad 0 < w \leq d \quad (1.15)$$

d: L'épaisseur de la structure.

La valeur minimale de la capacité est obtenue pour la valeur maximale de w , soit lorsque le détecteur est totalement dépeuplée et que $w = d$ (c-à-d $V = V_d$). Puisque l'épaisseur de déplétion w demeure égale à d pour des tensions supérieures à V_d , la valeur de la capacité restera aussi constante et on observera un plateau.

1.2.4 Capacité de diffusion :

En polarisation directe, le flux des porteurs libres (électrons et trous) résulte essentiellement de phénomène de diffusion. L'excès des porteurs minoritaires et majoritaires ne s'annule pas immédiatement lorsque le potentiel varie brusquement. Ceci est dû au temps nécessaire aux porteurs pour leur diffusion et ensuite leur recombinaison (Dowding 1989). La capacité de diffusion présente donc ce retard de redistribution de la charge.

Cette capacité est donnée par (Streetman, 1991) :

$$C_s = \frac{dQ_p}{dV} = \frac{q}{KT} \cdot \tau_p \cdot I \quad (1.16)$$

Avec :

Q_p : la charge stockée dans la distribution de porteurs minoritaires injectés (les trous)

τ_p : la durée de vie de porteurs minoritaires (les trous).

I : la composante continue du courant.

L'équation 1.16 montre que la capacité s'accroît en polarisation directe et suit la variation du courant direct. Pour les détecteurs de particules irradiés la capacité en polarisation directe diminue et dans certains cas devienne négative, ce qui indique que la capacité résulte d'autre phénomène, par exemple la recombinaison des porteurs libres, dominants sur le phénomène de diffusion. (Le phénomène sera étudié profondément dans les chapitres suivants).

1.3 Concentration effective et résistivité :

Pour utiliser les différentes équations aussi bien pour un détecteur de type n que p, on utilise une concentration effective définie par :

$$N_{eff} = N_a - N_d \quad (1.17)$$

Où les concentrations de dopant utilisées sont celles des régions n^+ ou p^+ . Ceci reflète aussi le fait que le silicium de type n ou p, n'est pas seulement constitué de silicium intrinsèque, dopé avec une certaine concentration d'atomes ou accepteurs, mais est généralement constitué d'un mélange des deux types d'impuretés. On obtient donc :

$$w \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(V + V_{bi})}{q|N_{eff}|}} \quad (1.18)$$

et

$$V_d = \frac{w^2 q |N_{eff}|}{2\epsilon\epsilon_0} - V_{bi} \quad (1.19)$$

Généralement, lorsqu'on parle des caractéristiques d'un détecteur non irradié, on ne se réfère pas à sa concentration effective de dopants mais plutôt à sa résistivité initiale (ρ_0). La relation entre ces deux quantités :

$$\rho_0 = \frac{1}{\mu q |N_{eff}|} \quad (1.20)$$

Où μ est la mobilité des électrons (trous) pour un détecteur de type n (p).

1.4 Jonction p-n réelle :

Une représentation plus appropriée d'une diode non irradiée p^+nn^+ consiste à utiliser une distribution de charge donnée par (Fig.1.2) :

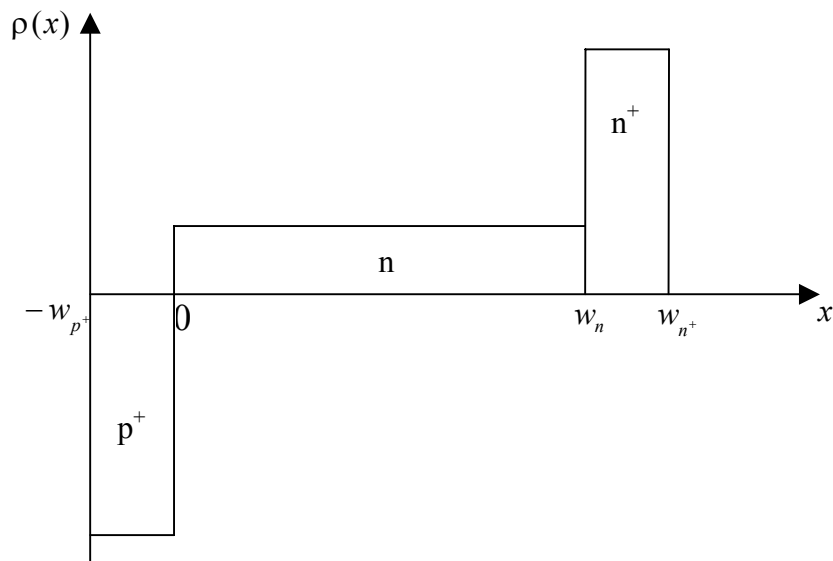


Fig.1.2: Distribution de la concentration effective de dopants pour une jonction p^+-n-n^+ .

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_q & \text{pour } -w_{p^+} \leq x < 0 \\ qN_d & \text{pour } 0 < x < w_n \\ qN_d^+ & \text{pour } w_n < x \leq w_{n^+} \end{cases} \quad (1.21)$$

Pour une tension supérieure à la tension de déplétion totale, bien que l'épaisseur de la zone de déplétion ne puisse évidemment pas dépasser l'épaisseur (d) de la diode, le champ électrique va continuer à croître (Patrick, 1999). Pour le détecteur de type n, on trouve donc la situation illustrée à la Fig.1.3, soit :

$$E(x) = \frac{2V_d}{w_n^2}(x - w_n) - E_0 \quad \text{pour } 0 < x < w_n \quad (1.22)$$

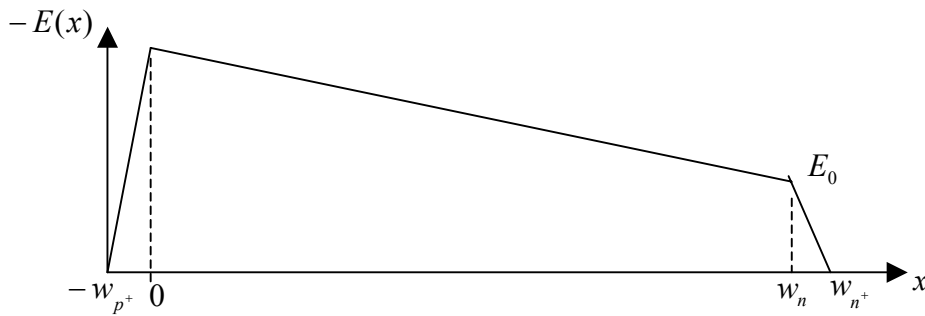


Fig.1.3: Représentation du champ électrique (Eqs. 1.22) pour un détecteur de type n. Les régions p^+ et n^+ étant négligées, on a que $w_{p^+} \rightarrow 0$ et $w_{n^+} \rightarrow w_n$

Où

$$E_0 = \frac{V - V_d}{w_n} \quad (1.23)$$

1.5 Les détecteurs de particules :

Des études profondes ont été faites sur les détecteurs de différents types de particules (particule α , rayons x, neutrons, ...etc.). Principalement les détecteurs de particules sont des diodes (jonction pn, pin, Schottky) fabriqués à partir de deux types de semi-conducteurs : Si et GaAs.

Des diodes au Si sont utilisées avec succès pour la détection de particules et ceci en polarisation inverse et directe, mais la plus répandue est la première malgré certains cas où il est trouvé que l'efficacité de collection de la charge (cce) en polarisation directe est supérieure à celle en polarisation inverse, et ceci pour des fortes radiations de neutrons ($>10^{15} \text{ cm}^{-2}$) (Beatti et al, 2000). Mais le fonctionnement en polarisation directe n'est pas encore clarifié. Ceci

peut être dû au fait qu'il y a inversion de type de la région active (Angarano et al, 1999), (Passeri et al, 2000), (Bates et al, 1994), (Pitzl et al, 1992).

Aussi des structures basées sur GaAs sont étudiées théoriquement et testées expérimentalement et elles sont considérées avantageuses pour la détection de particules.

Le GaAs cristallisé par la méthode 'Liquid-Encapsulated Czochralski' (LEC) est le plus répandu à l'utilisation pour des objectifs commerciaux (Zdansky, 2000).

Les détecteurs basés sur GaAs, grâce à une large bande d'énergie et une haute mobilité d'électrons, offrent une prédiction à une détection de particules à haute vitesse (Chmill et al, 1999).

1.5.1 Les détecteurs de particules au silicium (Si) :

Le silicium est le matériau de groupe IV. La durée de vie de porteurs minoritaires est longue ($\approx 10 \text{ ms}$), puisqu'elle dépend de la densité des centres des pièges et du gap qui est indirect. La durée de vie est un paramètre important dans les détecteurs au silicium puisqu'elle détermine les caractéristiques de commutation (Niclas et al, 1998).

Lorsque le silicium est soumis à hautes radiations, son comportement devient semblable à celui de GaAs. En plus, le dopage de silicium par des métaux lourds (l'or, platine) donne le même effet. Ces deux caractéristiques rendent importante l'étude de silicium.

Le silicium est très maniable, principalement parce que les propriétés de dopage sont bonnes. L'oxyde qui se forme sur sa surface facilite les opérations de masquage.

Le substrat de silicium doit être donc un bon détecteur, mais il est moins robuste contre les radiations comme le GaAs (MacPherson, 1997). Pour cette raison que des efforts sont dirigés vers la réduction de ce problème.

1.5.2 Les détecteurs de particules à l'arséniure de gallium (GaAs) :

Le GaAs est l'élément du groupe III-V. En plus GaAs à une large bande d'énergie (gap) ($E_g = 1.43 \text{ eV}$) et donc une faible concentration intrinsèque ($n_i = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ à 300 K) et des courants de fuite faibles (résultants de génération thermique). La durée de vie de porteurs minoritaires est très courte ($\approx 1 \text{ ns}$). La mobilité des électrons est élevée ($8600 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$) et la vitesse spontanée de saturation est haute. Le semi-conducteur est robuste contre les radiations et possède une haute efficacité de détection de rayons x [McPherson, 1997].

1.5.3 Principe de la détection :

Dans le corps du détecteur, le passage d'une particule chargée provoque la création de paires électrons-trous tout au long de sa trajectoire. Ces charges dérivent rapidement sous l'action du champ électrique, puis sont focalisées vers les électrodes de collection. Le temps maximal de collection dans un détecteur de 300 μm d'épaisseur est de 7 ns pour les électrons et 20 ns pour les trous. La quantité de charge créée est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur (peu différente de l'énergie perdue par la particule).

1.5.4 L'efficacité de collection de la charge :

Un paquet de charge, injecté par un rayonnement, dans un détecteur se déplace par une vitesse v dans la direction d'un champ E assuré par une différence de potentiel appliqué constant $V = E \cdot d$ à travers la longueur d du détecteur. Un courant circule tant qu'il y a des charges mobiles dans le détecteur, sans tenir compte de leur position. Le paquet de charge se sépare pour former deux paquets de charges de signes opposées ; un paquet de charge négative $-q \cdot N_t$ due aux électrons, et l'autre de charge positives $q \cdot N_t$ due aux trous, chaque paquet se déplace avec son propre vitesse (dans des directions opposées) (Chmill et al, 1997). Leur nombre se diminue au court du déplacement (par piégeage ou recombinaison). Le signal obtenu par un détecteur est proportionnel à la charge collectée. Si, pour une pulsation, le temps est suffisant pour que toutes les charges atteignent leurs électrodes convenables, ou pour qu'elles soient piégées pendant le déplacement, la charge nette totale obtenue est donnée par l'expression suivante (Rogalla, 1997) :

$$Q_{\max} = A_n \left[1 - \exp\left(-\frac{(d-x) \cdot d}{\mu_n \tau_{0n} V}\right) \right] + A_p \left[1 - \exp\left(-\frac{x \cdot d}{\mu_p \tau_{0p} V}\right) \right] \quad (1.24)$$

Où x est le point où la charge est injectée, μ_n et μ_p sont respectivement les mobilités des électrons et des trous, τ_n et τ_p sont respectivement les temps de vie des électrons et des trous.

A_n et A_p sont donnés par :

$$A_n = Q_0 \cdot \frac{\mu_n \cdot \tau_n \cdot V}{d^2} \quad (1.25)$$

pour les électrons, et

$$A_p = Q_0 \cdot \frac{\mu_p \cdot \tau_p \cdot V}{d^2} \quad (1.26)$$

pour les trous. L'efficacité de collection de la charge est donc calculée de la relation suivante :

$$cce = \frac{Q_{\max}}{Q_0} \quad (1.27)$$

Où Q_0 est la charge totale générée par un bombardement dans un détecteur. La charge Q_0 créée dans un détecteur est une mesure indirecte de l'énergie déposée par un rayonnement, quelle que soit sa nature. Cette propriété permet de construire des dispositifs ayant une résolution bien définie à condition que la collection effective des porteurs de charge générés par l'ionisation dans le semi-conducteur soit assurée. Alors, que le problème crucial qu'on peut affronter est l'optimisation de l'extraction de la charge dans le volume du détecteur.

L'endommagement induit par l'irradiation est l'inconvénient essentiel des détecteurs semi-conducteurs. Pendant l'irradiation, des défauts comme les interstitiels et les complexes de lacunes se manifestent (van roosbrœck et al, 1972). Ces défauts forment des niveaux énergétiques peu profonds et profonds dans le gap du semi-conducteur et donc affectent les caractéristiques électriques du détecteur. Leur effet principal est l'augmentation du courant de fuite, le changement de la densité effective de dopage, et la diminution de l'efficacité de collection de la charge.

1.6 Les pièges profonds dans les semi-conducteurs :

Les niveaux profonds dans les semi-conducteurs sont les défauts ayant une énergie d'ionisation très supérieure à KT . Ces défauts jouent le rôle des centres de piégeage. Ils peuvent augmenter considérablement le taux de recombinaison des porteurs libres s'ils sont situés près du milieu du gap, ceux-ci sont des centres de génération-recombinaison ($g-r$) puisque à cette position les taux de piégeage des électrons et des trous sont comparables. Si les défauts sont plus proches à la bande de conduction ou à la bande de valence, leurs interactions avec les deux bandes ne sont plus de la même nature. Un niveau profond peut donc agir comme un centre de $g-r$ ou un centre de piégeage selon sa position dans le gap.

1.6.1 Les centres de génération- recombinaison (g-r) :

Comme les centres $g-r$, les défauts profonds génèrent ou recombinent facilement des paires $e-t$. Un centre $g-r$ peut être occupé par un électron comme il peut être occupé par un trou. Si un électron est capturé par un centre $g-r$ il peut être suivi d'une recombinaison ou une réémission. Le processus est représenté dans la figure 1.4.

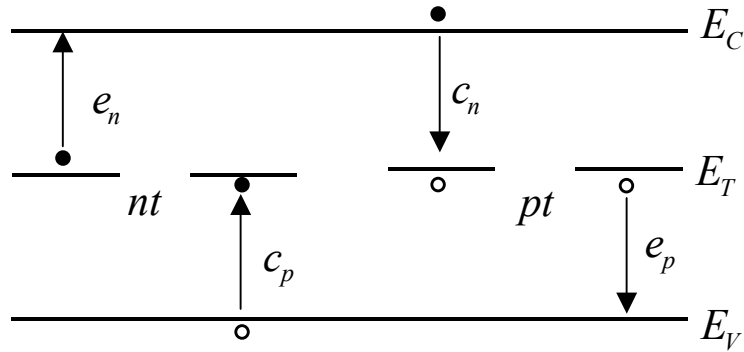


Fig.1.4 Diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur ayant des centres $g-r$. Le cas nt se produit quand le centre $g-r$ est occupé par un électron, et le cas pt se produit quand il est occupé par un trou.

1.6.1.1 Taux de recombinaison :

La recombinaison d'un électron avec un trou, dans un semi-conducteur, peut se produire soit directement par la rencontre des deux particules, soit indirectement par l'intermédiaire des centres de recombinaison. Lorsque le semi-conducteur est peu dopé les densités des porteurs libres sont faibles de sorte que le taux de recombinaison directe est faible.

Les centres de recombinaison jouent donc le rôle principal dans la recombinaison. Le calcul de taux de recombinaison associé à ces centres fait l'objet de la théorie de Shockley-Read et il est donné par :

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (1.28)$$

Avec :

$\sigma_{n(p)}$: la section efficace de capture des électrons (des trous)

v_{th} : la vitesse thermique du porteur

N_t : la densité des centres de génération-recombinaison

E_t : le niveau énergétique du centre

E_i : niveau de Fermi intrinsèque.

1.6.2 Les centres de piégeage :

Comme les centres de piégeage, les défauts profonds peuvent être ionisés à l'équilibre. Dans les régions de déplétion, ces centres contribuent à la charge d'espace et donc à la tension nécessaire pour une déplétion totale. Un centre de piégeage a tendance à emmener sa charge vers la bande appropriée que de la maintenir jusqu'à l'annulation par la capture d'une charge opposée. Ce processus est montré à la figure.1.5. Le piégeage est une capture avec une émission lente.

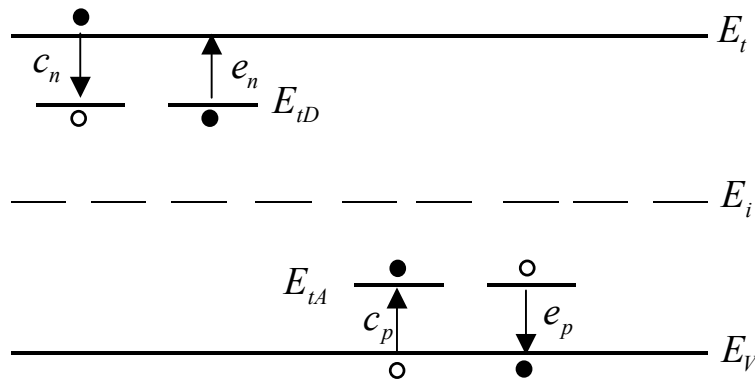


Fig.1.5: Diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur ayant des pièges. E_{tD} est le niveau d'énergie du piège d'électron alors que E_{tA} est celui du piège à trou.

1.6.2.1 Densité de pièges ionisés :

La densité de pièges ionisés est déterminée principalement par le niveau de piège dans le gap et par le niveau de Fermi. En plus, d'autres paramètres influent sur l'ionisation des pièges comme la température.

La densité des pièges donneurs ionisés est donnée par :

$$N_{tD}^+ = f \cdot N_{tD} \quad (1.29)$$

N_{tD}^+ : densité de pièges donneurs ionisés

N_{tD} : densité totale de pièges donneurs

f : la probabilité d'occupation du piège, elle est donnée par :

$$f = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E_{tD}}{kt}\right)} \quad (1.30)$$

E_{iD} : niveau d'énergie du piège donneur

E_F : niveau de Fermi

Sachant que la densité de trous est donnée par :
$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \quad (1.31)$$

E_i : niveau de Fermi intrinsèque (milieu du gap)

L'équation 1.29 s'écrit:

$$N_{iD}^+ = N_{iD} \left(\frac{1}{1 + \frac{n_i}{p} \exp\left(-\frac{E_{iD} - E_i}{kT}\right)} \right) \quad (1.32)$$

Par la même méthode, la densité de pièges accepteurs ionisés est donnée par

$$N_{iA}^- = N_{iA} \left(\frac{1}{1 + \frac{n_i}{n} \exp\left(-\frac{E_i - E_{iA}}{kT}\right)} \right) \quad (1.33)$$

N_{iA}^- : densité de pièges accepteurs ionisés

N_{iA} : densité totale de pièges accepteurs

E_{iA} : niveau d'énergie du piège accepteur

CHAPITRE 2
MODELISATION ET CALCUL NUMERIQUE DE LA CAPACITE
D'UNE STRUCTURE P^+NN^+

- 2.1 Introduction**
- 2.2 Discrétisation spatiale de la structure p^+nn^+**
- 2.3 Les équations fondamentales pour l'analyse statique**
- 2.4 Discrétisation des équations par la méthode des différences finies.**
- 2.5 Définition des conditions initiales et des conditions aux limites**
- 2.6 Résolution du système d'équations par la méthode récursive**
- 2.7 partie de calcul de la capacité**
- 2.8 Algorithme de calcul**

CHAPITRE 2

MODELISATION ET CALCUL NUMERIQUE DE LA CAPACITE D'UNE STRUCTURE P^+NN^+

- 2.1 Introduction.**
- 2.2 Discrétisation spatiale de la structure p^+nn^+ .**
- 2.3 Les équations fondamentales pour l'analyse statique.**
- 2.4 Discrétisation des équations par la méthode des différences finies.**
- 2.5 Définition des conditions initiales et des conditions aux limites.**
- 2.6 Résolution du système d'équations par la méthode récursive.**
- 2.7 Partie de calcul de la capacité.**
- 2.8 Algorithme de calcul**

Chapitre 2

Modélisation et calcul numérique de la capacité d'une structure p^+nn^+

2.1 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, ...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^+nn^+ 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 capacité de la structure, en partant des conditions aux limites et des paramètres pratiquement utilisables.

2.2 Discrétisation spatiale de la structure p^+nn^+ :

La structure p^+nn^+ 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). Cette dernière est préférée car elle permet de déceler toute variation rapide possible des grandeurs recherchées dans des régions particulières telles que les interfaces p^+n et nn^+ .

La figure 2.1 montre la discrétisation considérée ou 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' .

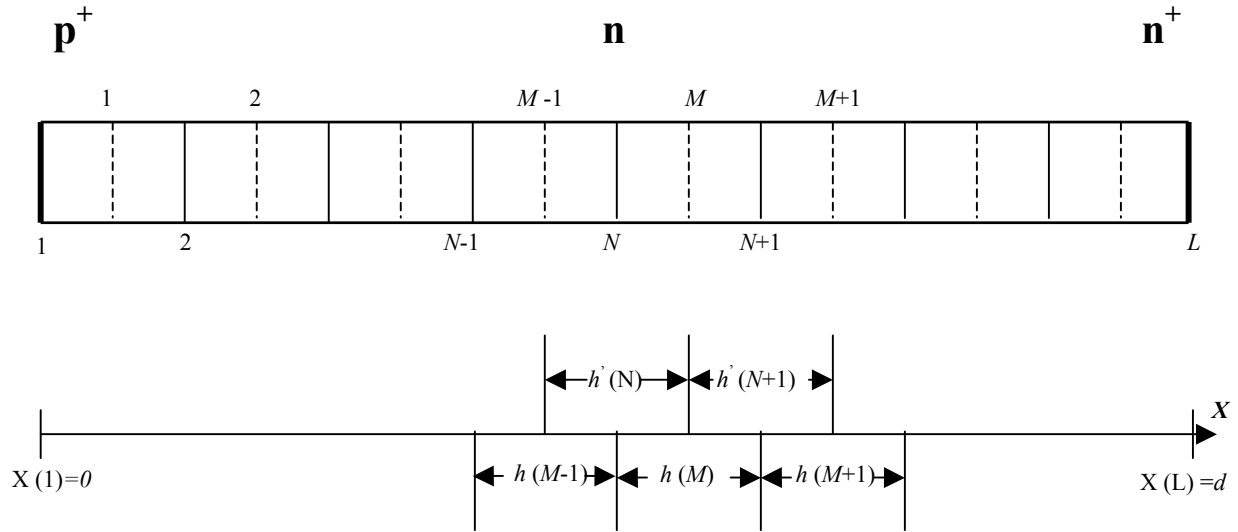


Fig.2.1: Discrétisation spatiale de la structure p^+nn^+ suivant la méthode des différences finies

2.3 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 :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon} (\Gamma + p - n + N_{iD}^+ - N_{iA}^-) \quad (2.1.a)$$

Les deux équations de continuité :

pour les électrons :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + G - U = 0 \quad (2.1.b)$$

pour les trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} + G - U = 0 \quad (2.1.c)$$

avec

$$J_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} - q\mu_n n \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.2.a)$$

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} - q\mu_p p \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.2.b)$$

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_{ID}^+ : la densité de pièges donneurs ionisés.

N_{IA}^- : 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 :

$$\mu(x) = \left(\frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{|N(x)|}{N_{ref}} \right)^\alpha} + \mu_{\min} \right) \cdot \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{E(x)}{E_c} \right)^\beta \right)^{1/\beta}} \quad (2.3)$$

avec:

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

Les constants caractérisants la mobilité (pour le silicium) sont donnés dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 : 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 (2.2.a) et (2.2.b) sous la forme :

$$J_n = \mu_n \left(kT \cdot \frac{\partial n}{\partial x} - q \times n \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (2.4.a)$$

$$J_p = -\mu_p \left(kT \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + q \times p \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (2.4.b)$$

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 centres 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

$$U = \frac{1}{\tau_0} \frac{pn - n_i^2}{2n_i + p + n} \quad (2.5)$$

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 recombinent. Un taux de recombinaison négatif correspond à une génération de porteurs. L'expression (2.5) 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 ($G = 0$).

2.4 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) :

$$\frac{\partial n}{\partial x}(M) = \frac{n(N+1) - n(N)}{x(N+1) - x(N)} \quad (2.6.a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x}(M) = \frac{p(N+1) - p(N)}{x(N+1) - x(N)} \quad (2.6.b)$$

$$E = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\psi(N) - \psi(N+1)}{x(N) - x(N+1)} \quad (2.6.c)$$

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

L'équation de Poisson (2.1.a) se transforme à l'équation discrète suivante:

$$\gamma_1(N)\psi(N-1) + \gamma_2(N)\psi(N) + \gamma_3(N)\psi(N+1) = -\frac{q}{\varepsilon} \left[\Gamma(N) + p(N) + N_{id}^+(N) - n(N) - N_{iA}^-(N) \right] \quad (2.7)$$

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 (2.1.b) et (2.1.c) par la méthode des différences finies pose un problème de non-singularité dans la résolution du système d'équations (2.1.a, b et c). Pour cette raison qu'une méthode est proposée par Scherfetter and Gummel (1969) pour éviter ce problème. La méthode consiste à intégrer les équations (2.4.a) et (2.4.b) en considérant constants: 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 :

$$J_p = -\frac{q\mu_p E}{1 - e^{-\theta Ex}} \cdot (p(0) \cdot e^{\theta Ex} - p(x)) \quad (2.8.a)$$

$$J_n = -\frac{q\mu_n E}{1 - e^{-\theta Ex}} \cdot (n(0) \cdot e^{-\theta Ex} - n(x)) \quad (2.8.b)$$

avec: $\theta = \frac{q}{kT}$

Les équations (2.8.a) et (2.8.b) sont équivalentes aux formes discrétisées données par :

$$J_n(M) = \frac{q}{h(M)} [\lambda_{n1}(M)n(N) + \lambda_{n2}(M)n(N+1)] \quad (2.9.a)$$

$$J_p(M) = \frac{q}{h(M)} [\lambda_{p1}(M)p(N) + \lambda_{p2}(M)p(N+1)] \quad (2.9.b)$$

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 (2.1.b) et (2.1.c) donne :

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{J_n(M) - J_n(M-1)}{h'(N)} - U(N) = 0 \quad (2.10.a)$$

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{J_p(M) - J_p(M-1)}{h'(N)} + U(N) = 0 \quad (2.10.b)$$

Puisque les quantités J_n , J_p , U , N_{id}^+ et N_{ia}^- 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 :

$$J_n(M) \approx J_n^0(M) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial n(N)} \delta n(N) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial n(N+1)} \delta n(N+1) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial \psi(N)} \delta \psi(N) + \frac{\partial J_n^0(M)}{\partial \psi(N+1)} \delta \psi(N+1) \quad (2.11.a)$$

$$J_p(M) \approx J_p^0(M) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial p(N)} \delta p(N) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial p(N+1)} \delta p(N+1) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial \psi(N)} \delta \psi(N) + \frac{\partial J_p^0(M)}{\partial \psi(N+1)} \delta \psi(N+1) \quad (2.11.b)$$

$$U(N) = U^0(N) + \frac{\partial U^0(N)}{\partial p(N)} \delta p(N) + \frac{\partial U^0(N)}{\partial n(N)} \delta n(N) \quad (2.11.c)$$

$$N_{id}^+(N) = N_{id}^{+0}(N) + \frac{\partial N_{id}^{+0}(N)}{\partial p(N)} \delta p(N) \quad (2.11.d)$$

$$N_{ia}^-(N) = N_{ia}^{-0}(N) + \frac{\partial N_{ia}^{-0}(N)}{\partial n(N)} \delta n(N) \quad (2.11.e)$$

Les termes J_n^0 , J_p^0 , U^0 , N_{id}^{+0} et N_{ia}^{-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 (2.11.a, b, c, d et e) dans les équations (2.10.a et b) et avec l'équation (2.7) on obtient un système d'équations de trois variables de la forme :

$$A(N)\delta y(N-1) + B(N)\delta y(N) + C(N)\delta y(N+1) = F(N) \quad (2.12)$$

$2 \leq N \leq L-1$, 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 :

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

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

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

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

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

- 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 :

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

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

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

$y(N) = [p(N), n(N), \psi(N)]^T$ 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.

2.5 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 d'une 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 :

pour la région p $p^0 = -\Gamma$, $n^0 = -n_i^2 / \Gamma$ (2.13.a)

pour la région n $n^0 = \Gamma$, $p^0 = n_i^2 / \Gamma$ (2.13.b)

- Pour le potentiel :

pour la région p $\psi^0 = \psi_1 = \frac{1}{\theta} \cdot \ln \left[-\frac{n_i}{\Gamma} \right]$ (2.14.a)

pour la région n $\psi^0 = \psi_1 = \frac{1}{\theta} \cdot \ln \left[+\frac{\Gamma}{n_i} \right]$ (2.14.b)

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

$$\psi^0(N) = \left(1 - \frac{V_G}{\psi_1(1) - \psi_1(L)} \right) \cdot \psi_1(N) + \frac{V_G}{\psi_1(1) - \psi_1(L)} \cdot \psi_1(L) \quad (2.15)$$

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:

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

2.6 Résolution du système d'équations par la méthode récursive :

La résolution du système d'équation (2.12) se fait en deux étapes :

Premièrement, le système d'équations (2.12) est transformé à un nouveau système contenant les variables inconnues en deux points seulement 'N' et 'N+1', cette nouvelle équation est donnée par:

$$\delta y(N) = B'(N)^{-1} F'(N) - B'(N)^{-1} C'(N) \delta y(N+1) \quad (2.16)$$

avec:

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

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

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 (2.16), les $\delta y(N)$ sont calculés pour N variant entre $L-1$ et 2, et comme point de départ : $\delta y(L) = 0$ (aussi : $\delta y(1) = 0$).

2.7 Partie de calcul de la capacité :

Généralement le calcul de la capacité est basé sur le fait que la capacité est la variation de la charge par rapport à la variation de la tension appliquée. Ceci est applicable dans une structure simple p^+n . Dans une structure de type p^+nn^+ par exemple, il est recommandé d'utiliser une autre définition de la capacité, c'est la capacité définie par l'énergie potentielle C_w (Ogawa, 1995) comme montre dans l'équation (2.17).

$$C_w = \frac{1}{|\psi|} \frac{dW}{d\psi} \quad (2.17)$$

ψ est la différence de potentiel défini par :

$$\psi = V_{bi} - V \quad (2.18)$$

Où ψ est la différence de potentiel, W est l'énergie électrostatique calculée à partir de la distribution du champ électrique $E(x)$:

$$W = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_0}{2} \int_0^l E(x)^2 dx \quad (2.19)$$

ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_r est la permittivité relative et l est la longueur de l'échantillon.

Pour une petite variation dans la tension ($d\psi$), la relation (2.17) peut être réécrite sous la forme approximée:

$$C = \frac{1}{|\psi|} \frac{\Delta W}{\Delta \psi} = \frac{1}{|\psi|} \frac{W|_{\psi+d\psi} - W|_{\psi}}{\Delta \psi} \quad (2.20)$$

L'intégrales (2.19) sont transformées aux sommes dans le calcul numérique et ils s'écrivent :

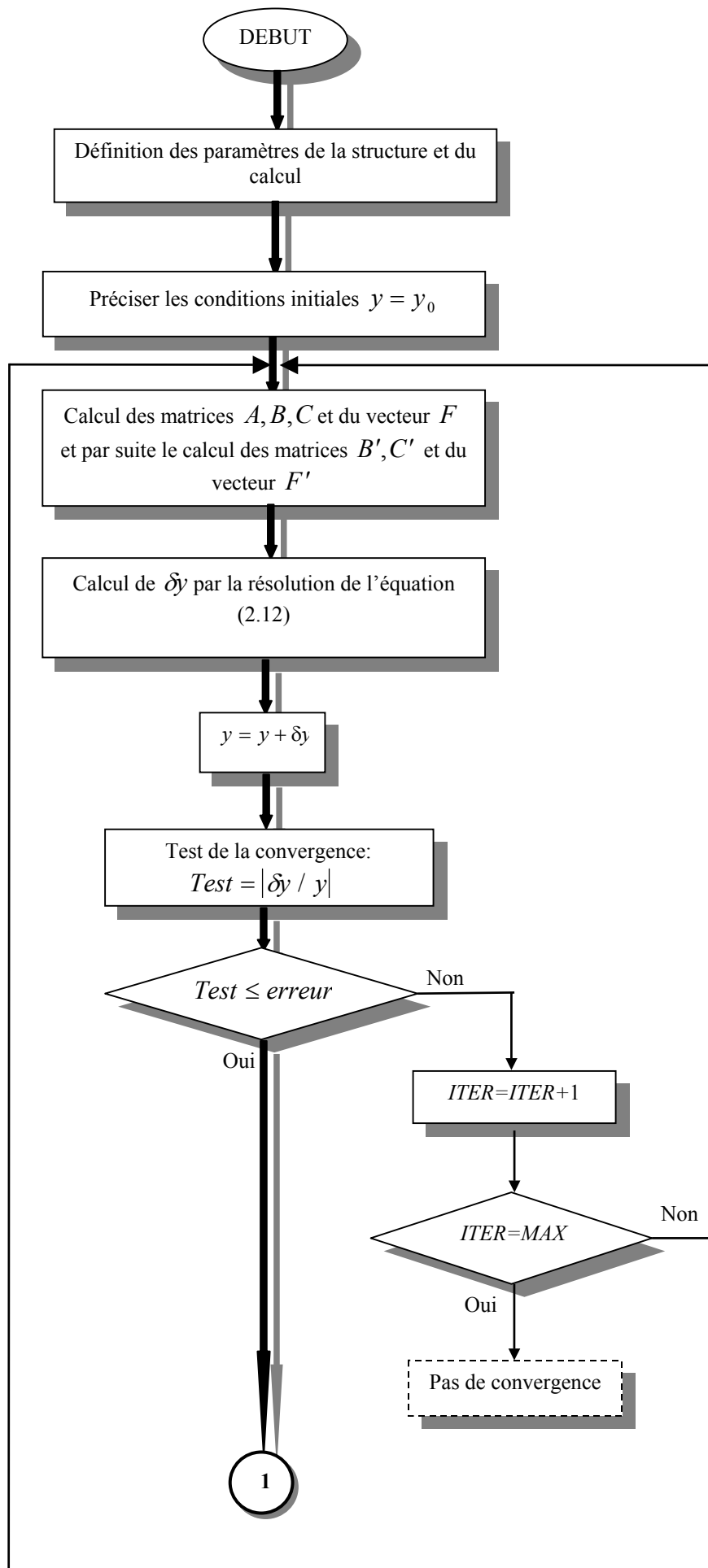
$$W = \frac{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0}{2} \sum_{i=2}^{l-1} \frac{h(i)}{2} (E(i)^2 + E(i+1)^2) \quad (2.21)$$

2.8 Algorithme de calcul :

L'algorithme de calcul est représenté sur la figure 2.2. 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_{ID} ou N_{IA}).

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 capacité de la structure est évaluée à partir de calcul de la variation de l'énergie potentielle (W) par rapport à une petite variation (ΔV) de la tension appliquée (V_A) (eq.2.20).



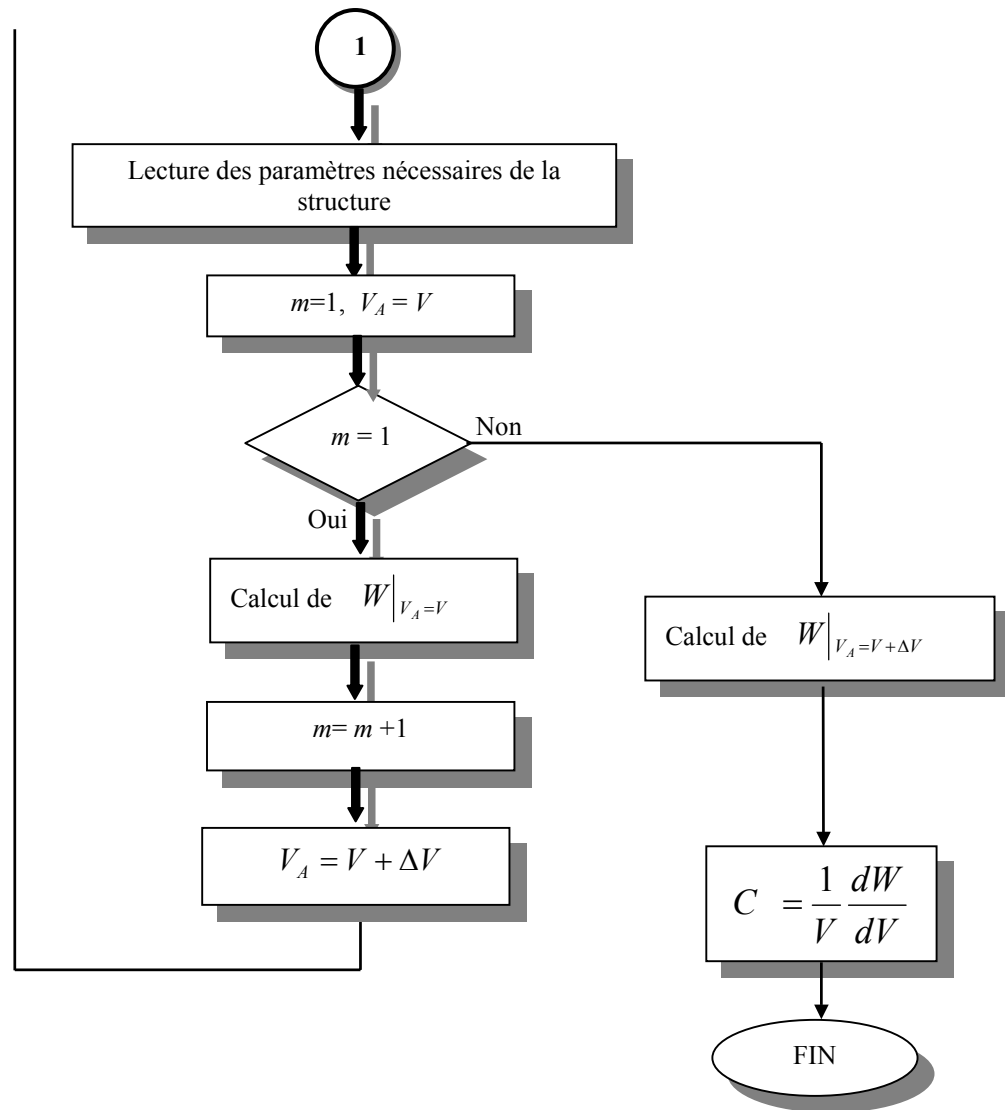


Fig. 2.2 : Organigramme de calcul des variables principales : p , n et ψ et par conséquent le calcul de la capacité.

CHAPITRE 3

RESULTATS ET DISCUSSION

3.1 Introduction

3.2 L'effet de centre g-r sur la capacité

3.3 L'effet des pièges en présence de faible densité de centre g-r

3.4 L'effet du piège accepteur en présences importantes de centre g-r

3.4 L'effet du piège donneur en présences importantes de centre g-r

3.5 Effet d'inversion de type

Chapitre 3

Résultats et discussion

3.1 Introduction :

La caractéristique capacité en fonction de la tension d'une diode est un outil très utilisé pour la caractérisation (dopage, tension de déplétion...). La capacité d'une diode normale (non irradié) est calculée analytiquement et elle est constituée d'une capacité de transition (déplétion) proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{V}}$ (Eq.1.14) et une capacité de diffusion proportionnelle au courant I (Eq.1.16). En inverse la capacité de transition domine, mais en directe c'est la capacité de diffusion qui domine.

Expérimentalement la caractéristique $C(V)$ des diodes au silicium ou GaAs irradiées présente une déviation de la forme habituelle en particulier en polarisation directe. Elle présente une valeur négative de la capacité pour des faibles tensions en polarisation directe et aussi un pic pour des faibles tensions en polarisation inverse.

La figure.3.1 montre un exemple du résultat expérimental de la caractéristique $C(V)$ d'une structure au silicium p-i-n irradiée, d'épaisseur $300\mu m$, Cette diode est irradiée par différentes valeurs des neutrons à $300K$ (Jones et al, 1998), Dans cette caractéristique, on observe bien une capacité négative dans la polarisation directe à partir des faibles tensions et un pic pour la polarisation inverse.

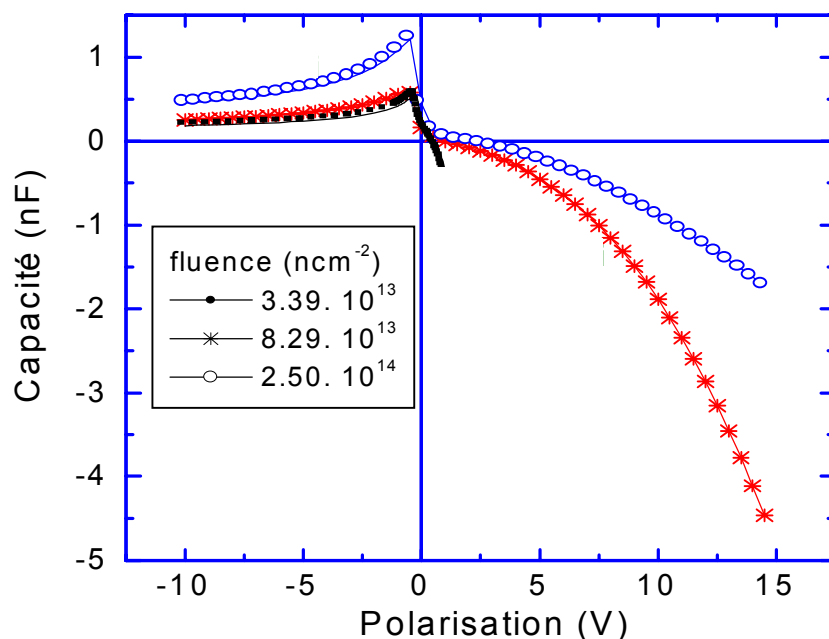


Fig.3.1: Caractéristique $C(V)$ d'une diode au silicium irradié par différentes doses du neutrons à K .

Le but principal de ce travail est d'expliquer par simulation numérique la cause des phénomènes observés expérimentalement. Un autre objet est la déduction des paramètres de la jonction (V_d, N_{eff}) .

Lorsque 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 présenter les résultats numériques obtenus. La discussion est basée essentiellement sur la forme de la capacité en polarisations inverse et directe. L'effet des pièges et centres de génération-recombinaison sur la capacité sont aussi étudiés. On va étudier aussi l'effet des pièges et des centres de g-r sur la tension de déplétion totale (V_d) qui est un facteur très important dans le fonctionnement des détecteurs.

Généralement La méthode utilisée pour le calcul de la capacité d'une structure simple (pn, p^+n) au silicium est basée sur le fait que la capacité c'est la variation de la charge par rapport à la tension appliquée.

Ce calcul est caractérisé par l'égalité entre la charge positive totale (Q_p) et la charge négative totale (Q_n).

$$C = \frac{dQ_p}{dV} = \frac{dQ_n}{dV} = \frac{dQ}{dV} \quad (3.1)$$

Dans ce travail la structure étudiée est une jonction plus réelle p^+nn^+ . La figure 4.3 montre le profil de dopage des trois régions de la structure p^+nn^+ .

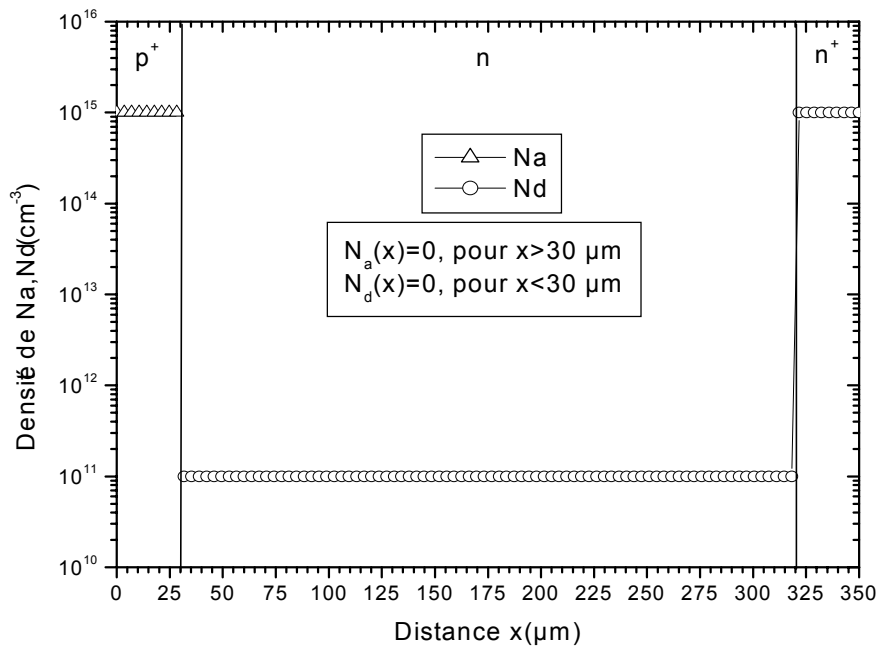


Fig.3.2: Profil de dopage de la jonction p^+nn^+ étudiée.

Cette structure d'épaisseur (d) de l'ordre de $350\mu\text{m}$ et une section (s) de 1cm^2 .

La structure p^+nn^+ est constituée de deux jonctions p^+n et nn^+ donc il y'a deux dipôles. Donc en utilisant l'équation (3.1), le calcul tenir compte de ces deux dipôles. C'est-à-dire le calcul de deux capacités en série. Cette méthode est en considération dans un autre travail. Dans le présent travail on à calculé la capacité en utilisant la relation entre l'énergie potentielle et la charge dans toute la structure (équation 2.19). Cette relation tient compte la distribution du charge totale quelque soit sa nature.

3.2 L'effet de centre g-r sur la capacité :

Il est très évident que les radiations créent des pièges et des centres de génération-recombinaison (g-r). La figure 3.3 montre la caractéristique capacité-tension pour différentes densités de centres g-r en absence des pièges.

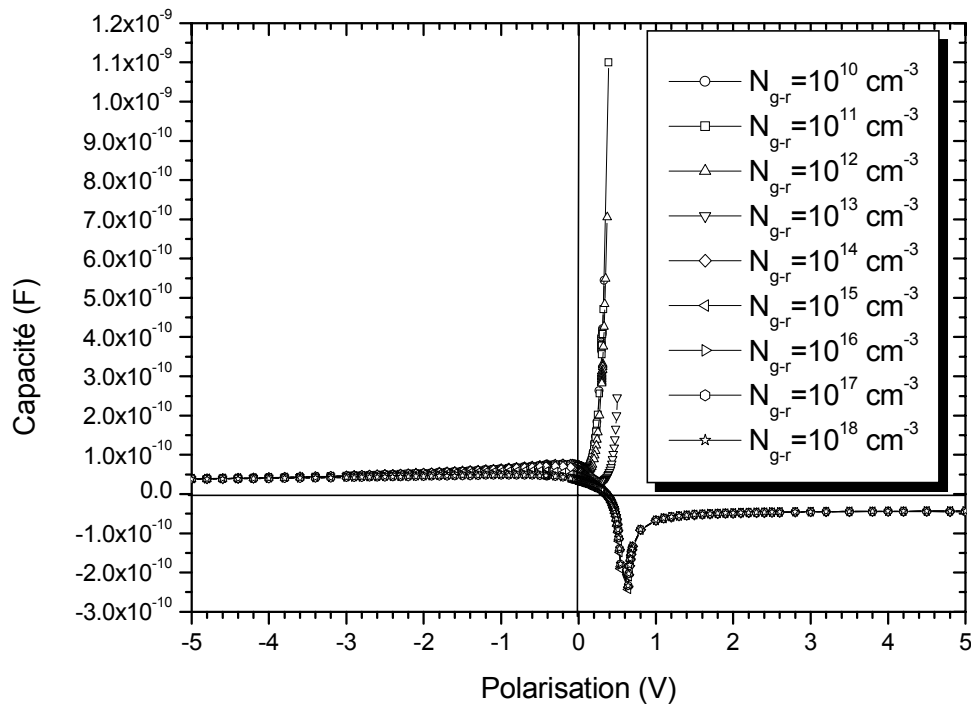


Fig.3.3: La caractéristique $C(V)$ en absence des pièges ($N_t = 0$) et pour différentes densités de centre de génération-recombinaison (N_{g-r}).

Pour plus de clarification la figure 3.3 est reproduite en deux figures pour le cas de faible et forte N_{g-r} dans 3.4 et 3.5 respectivement.

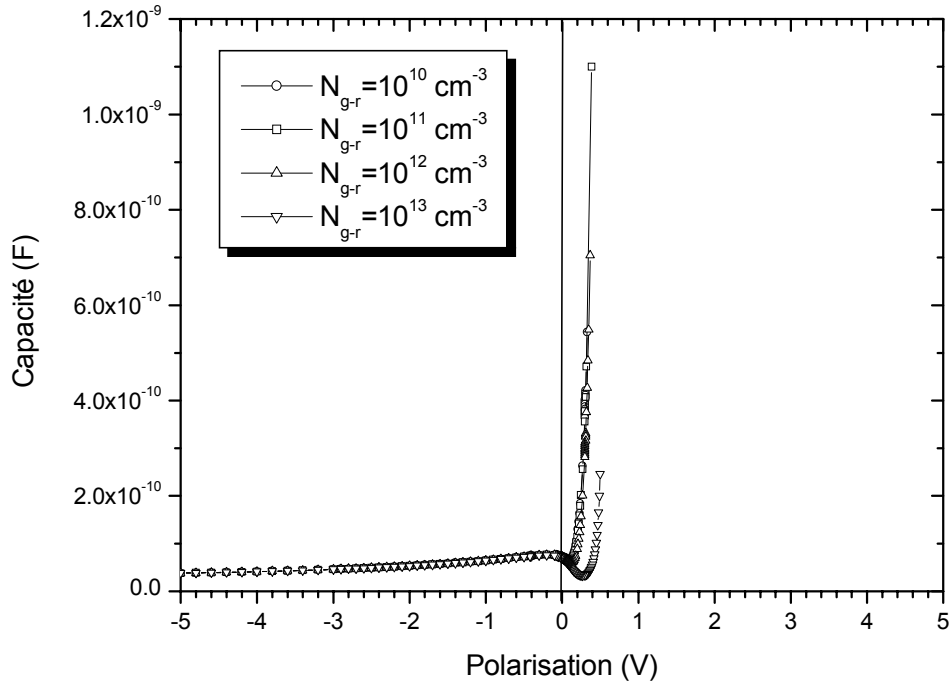


Fig.3.4: La caractéristique $C(V)$ en absence des pièges ($N_t = 0$) pour faible N_{g-r} ($\leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$).

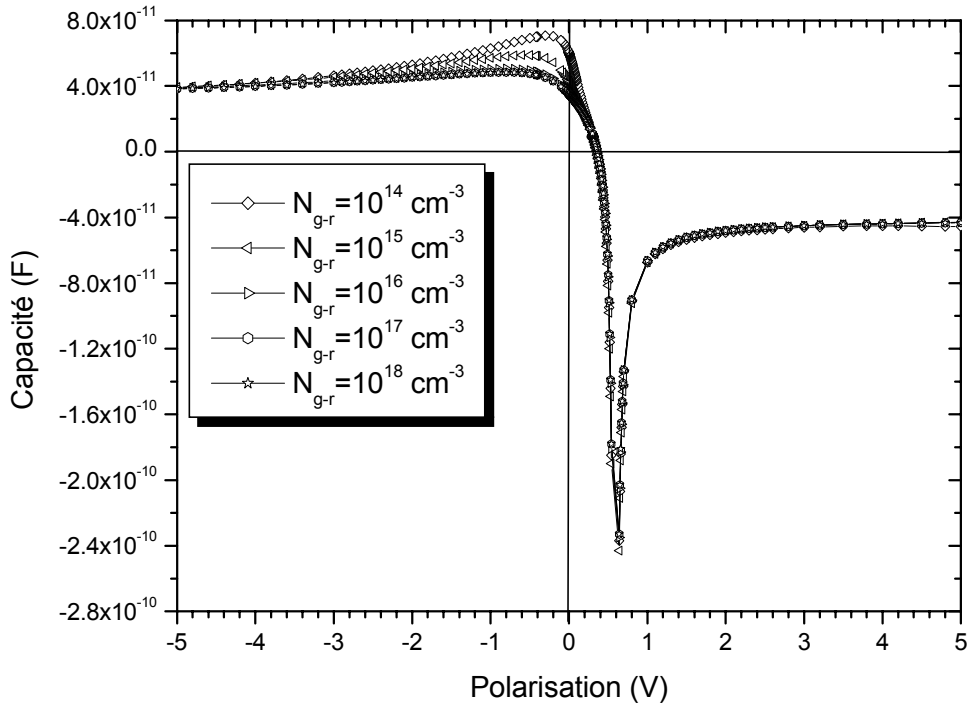


Fig.3.5: La caractéristique $C(V)$ en absence des pièges ($N_t = 0$) pour fortes N_{g-r} ($\geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$).

La première observation est que la caractéristique $C(V)$ varie considérablement lorsque la densité de centres de g-r augmente.

Lorsque la densité de centre de g-r est faible ($N_{g-r} \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), la variation de la capacité en fonction de la tension de polarisation est conventionnelle ($C \propto 1/\sqrt{V}$ en inverse et $C \propto I$ en

directe), c'est à dire qu'elle décroît avec l'augmentation de la tension en polarisation inverse et elle s'accroît avec l'augmentation de la tension en polarisation directe.

Lorsque la densité des centres g-r dépasse 10^{13} cm^{-3} , deux effets étranges apparents. Le premier effet est le pic situé dans l'intervalle des faibles tensions inverse. Le deuxième effet est une capacité négative dans la polarisation directe. C'est à dire que la capacité augmente lorsque la tension inverse diminue jusqu'au pic ou la capacité commence à diminuer et continue à diminuer en polarisation directe vers une capacité négative.

Lorsque la densité de centre g-r augmente le pic se décale vers des valeurs des tensions inverses de plus en plus élevées.

La capacité en polarisation inverse, pour faibles densités de N_{g-r} , diminue avec l'augmentation de la tension appliquée, puisque la largeur de la région de déplétion augmente comme indique sur la figure (3.6). dans ce cas la capacité de la jonction p⁺n domine sur la capacité de la jonction nn⁺

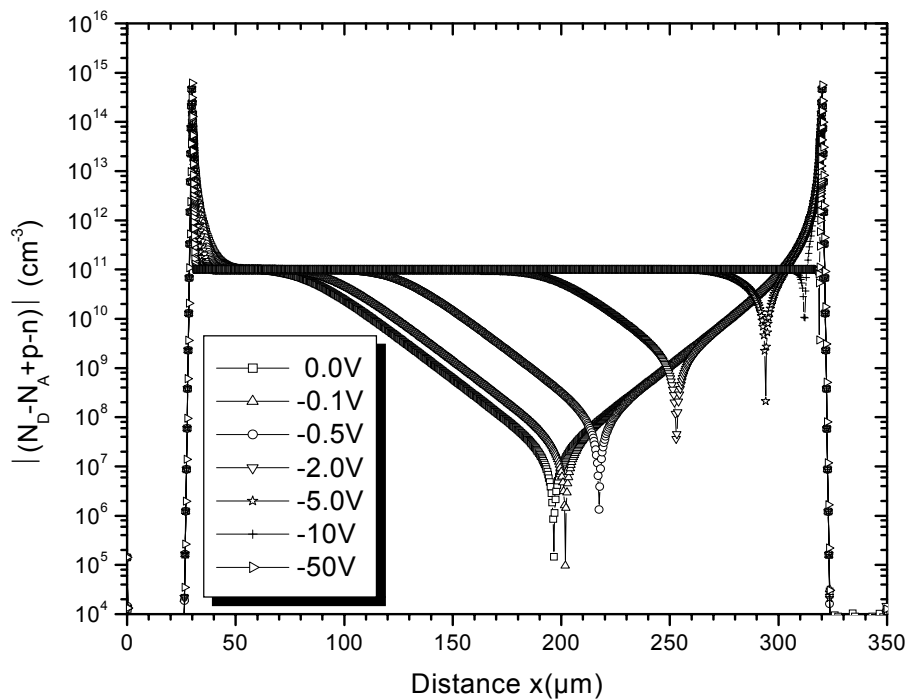


Fig.3.6: Distribution de la densité de charge pour $N_{g-r} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $N_t = 0$. Pour différentes polarisations inverse. Echelle logarithmique

Le même phénomène est observé pour une plus grande densité de centre g-r. Ceci est présent dans la figure 3.7.

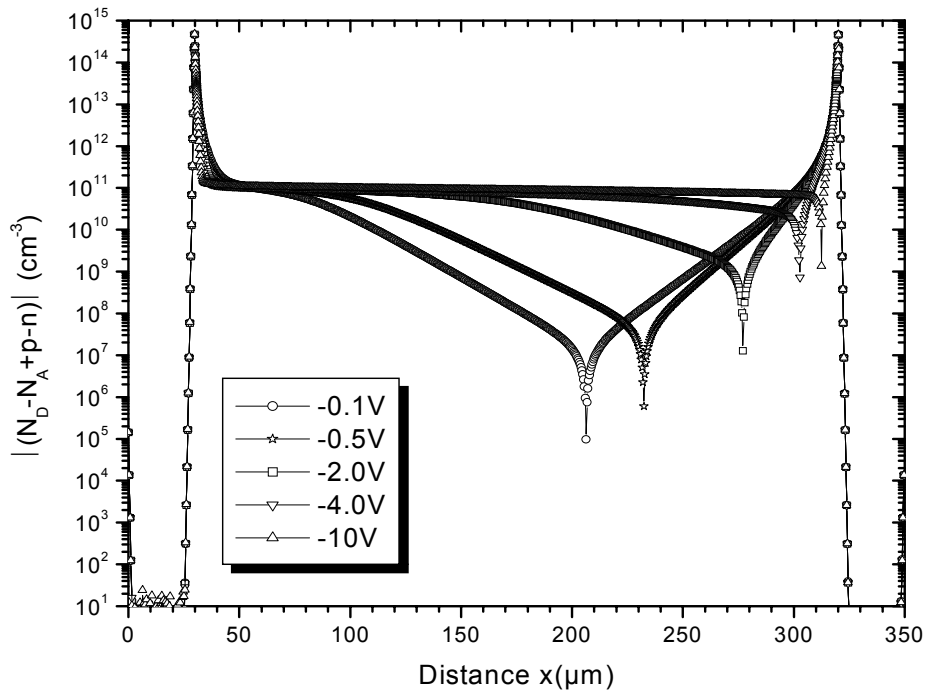


Fig.3.7: Distribution de la densité de charge pour $N_{g-r} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $N_t = 0$. Pour différent polarisations inverses. Echelle logarithmique

Pour les tension inverses avant la déplétion totale, la capacité pour une tension fixe diminue avec l'augmentation de N_{g-r} . Pour expliquer ce phénomène, la quantité ΔE^2 dans la structure est présentée dans la figure 3.8.

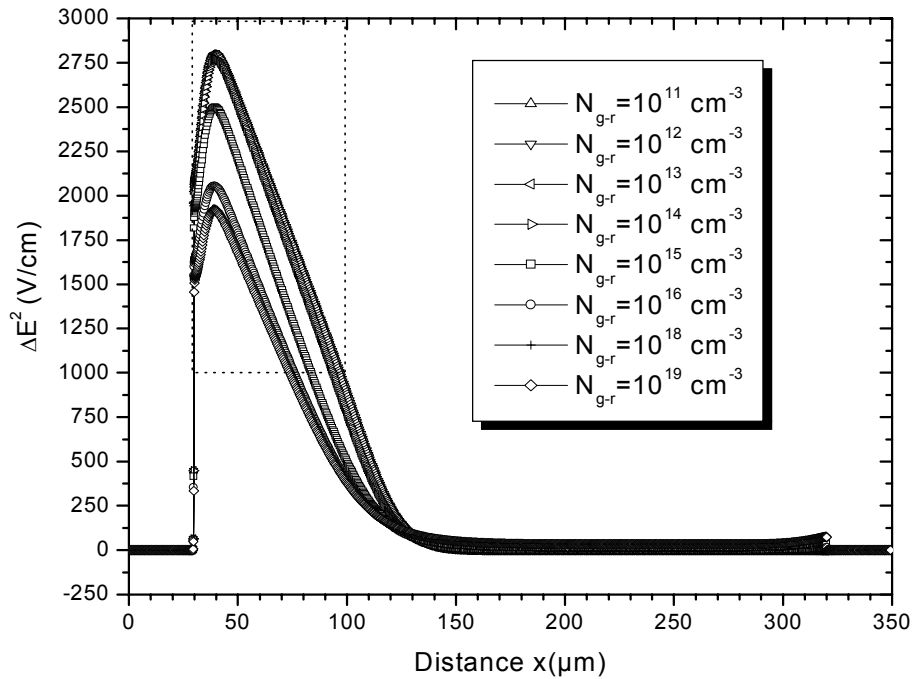


Fig.3.8: Distribution de la variation du champ électrique carrée $\Delta E^2(x) = E^2(x)|_{\psi+d\psi} - E^2(x)|_{\psi}$ pour différentes N_{g-r} et pour $V_A = -0.5V$, $N_t = 0$.

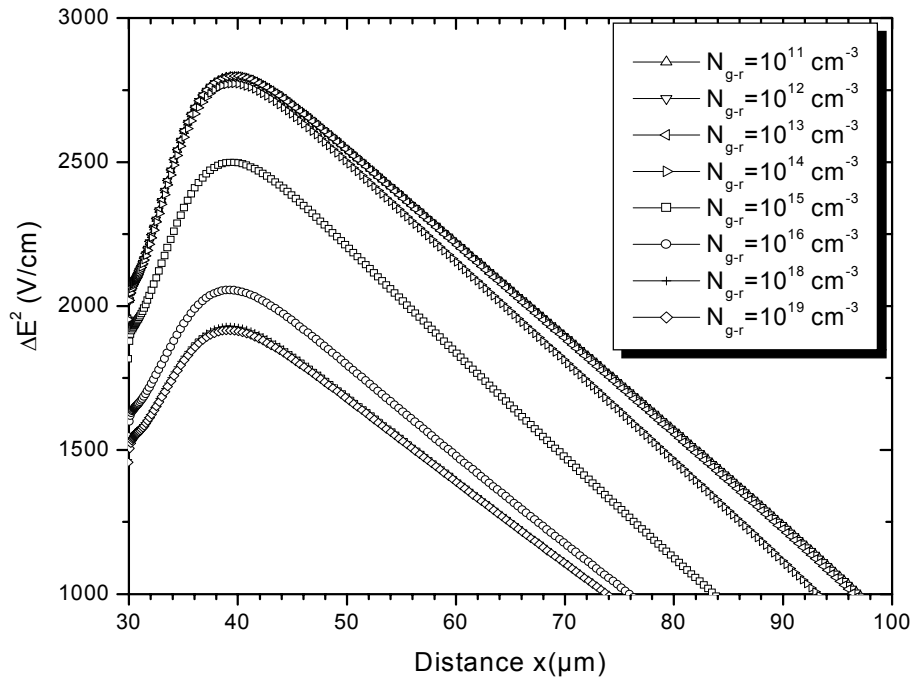


Fig.3.9: Agrandissement de la zone encadrée de la figure 3.8.

On constate que la variation du champ carrée $\Delta E^2(x)$ diminuée pour une tension fixe $V_A = -0.5V$. Donc la capacité diminue. Puisqu'elle est proportionnelle à $\Delta E^2(x)$ (voir les équations 2.19 et 2.20)

En polarisation directe, et pour faible N_{g-r} , la capacité généralement augment avec l'augmentation de la tension appliquée. Cette augmentation est due à la domination de la capacité de diffusion.

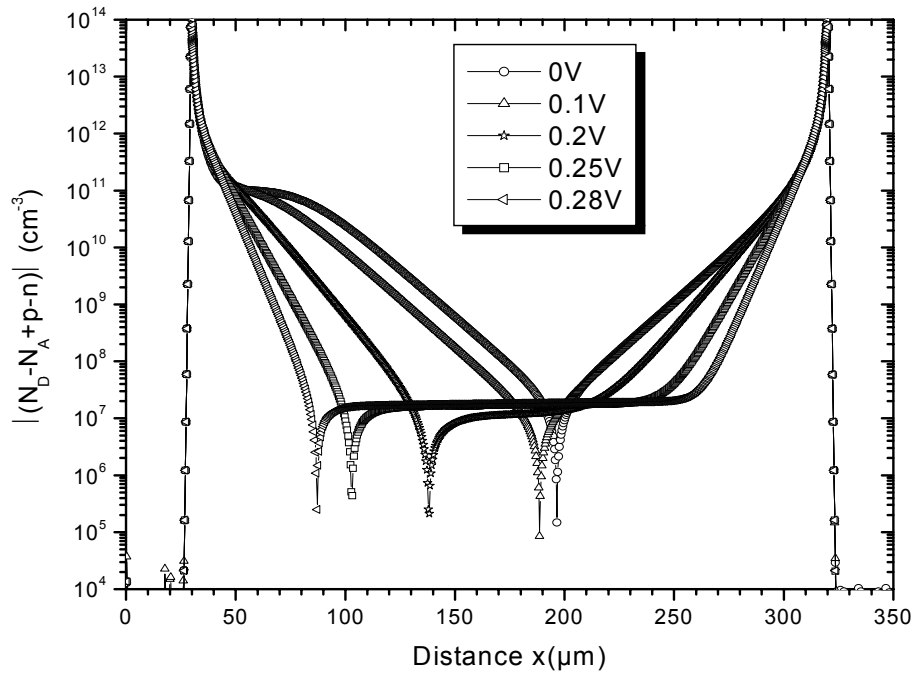


Fig.3.10: Distribution de la densité de charge pour $N_{g-r} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $N_t = 0$. Pour différent polarisations directes. Echelle logarithmique

Cette augmentation de la capacité peut être aussi expliquée par l'augmentation de la variation du champ électrique carrée $\Delta E^2(x) = E^2(x)|_{\psi+d\psi} - E^2(x)|_{\psi}$ (figure 3.11).

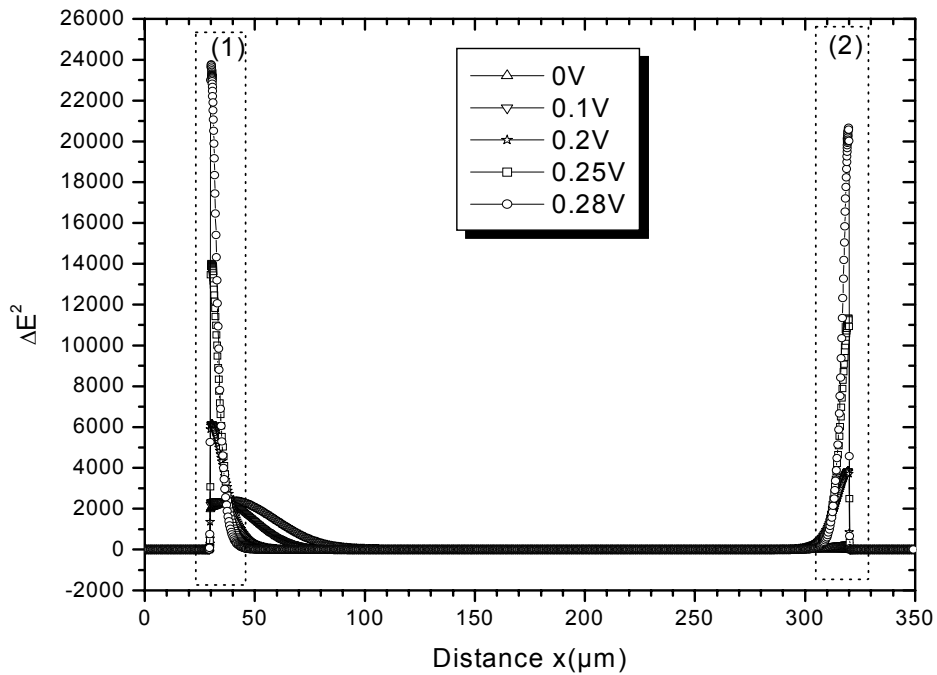


Fig.3.11: Distribution de la variation du champ électrique carrée $\Delta E^2(x) = E^2(x)|_{\psi+d\psi} - E^2(x)|_{\psi}$ pour $N_{g-r} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $N_t = 0$. Pour différentes polarisations directes.

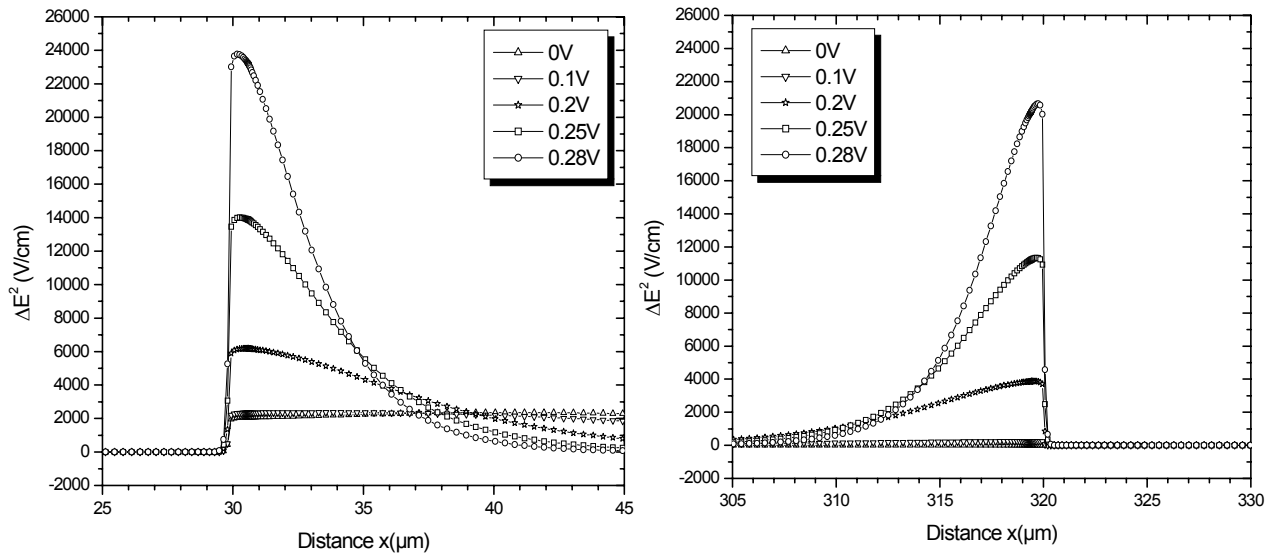


Fig.3.12: (a) Agrandissement de la zone encadrée (1) de la figure 3.11.
 (b) Agrandissement de la zone encadrée (2) de la figure 3.11.

L'augmentation prévue de la capacité n'est pas observée pour une grande densité de N_{g-r} (figure 3.5). On remarque la diminution de la capacité pour les valeurs de la tension appliquée. Cette décroissance continue jusqu'à des valeurs négatives.

La figure 3.13 représente la variation du champ électrique carré $\Delta E^2(x)$. On constate que la variation du champ carré diminuée dans toute la structure. Donc la capacité diminue.

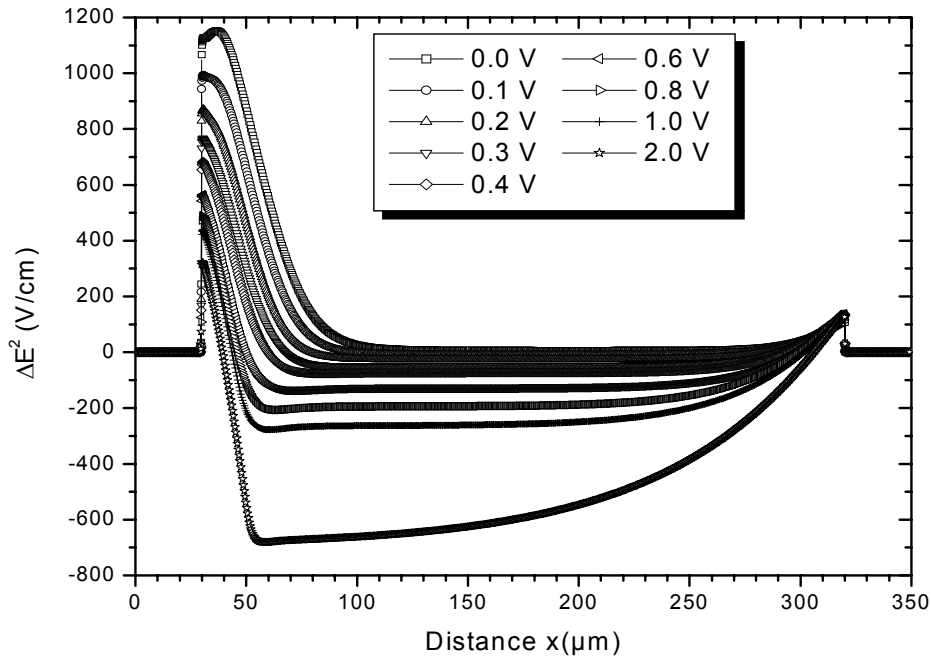


Fig.3.13: Distribution de la variation du champ électrique carré $\Delta E^2(x) = E^2(x)|_{\psi+d\psi} - E^2(x)|_{\psi}$ pour $N_{g-r} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $N_t = 0$. Pour différentes polarisations directes.

Une autre interprétation du comportement de la capacité est possible en utilisant la variation de l'énergie potentielle par rapport à la variation de la tension. Ceci est présenté dans la figure 3.14.

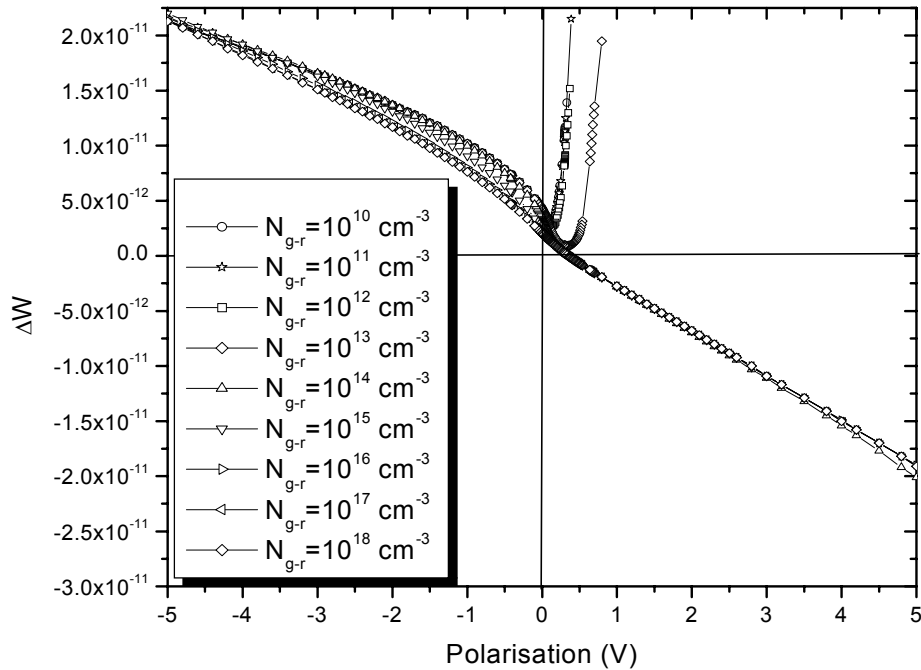


Fig.3.14: La variation de l'énergie potentielle $\Delta W = W|_{\psi+d\psi} - W|_{\psi}$ en fonction de la tension appliquée pour différentes densités de centre de génération-recombinaison (N_{g-r}) et $N_t = 0$.

En polarisation inverse le terme $\frac{1}{\psi}$ diminue plus que la diminution du terme $\frac{dW}{d\psi}$ donc le premier domine. En polarisation directe (faible N_{g-r}), $\frac{dW}{d\psi}$ augmente rapidement et $\frac{1}{\psi}$ diminue lentement donc le premier domine. En polarisation directe (forte N_{g-r}), $\frac{dW}{d\psi}$ diminue lentement et $\frac{1}{\psi}$ diminue plus rapidement donc la capacité diminue.

La capacité négative apparaît lorsque l'énergie totale change de signe.

Le bic négative en polarisation directe est du a les petites valeurs de la différence de potentiel ψ qui traverse zéro lorsque la tension appliquée approche de la barrière de potentiel V_{bi} .

Au présence concenterable de N_{g-r} la capacité diminuée soit en augmentant la tension en inverse ou en directe, il en résulte un pic au milieu.

Généralement ce pic apparaît à un faible polarisation en inverse, la position de pic peut se décaler en fonction de plusieurs paramètres, comme la densité de centre de g-r (Fig.3.5).

A partir des figures 3.15 et 3.16, On peut facilement vérifier le phénomène de l'injection recombinative de charge d'espace.

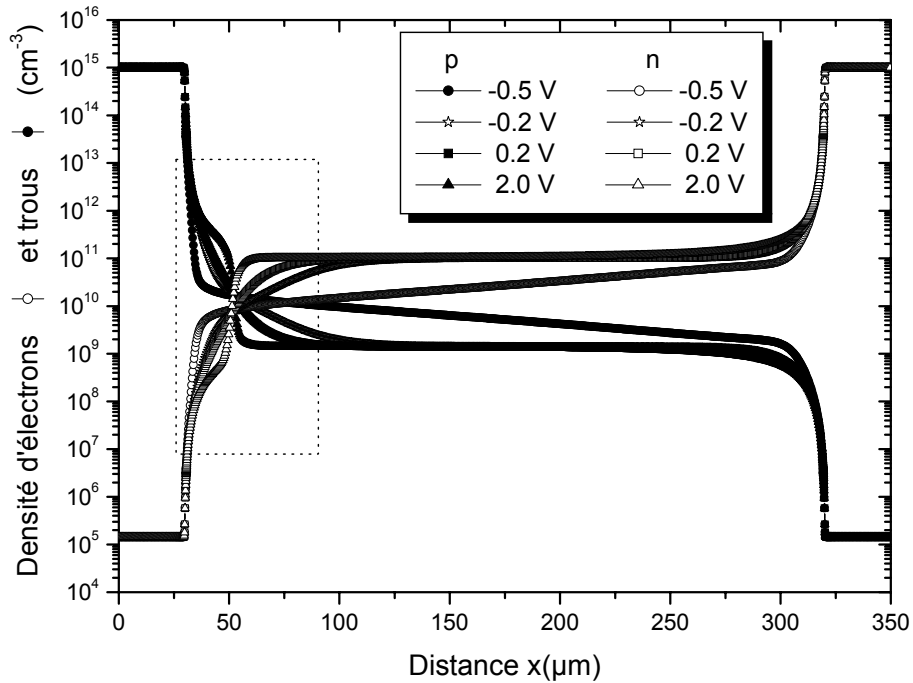


Fig.3.15 : Distribution d'électrons et trous pour $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $N = 0$.

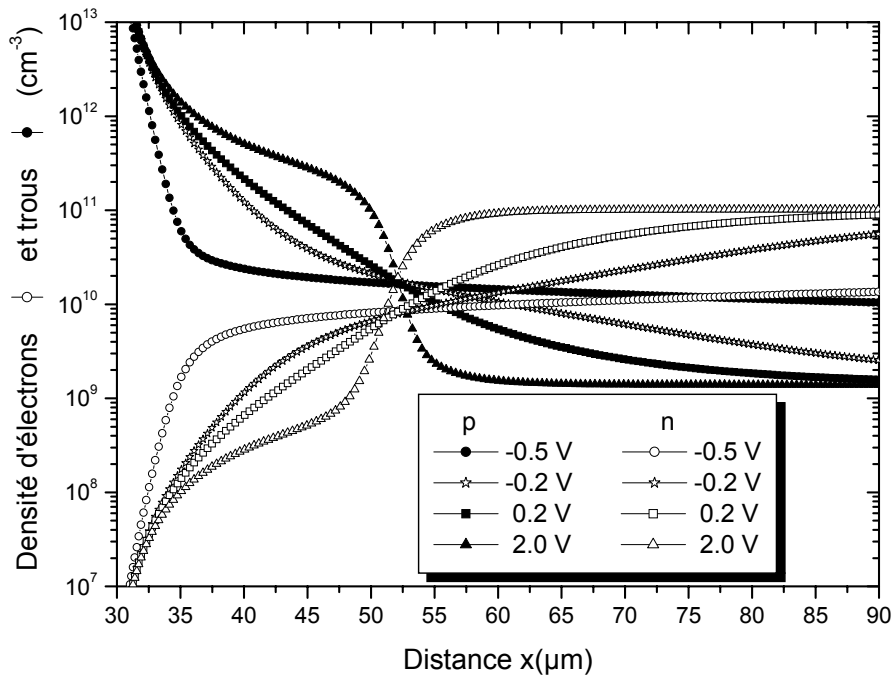


Fig.3.16 : Agrandissement de la zone encadrée de la figure 3.15.

Alors au moment ou les trous sont injectés dans la partie n de la structure, les électrons (porteurs majoritaires) ont presque disparu, ceci n'est que l'un des conséquences de l'égalité: $n \times p = n_i^2$. Ce résultat indique que l'équilibre est toujours restauré.

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

Pour pouvoir différentier entre l'effet des pièges et les centre de g-r, et pour confirmer que le pic et la capacité négative observé dans la caractéristique C(V) d'une diode irradiée n'est produit que par la présence d'une grande densité de centre de g-r, il est nécessaire de représenter les caractéristiques C(V) en présence de niveau de piège à électron (donneur) et à trou (accepteur) pour une faible densité de centre de g-r.

La caractéristique de piège accepteur et donneur étudié sont :

Le piège accepteur à un niveau de 0.40 eV dans le gap d'énergie à partir de la bande de valence ($E_{tA} - E_V = 0.40eV$), et pour diffèrent densité (N_{tA}), Comme montre dans le figure 3.15.

Le piège donneur à un niveau de 0.40 eV dans le gap d'énergie à partir de la bande de conduction ($E_{tD} - E_C = 0.40eV$), et pour diffèrent densité (N_{tD}), voir la figure 3.16.

La densité de centre de génération-recombinaison (N_{g-r}) pour les deux types des pièges est de l'ordre de $10^{11} cm^{-3}$.

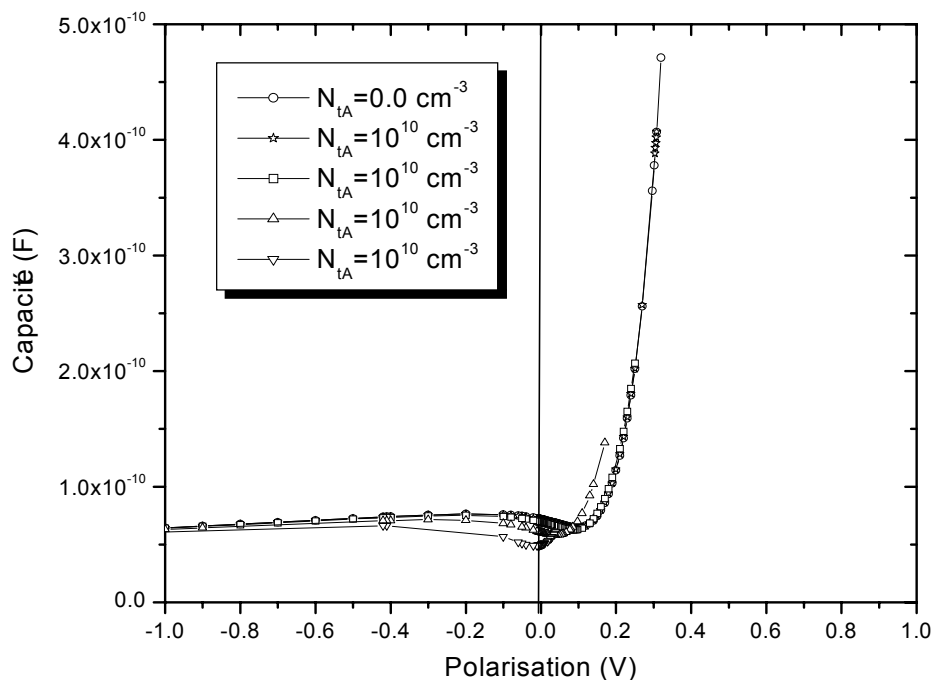


Fig 3.15: L'effet du piège accepteur sur la caractéristique C (V), pour $N_{g-r} = 10^{11} cm^{-3}$.

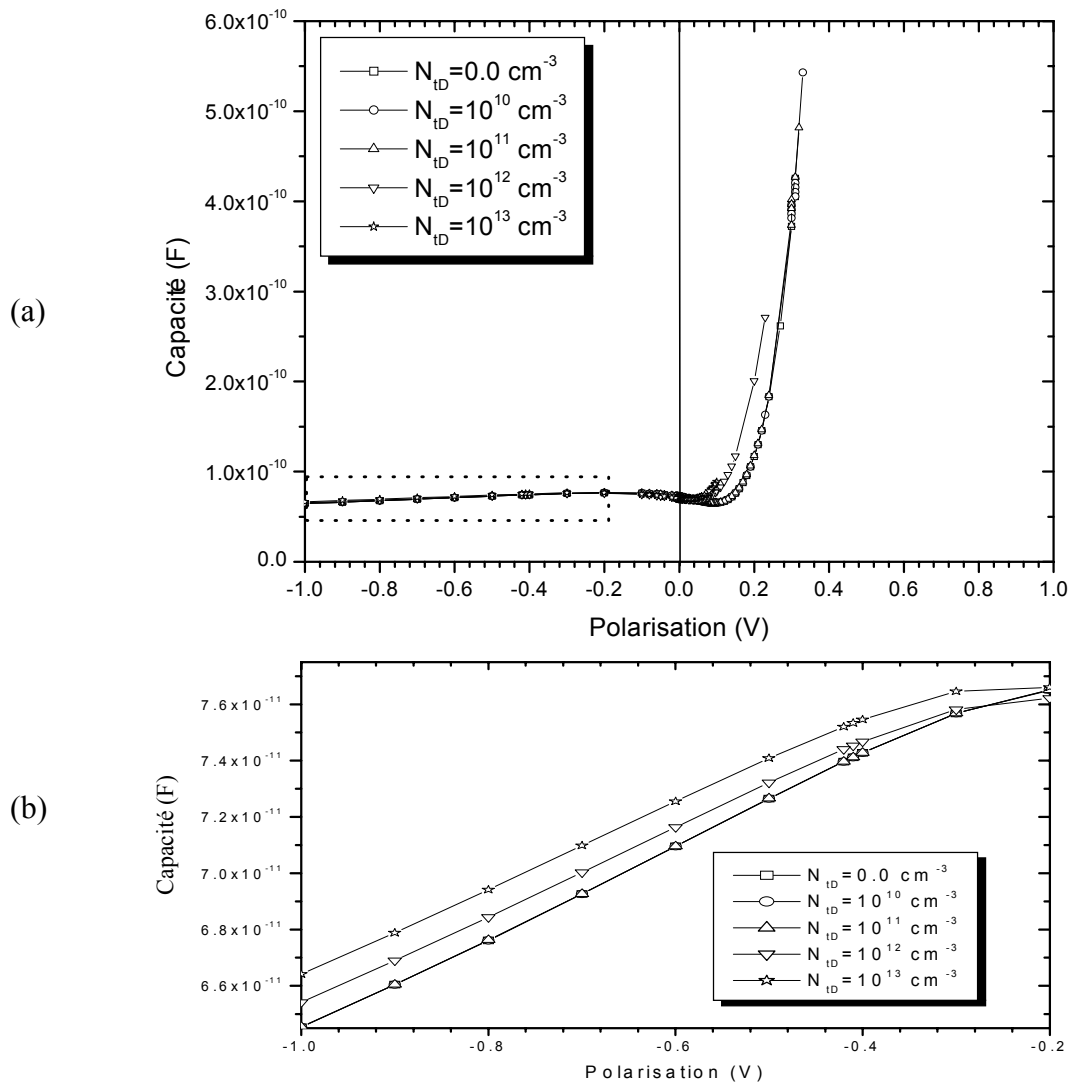


Fig.3.18: a) L'effet du piège donneur sur la caractéristique $C(V)$, pour $N_{g-r} = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.
 b) Agrandissement de la zone encadrée de la figure (a).

A partir des deux figures 3.17 et 3.18 en remarque que les pièges ont un faible effet sur la forme de la capacité en absence de centre de g-r. Par contre ça valeur augmente avec l'augmentation de la densité de piège donneur et diminue avec l'augmentation de la densité de piège accepteur et par conséquent, la condition principale de l'apparition de l'effet de la capacité négative et la présence considérable de centres de g-r.

3.4 L'effet du piège accepteur en présences importantes de centre g-r :

Le piège accepteur étudié à un niveau de 0.40 eV dans le gap d'énergie à partir de la bande de valence ($E_{tA} - E_V = 0.40 \text{ eV}$), et pour différent densité (N_{tA}). La densité de centre de génération-recombinaison (N_{g-r}) l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . La figure 3.19 montre l'effet de ce piège sur la caractéristique $C(V)$.

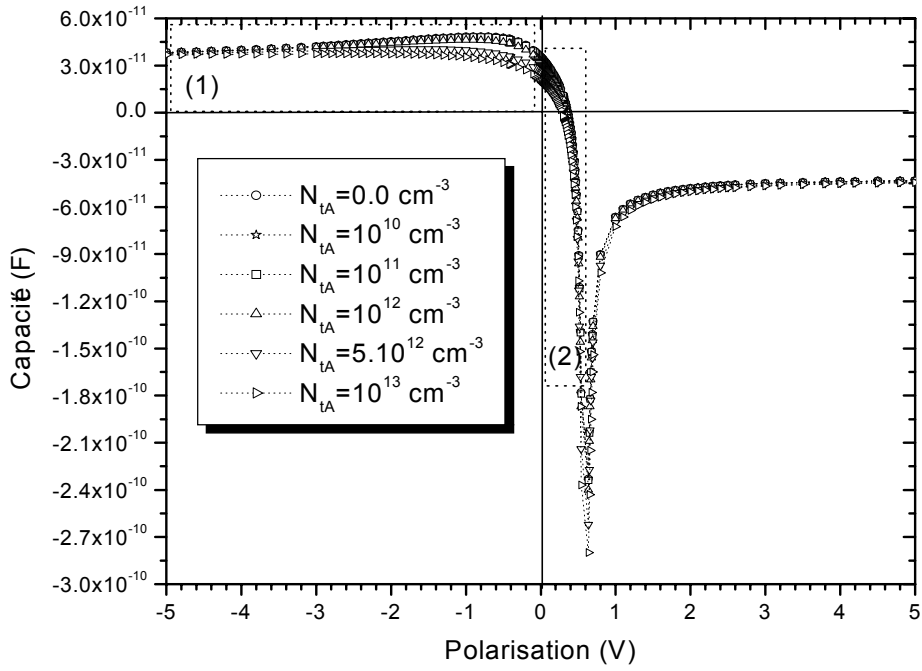


Fig.3.19: L'effet du piège accepteur sur la caractéristique C (V), pour $N_{g-r} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

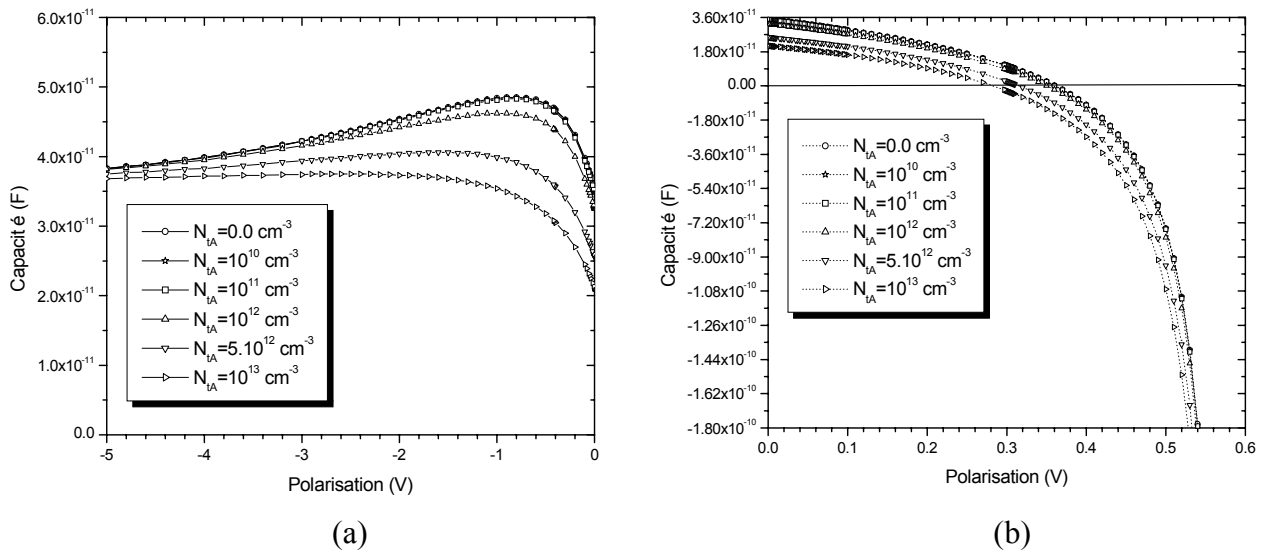


Fig.3.20: (a) Agrandissement de la zone encadrée (1) de la figure 3.19 (polarisation inverse)
 (b) Agrandissement de la zone encadrée (2) de la figure 3.19 (polarisation directe)

La figure 3.20.a montre que la capacité en polarisation inverse et pour une tension fixe diminue avec l'augmentation de la densité des pièges accepteurs (N_{tA}), et le même phénomène est observé pour la polarisation directe (Fig.3.20.b).

Pour pouvoir expliquer la diminution de la capacité, il est nécessaire de représenter les distributions des porteurs n et p pour différentes densités des pièges accepteurs (N_{tA}).

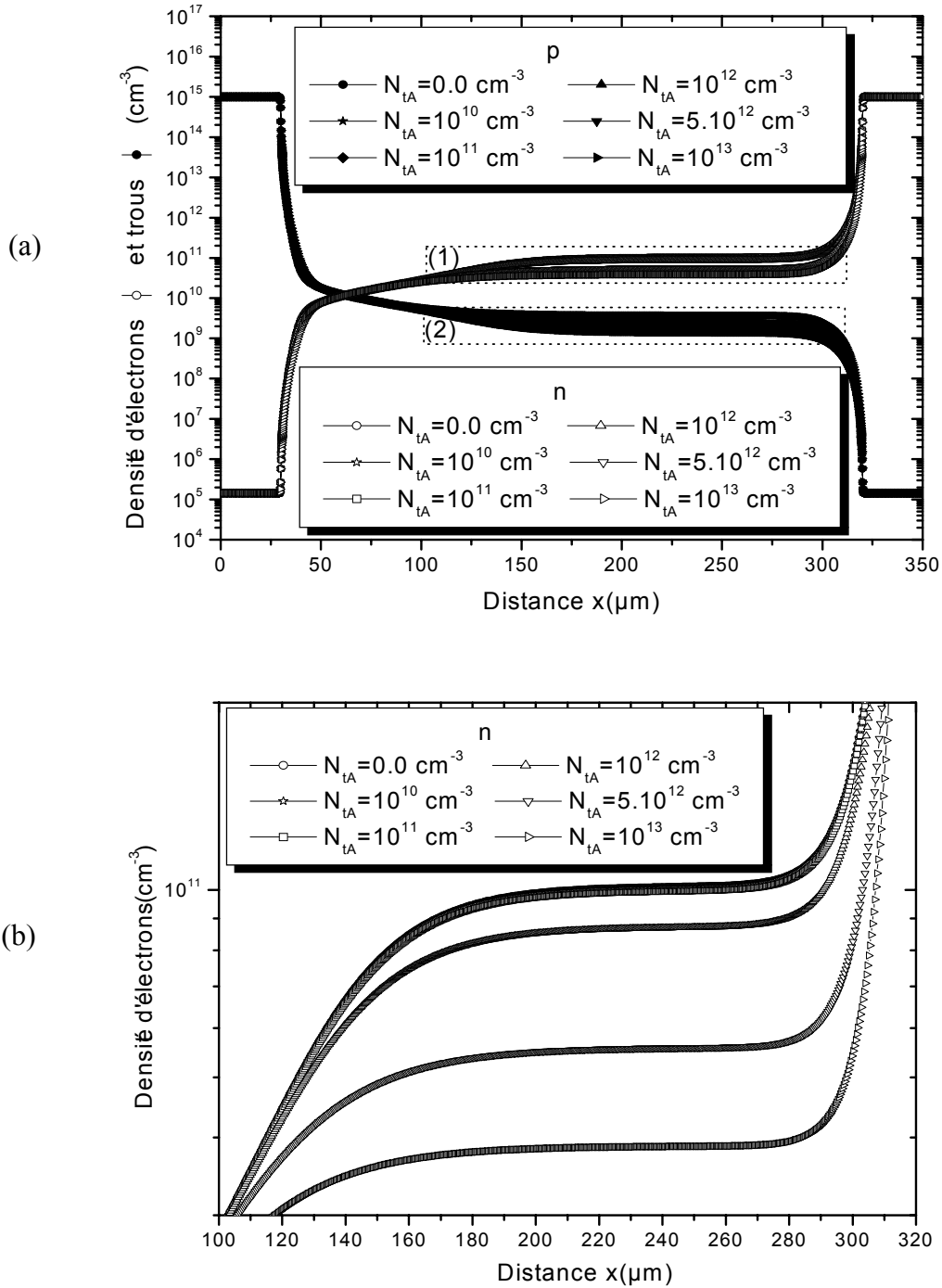


Fig.3.21: a) Distribution d'électrons et trous pour $V_A = -1V$ (polarisation inverse), $N_{g-r} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et pour différentes densités de N_{tA} . b) Agrandissement de la zone encadrée (1) de la figure (a).

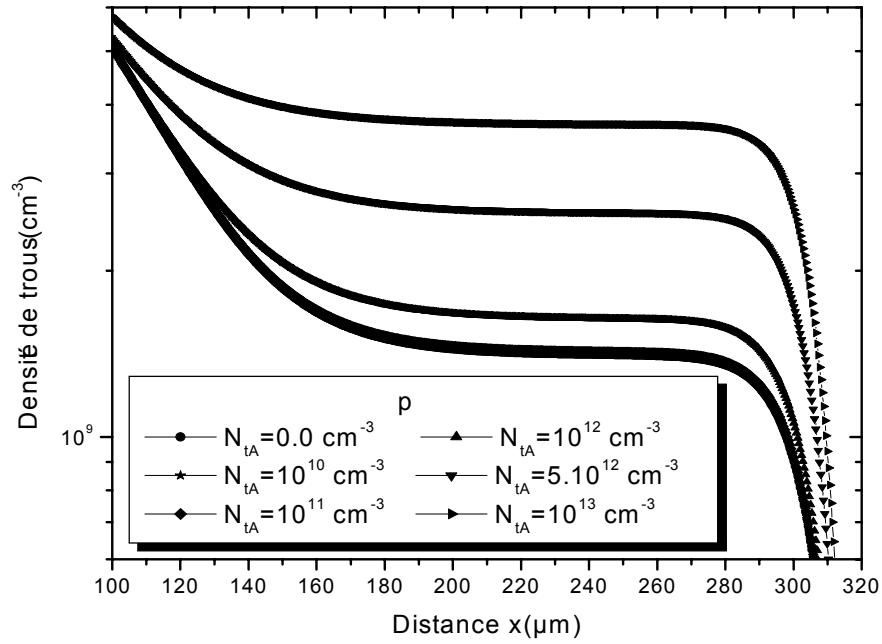


Fig.3.22: Agrandissement de la zone encadrée (2) de la figure 3.21 a.

Les figures 3.21.b et 3.22 (polarisation inverse $V_A = -1V$) montrent que la densité de trous augmente avec l'augmentation de celle de pièges (N_{tA}) parce que ces derniers s'ionisent et génèrent plus de trous, au contraire pour les électrons qui diminuent à cause de leur recombinaison avec les trous à travers les centres de g-r.

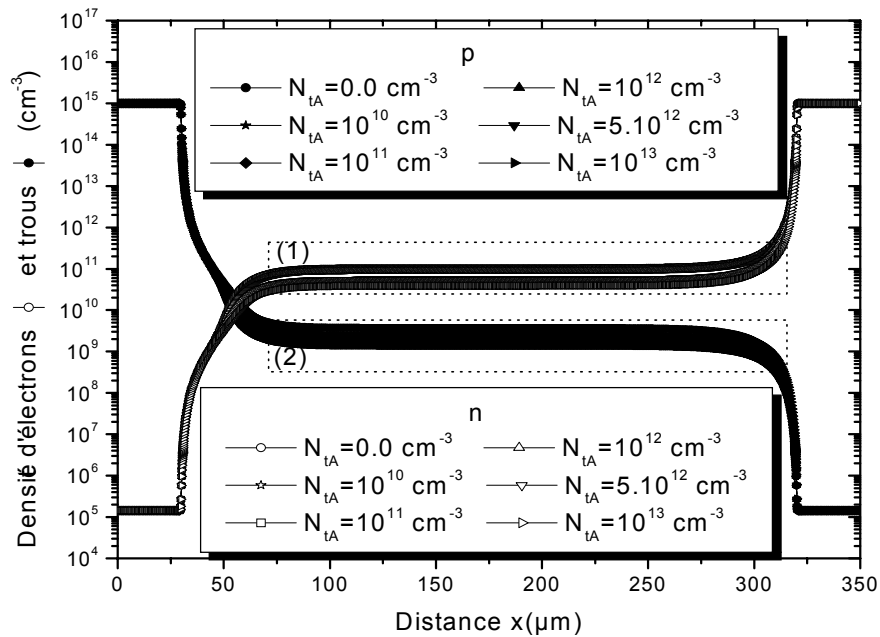


Fig.3.23: Distribution d'électrons et trous pour $V_A = 0.4V$ (polarisation directe), $N_{gr} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et pour différentes densités de N_{tA} .

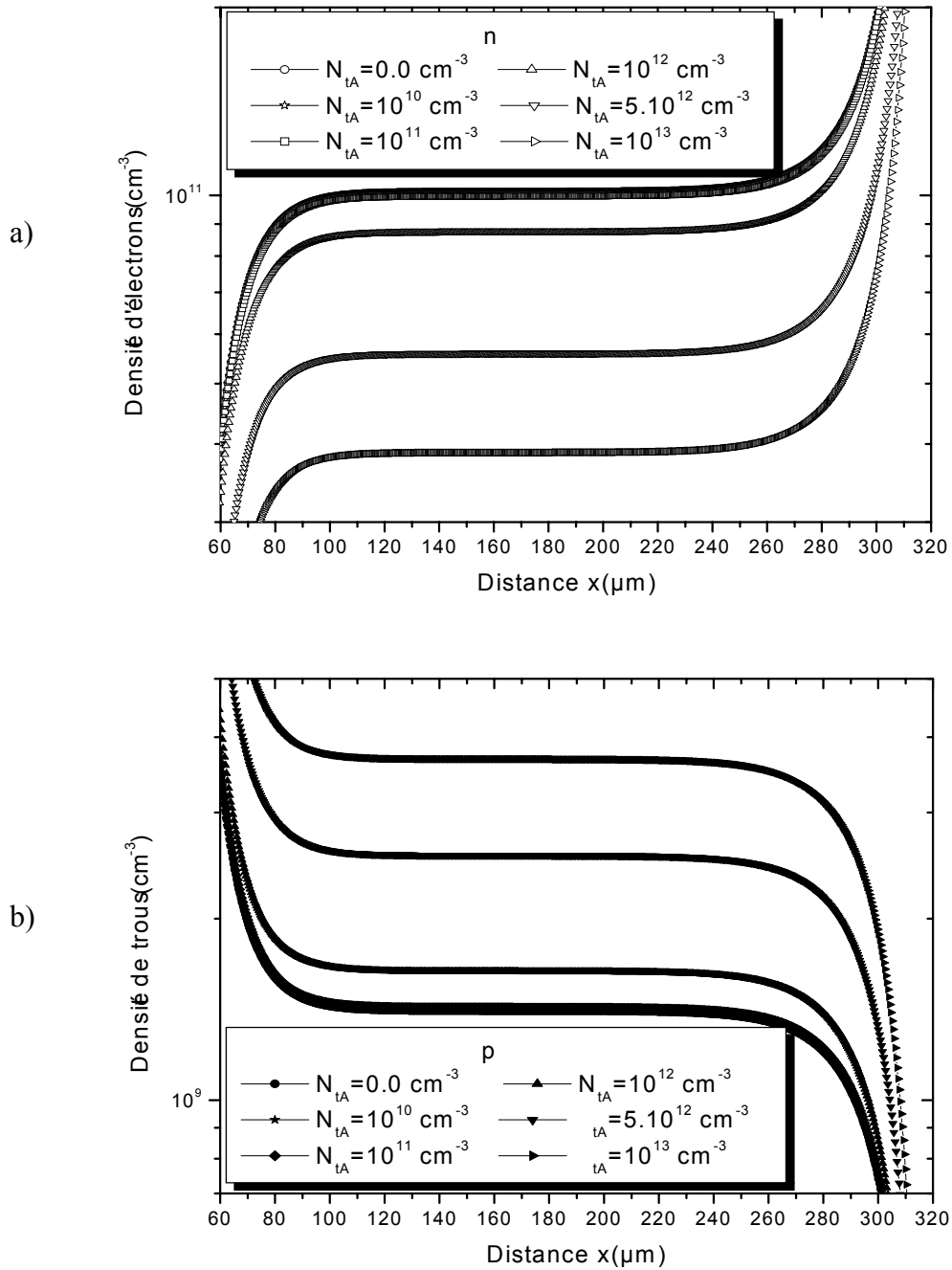


Fig.3.24 : (a) Agrandissement de la zone encadrée (1) de la figure 3.23
 (b) Agrandissement de la zone encadrée (2) de la figure 3.23

Les figures 3.23 et 3.24 permettent d'expliquer la diminution de la capacité pour différentes densités de N_{tA} , en polarisation directe (Fig.3.20.b). Le même effet est remarqué comme pour la polarisation inverse.

3.5 L'effet du piège donneur en présences importantes de centre g-r

Le piège donneur étudié à un niveau de 0.40 eV dans le gap d'énergie à partir de la bande de conduction ($E_C - E_{TD} = 0.40 eV$), et pour diffèrent densité (N_{TD}). La densité de centre de génération-recombinaison (N_{g-r}) l'ordre de $10^{17} cm^{-3}$.

La figure 3.25 montre l'effet de ce piège sur la caractéristique C(V).

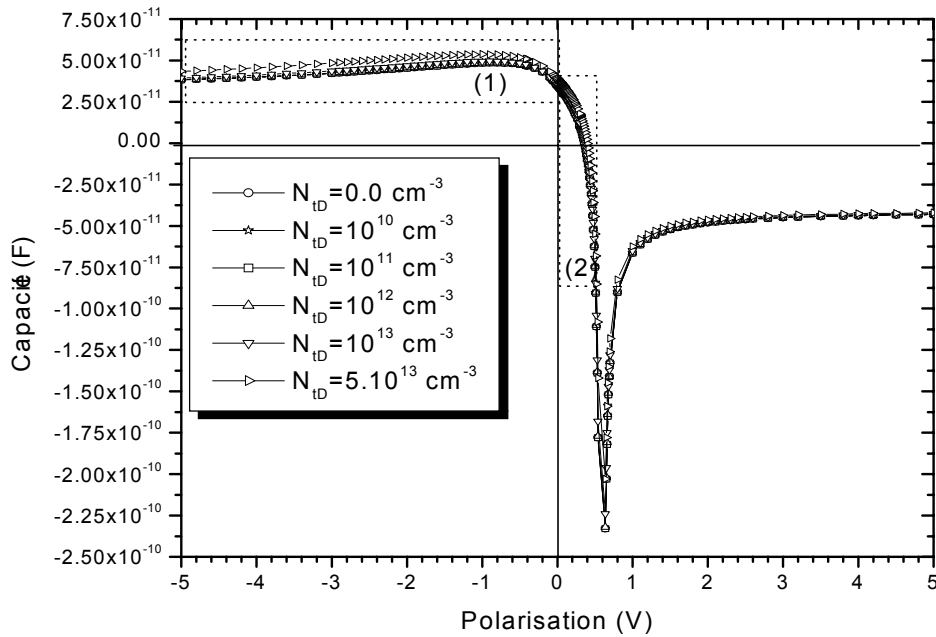


Fig 3.25: L'effet du piège donneur sur la caractéristique C (V), pour $N_{g-r} = 10^{17} cm^{-3}$.

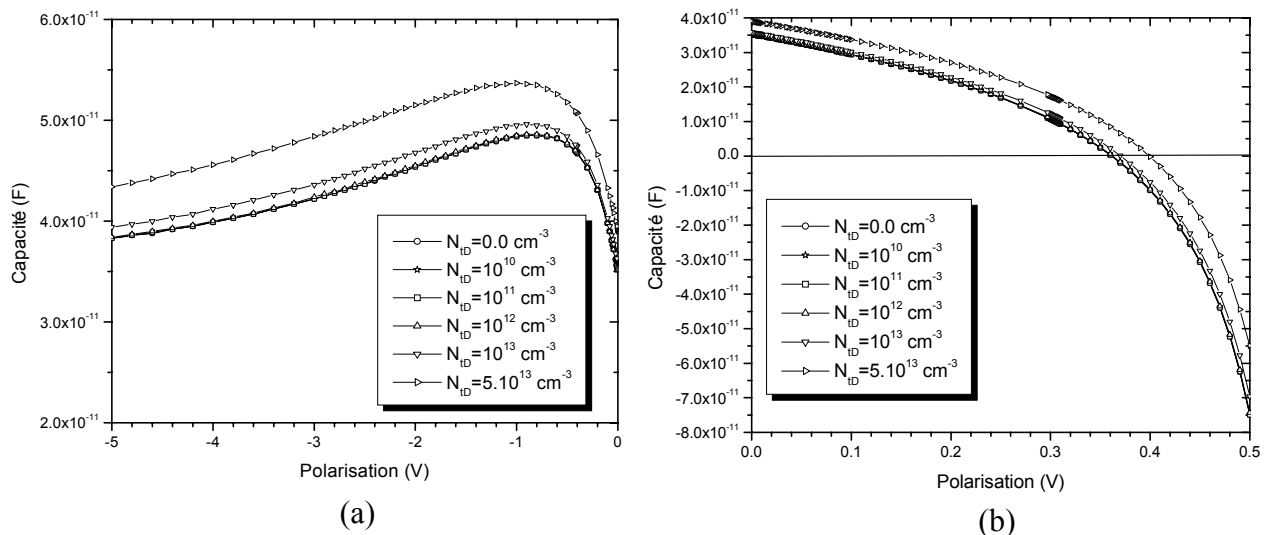


Fig.3.26: (a) Agrandissement de la zone encadrée (1) de la figure 3.25 (polarisation inverse)
(b) Agrandissement de la zone encadrée (2) de la figure 3.25 (polarisation directe)

Les figures 3.26.a et 3.26.b montrent que la capacité pour une tension fixe augmente avec l'augmentation de la densité des pièges donneur (N_{tD}), pour les deux cas de polarisation inverse et directe respectivement.

La représentation de la distribution d'électron et trous permettent d'expliquer cette augmentation de la capacité.

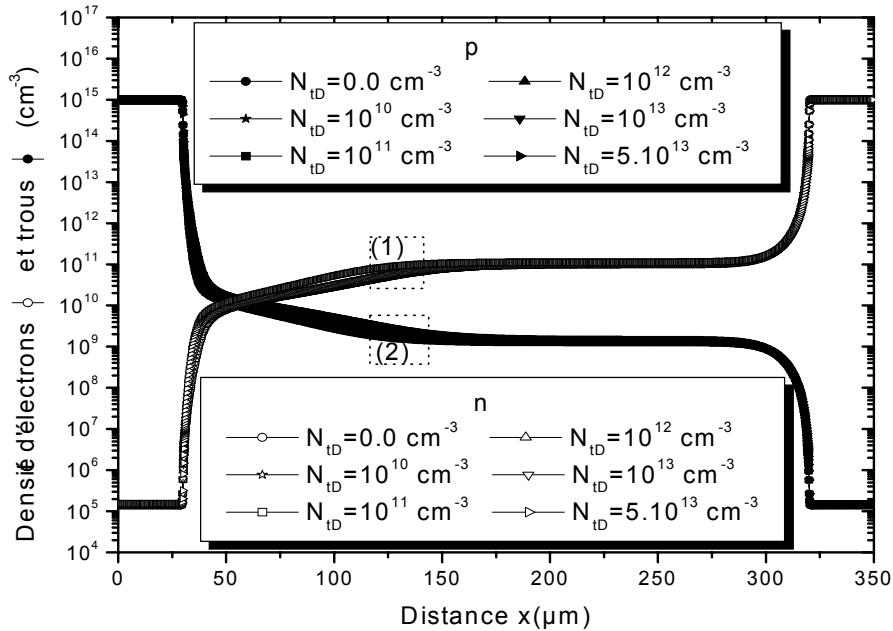


Fig.3.27: Distribution d'électrons et trous pour $V_A = -1V$ (polarisation inverse), $N_{gr} = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et pour différentes densités de N_{tD} .

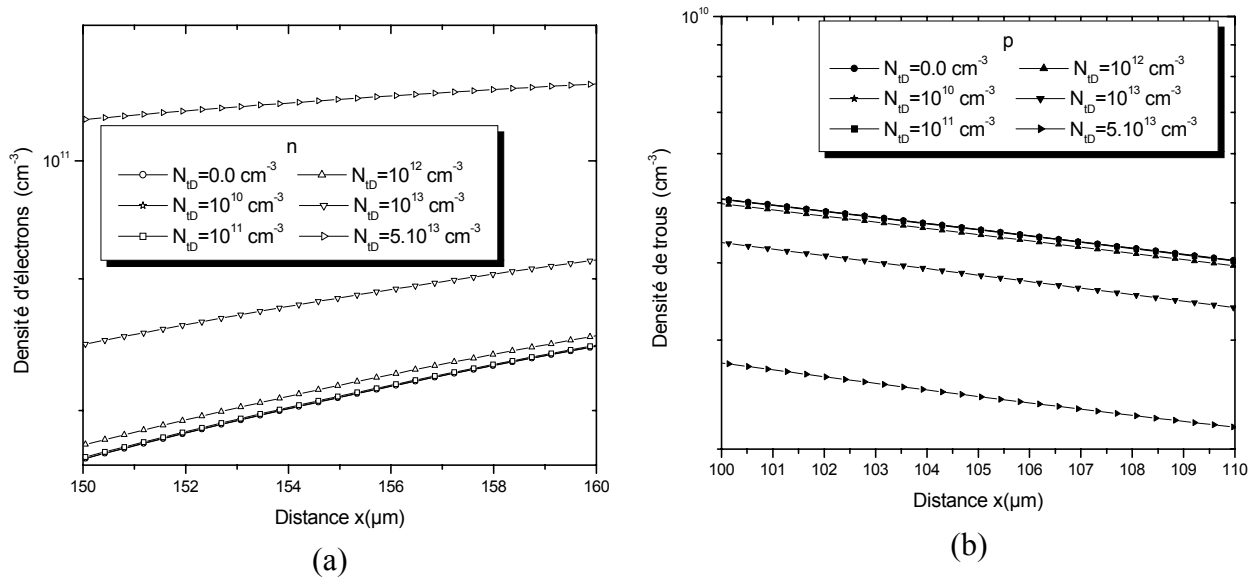


Fig.3.28: (a) Agrandissement de la zone encadrée (1) de la figure 3.27

(b) Agrandissement de la zone encadrée (2) de la figure 3.27

Pour une tension inverse de $-1V$ (Fig.3.28), la densité d'électrons augmente à cause de l'ionisation des pièges donneurs qui génèrent plus des électrons au moment ou les trous diminuent pour restaurer l'équilibre grâce à la présence d'une grande densité des centre de génération-recombinaison ($N_{g-r} = 10^{17} cm^{-3}$), ce qui traduit à une augmentation dans la capacité.

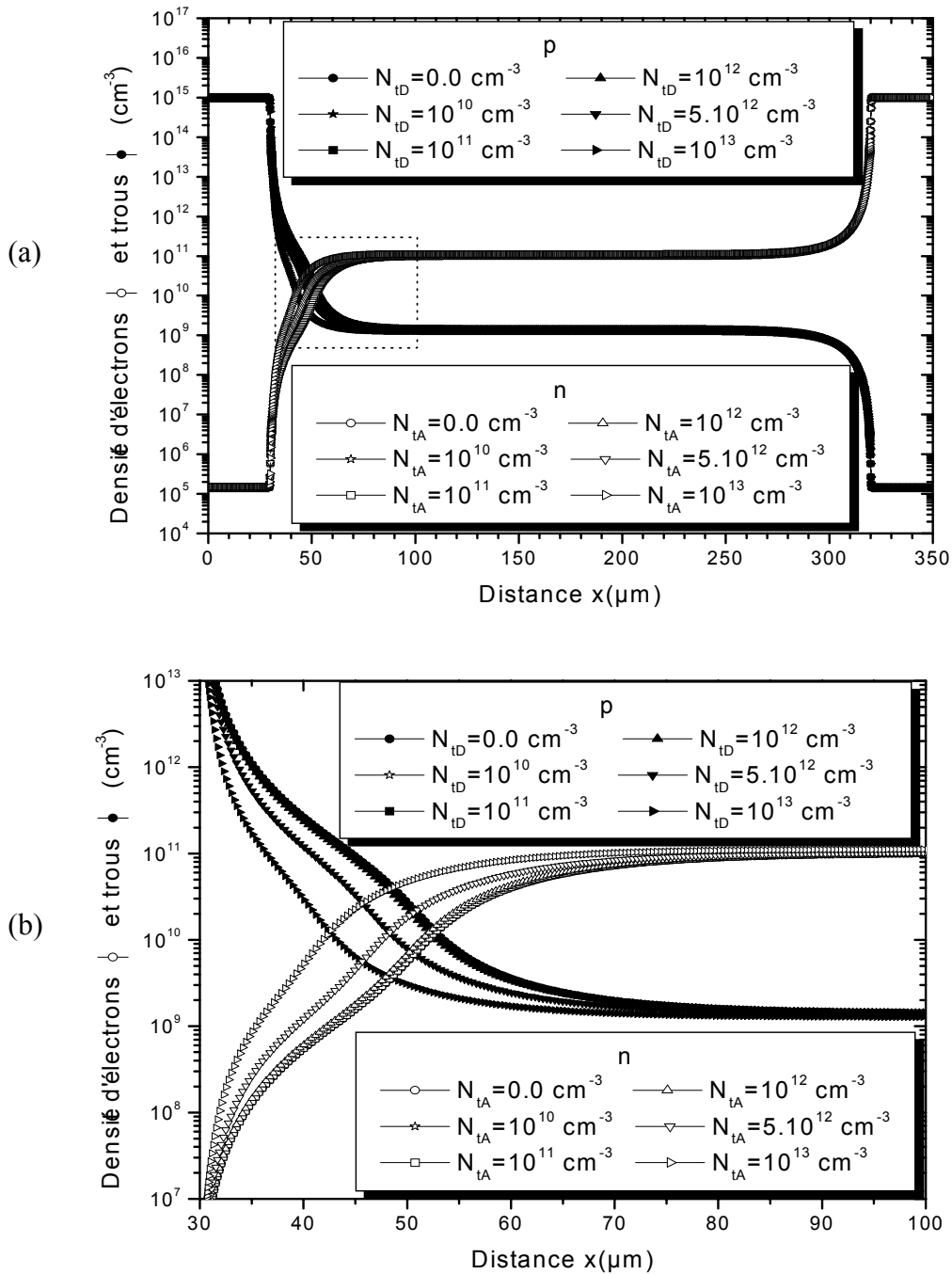


Fig.3.29: a) Distribution d'électrons et trous pour $V_A = 0.4V$ (polarisation directe), $N_{g-r} = 10^{17} cm^{-3}$ et pour différentes densités de N_{ID} . b) Agrandissement de la zone encadrée de la figure (a).

La caractéristique $C(V)$ en polarisation directe, pour différentes densités de N_D (Fig.3.26.b), est interprétés grâce aux résultats représentés dans les figures 3.29.a et b. On observe la même interprétation pour que la polarisation inverse.

3.6 Effet d'inversion de type

La concentration effective est définie par la somme algébrique de tous les types des charges à l'intérieur d'une jonction, c'est à dire la densité de dopage, la densité de piège et les centres de $g - r$. Cette concentration est liée à la tension de déplétion par l'équation suivante (en négligeant V_{bi} devant le tension de déplétion V_d).

$$N_{eff} = \frac{2\epsilon\epsilon_0 V_d}{qd^2} \quad (3.2)$$

Donc la tension de déplétion est linéairement proportionnelle à la densité effective.

Il à été observé Expérimentalement que pour une structure initialement de type n se convertie à de type p (inversion de type) par l'effet d'irradiation. La densité N_{eff} et la tension de déplétion V_d décroissent initialement jusqu'a une valeur minimale ou il commence à croître avec l'effet de radiation, la valeur minimum et le point d'inversion d'un type vers un autre comme montre la figure 3.30. (Bates et al, 1994), (.Pitzl et al, 1992).

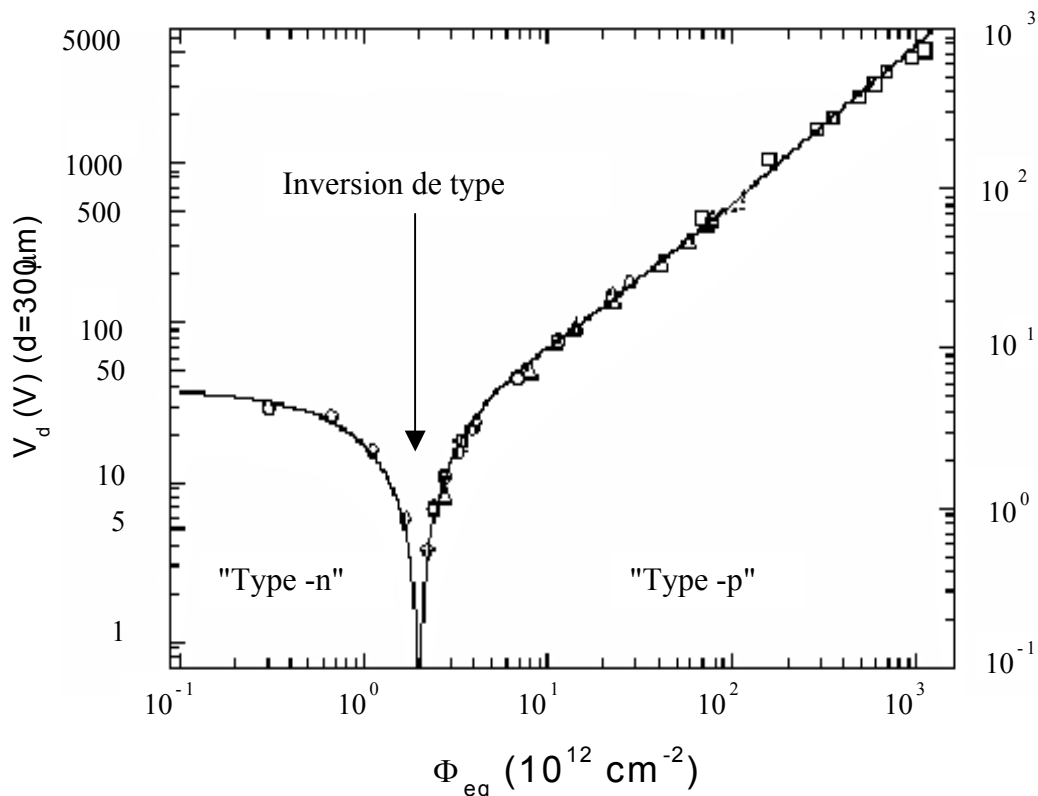


Fig.3.30 : Effet de radiation par différentes valeurs de neutron sur la tension de déplétion V_d et la densité N_{eff} .

Le calcul de la tension de déplétion est délicat et dans la plupart des cas elle se détermine à partir de la caractéristique capacité-tension. La figure 3.31 montre un exemple de calcul de la tension de déplétion.

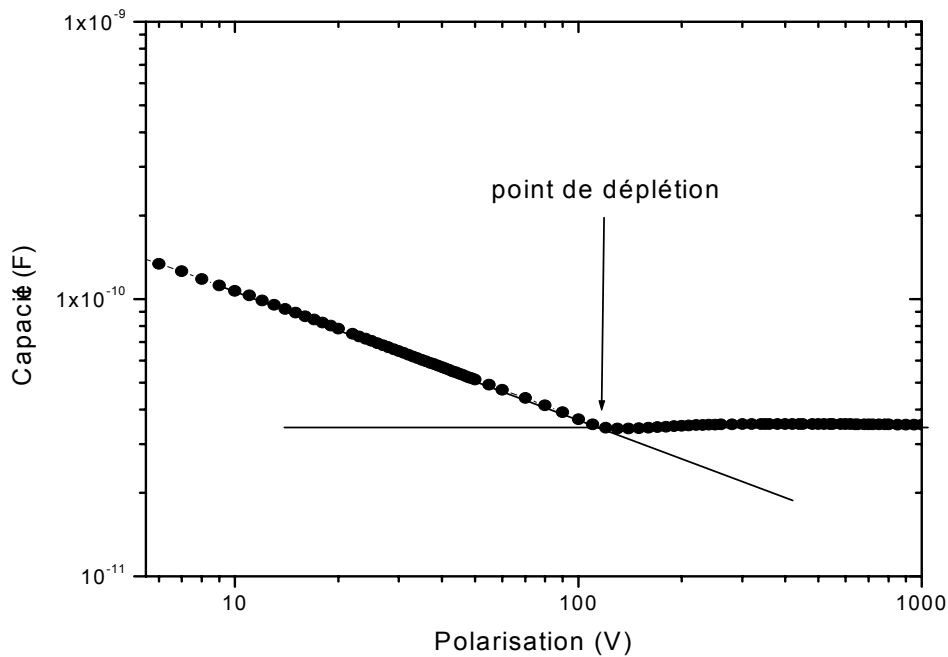


Fig.3.31: Un exemple de calcul de la tension de déplétion (V_d) à partir de la caractéristique C-V en échelle logarithmique. Dans ce cas $V_d = 120$ V.

La tension de déplétion est généralement déterminée graphiquement par le point d'intersection entre le plateau de saturation (la capacité géométrique) et la pente de la forme linéaire en échelle logarithmique comme il est indiqué sur la figure 3.31.

Notre travail de simulation a montré de l'effet d'inversion de type.

On a considéré la région active de la structure p^+nn^+ (initialement de type n), se converti en type p après une valeur de densité de centre de g-r, et plus présence d'une densité de piège accepteur N_{TA} .

Les figures 3.32 et 3.33 montres le phénomène d'inversion pour la tension de déplétion et la densité effective en fonction de la densité de centre de g-r respectivement.

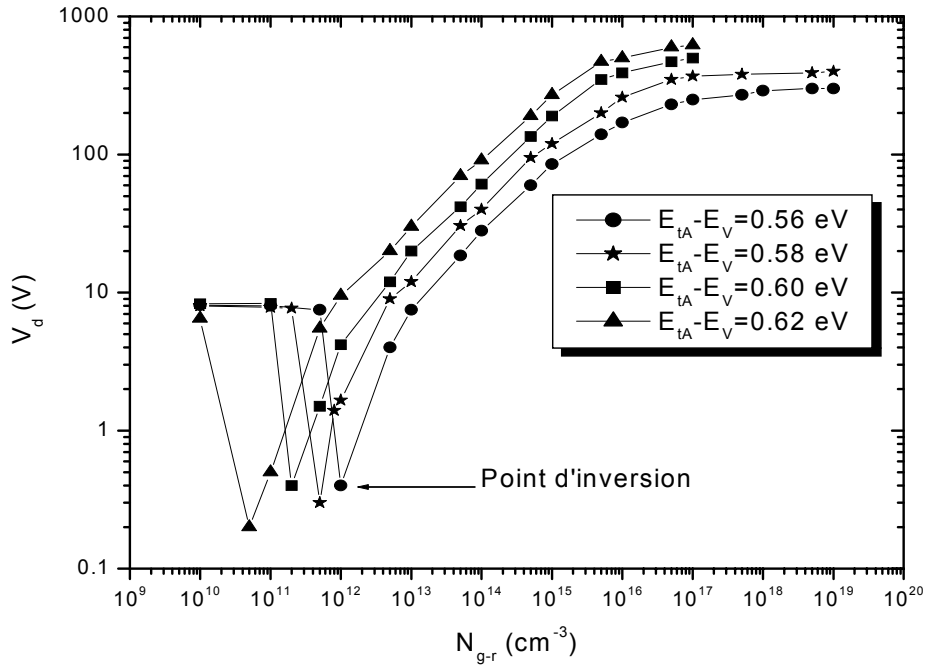


Fig.3.32: Caractéristique $V_d - N_{g-r}$ pour $N_{tA} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et pour différents niveaux (E_{tA}) de piège accepteur.

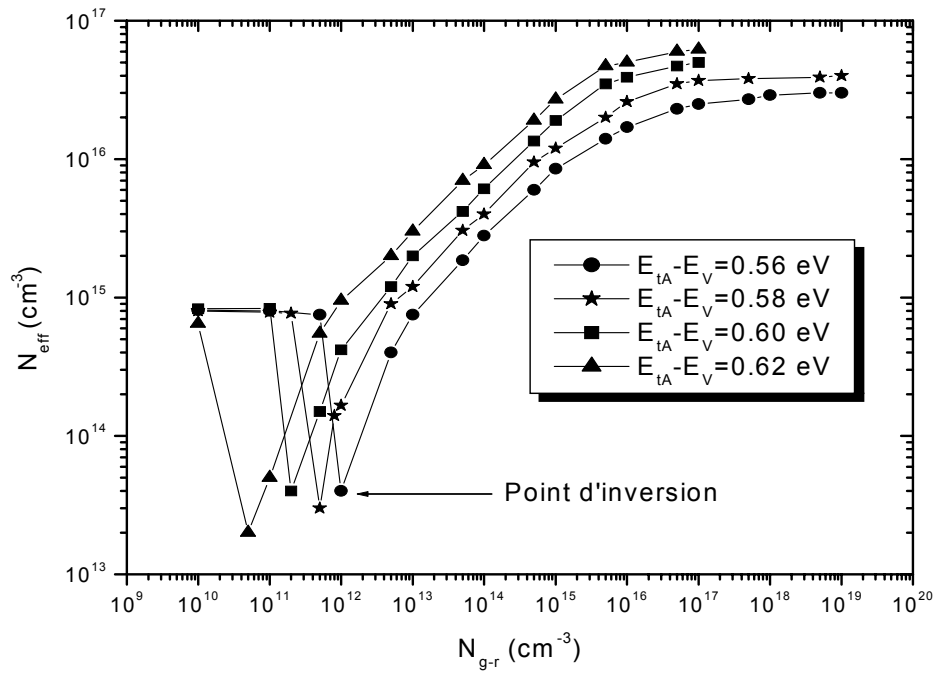


Fig.3.33: Caractéristique $V_{eff} - N_{g-r}$ pour $N_{tA} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et pour différents niveaux (E_{tA}) de piège accepteur.

Les courbes $V_d(N_{eff})$ proviennent de la caractéristique C-V. La densité effective en fonction de N_{g-r} a tiré de l'équation 3.2.

La figure 3.32 montre que l'inversion est se produit facilement à une densité de g-r faible, plus que le niveau de piège est plus profond.

Puisque les pièges et les centres de g-r ont un effet remarquable sur la densité effective (N_{eff}) il l'a aussi sur la résistivité. La densité effective est inversement proportionnelle à la résistivité (eq.2.15).

Conclusion

L'étude présentée dans ce travail est le calcul de la capacité d'une structure p^+nn^+ au silicium utilisé comme détecteur de particules par la méthode de l'énergie potentielle. L'effet de plusieurs paramètres (la densité de centres de g-r, la densité de pièges) ont été étudiés.

Premièrement la méthode de calcul a donné des résultats plus proches de la réalité (résultats expérimentaux).

Deuxièmement la caractéristique $C(V)$ en absence des pièges profonds et des centres g-r a l'allure habituelle calculée analytiquement (capacité conventionnelle).

Mais en présence de centres g-r de densité importante, alors la caractéristique $C(V)$ varie considérablement. Le premier effet remarqué est le pic pour des faibles polarisations inverse. C'est à dire que la capacité augmente lorsque la tension inverse diminue jusqu'au pic où la capacité commence à diminuer et continue à diminuer en polarisation directe vers une capacité négative. Dans ce cas la variation du champ électrique carrée diminuée dans toute la structure vers des valeurs négatives et par conséquent la variation de l'énergie totale change de signe.

En présence des pièges. La forme de la capacité est faiblement affectée par la densité de pièges. Par contre sa valeur augmente avec l'augmentation de la densité de piège donneur et diminue avec l'augmentation de la densité de piège accepteur.

Les radiations créent des pièges et des centres g-r. Ceci peut entraîner un changement dans la concentration du dopant ce qui donne une inversion du type de semi-conducteurs si les pièges créés sont de majorité accepteurs et des centres g-r. L'autre paramètre affecté est la tension nécessaire pour la déplétion totale. Ce paramètre est très important dans le fonctionnement des détecteurs car ils fonctionnent à des tensions égales ou supérieures à V_d .

Malgré des résultats obtenus, beaucoup de travail reste à faire dans ce domaine, on cite par exemple le calcul de deux capacités en série par la méthode conventionnelle. L'étude profonde de l'effet des pièges et des centres de g-r sur les caractéristiques inverses. Dans ce cas la tension de déplétion totale (V_d) peut être très sensible à la température et la fréquence. La capacité d'une diode au silicium irradiée (présence considérable des pièges et des centres de génération-recombinaison) peut être considérablement affectée par la fréquence et la température.

Références

- Angarano M. M., Báder A., Creanza D., de Palma M., Fiore L., Maggi G., My S., Raso G., Selvaggi G., Tempesta P. (1999) *Characterization and simulation of a simple-sided n^+ on n silicon microstrip detector before and after neutron irradiation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 428**, pp.336-347.
- Aurangzeb K. and Masafumi Y., Tadashi H. and Sumio M. (2000) *Evolution of defect complexes in silicon single crystals with heavy fluence 10 MeV proton irradiation*, Journal of Applied Physics, **Vol. 87**, No. 5, pp.2162-2168.
- Beattie L. J., Chilingarov A., Sloan T. (2000) *Forward-bias operation of Si detectors: a way to work in high-radiation environment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 439**, pp.293-302.
- Beattie L., Brodbeck T. J., Chilingarov A., Hughes G., McGarry S., Ratoff P., Sloan T. (1999) *Carrier lifetimes in heavily irradiated silicon diodes*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 421**, pp.502-511.
- Brochi E, Bruzzi M., Pirolo S. and Sciortino S. (1998) *Temperature and Frequency Dependence of the Capacitance of Heavily Irradiated Silicon Diodes*, Solid-State Electronics, **Vol. 42**, No. 11, pp. 2093-2096.
- Bates S.J., Munday D.J., Parker M.A., Anghinolfi F., Chilingarov A., Ciasnohova A., glaser M., Heijne E., Jarron P., Lemeilleur F., Santiard J.C., Bonino R., Clark A.G., Kambara H., Gossling C., Lisowski B., Rolf A., Pilath S., Feick H., Fretwurst E., Lindstrom G., Schultz T., Bardos R.A., Gorfine G.W., Moorhead G.F., Taylor G.N., Tovey S.N. (1994) *Recent results of radiation damage studies in silicon*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 344**, pp.228-236.
- Chmill V., Chuntunov A., Kholodenko A., Vorobiev A., Tsyupa Yu, Porohovnichenko L., Potapov A., Tolbanov O., Okaevich L., Llamra W. (1999) *Investigation of epitaxial GaAs charged particle detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 438**, pp.362-367.

Chmill V.B., Chuntonov A.V., Smol A.V., Vorobiev A.P., Khludkov S.S., Korestski A.A., Potapov A.I., Tolbanov O.P. (1997) "*Radiation resistance of GaAs structures*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A. 395**, pp. 65-70.

Collins P., Barnett I. B. M., Bartalini P., Bell W., Berglund P., de Boer W., Buontempo S., Borer K., Bowcock T., Buytaert J., Casagrande L., Chabaud V., Cochula P., Cindro V., Da Via C., Devine S., Dijkstra H., Dezillie B., Dimcovski Z., Dormond O., Eremin V., Esposito A., Frei R., Granata V., Grigoriev E., Hauler F., Heising S., Janos S., Jungermann L., Li Z., Lourenço C., Mikuz M., Niinikoski T. O., O'Shea V., Palmieri V. G., Paul S., Parkes C., Ruggiero G., Ruf T., Saladino S., Schmitt L., Smith K., Stavitski I., Verbitskaya E., Vitobello F., Zavrtnik M. (2000) *Cryogenic operation of silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 447**, pp.151-159.

Deenapanray P. N. K. and Auret F. D. Ridgway M. C., Goodman I. A., Myburg G. and Malherbe J. B. (1998) *Deep level transient spectroscopy characterization of 1 keV He, Ne, and Ar ion bombarded, epitaxially grown n-Si*, Journal of Applied Physics, **Vol. 84**, No. 5, pp.2565-2570.

Dowding B. (1988), *Principles of electronics*, pp.1-30, Prentice Hall, London.

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

Goodman S. A., Auret F. D., du Plessis M. and Meyer W. E. (1999) *The influence of high-energy alpha-particle irradiation on the spectral and defect properties of a Si photovoltaic detector*, Semicond. Sci.Technol, **Vol. 14**, pp.323-326.

Hadjersi T. (1998) *Fabrication de détecteurs de radiations à semi-conducteurs Si par le procédé planar*, Alg. Rev. Nucl. Sci., **Vol. 2**, No. 1, pp.43-48.

Ivanco J., Dubecky F., Darmo J., Krempascky M., Besse I., Senderak R. (1999) *Semi-insulating GaAs-based Schottky contacts in the role of detectors of ionising radiation: An effect of the interface treatment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A 434**, 158-163.

- Jones B. K. and McPherson M. (1999) *Radiation damaged silicon as a semi-insulating relaxation semiconductor: Static electrical properties*, Semicond. Sci. Technol., **Vol. 14**, pp.667-678.
- Jones B. K., Santana J. and Mcpherson M. (1998), *Negative Capacitance effects in Semiconductor diodes*, Solid-State Electronics, **Vol. 107**, No. 2, pp. 47-50.
- Kurata M. (1982) *Numerical Analysis for Semiconductor Devices*, D.C. Heath and Company, Canada.
- Lindström G. and Fretwurst E., Feick H., Moll M., Vasilescu A., Watts S. J. (2000) *Radiation hard silicon detectors*, communication privée à publier dans Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.
- Mark D. O., Hobson P. R. and Watts S. J. (2000) *Numerical Simulation of Neutron Radiation Effects in Avalanche Photodiode*, IEEE Trans. Electron. Devices. **Vol.47**, No. 3, pp.529-535.
- Masafumi y., Aurangzeb K. and Taylor S. j., Koshi A. and Tsutomu Y., Sumio M. and Takashi A. (1999) *Deep level analysis of radiation-induced defects in Si crystals and solar cells*, Journal of Applied Physics, **Vol. 86**, No. 1, pp.217-223.
- McPherson M. (1997), *Irradiated Silicon Detectors as Relaxation Devices*, PhD Thesis, Lancaster University.
- Niclas K., Jonsson P., Kenneth N., Henry B. and Edvard N. (1998) *Temperature and injection dependence of the Shockley-Read-Hall lifetime in electron-irradiated P-type silicon*, Journal of Applied Physics, **Vol. 83**, No. 8, pp.4206-4212.
- Ogawa M., Matsubayashi H., Ohta H. and Miyoshi T. (1995) *Accurate parameter extraction of heterojunctions based on inverse C-V simulation*, solid-state Electronics **Vol. 38**, No. 6, pp.1197-1207.
- Passeri D., Ciampolini P., Bilei G. M., Casse G., Lemeilleur F. (2000) *Analysis of the transient response of LED-illuminated diodes under heavy radiation damage*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 443**, pp.148-155.

- Pitzl D., Cartiglia N., Hubard B., Hutchinson D., Leslie J., O'Shaughnessy K., Rowe W., Sadrozinski H.F.-W., Seiden A., Spencer E., Ziok H.J., Ferguson P., Holzcheiter K. and Sommer W.F. (1992) *Type inversion in silicon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A. 311**, pp.98-104.
- Patrick R., (1999) *Etude des caractéristiques électriques de détecteurs au silicium dans les condition d'irradiation du LHD*, thèse PhD, Université de Montréal.
- Rogalla M., Battke M., Duda N., Geppert R., Gppert R., Ludwig J., Irsigler R., Schmid Th. & Runge K., Sldner-Rembold A. (1998) "*Radiation damage due to pions and protons in SI GaAs and their influence on the detector performance*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A. 410**, pp.41-45.
- Schmidt D.C and Svemsson B. G., Lindström J. L., Godey S. and Ntsoenzok E., Barbot J. F. and Blanchard C. (1999) *2MeV electron irradiated of silicon at elevated temperatures: Influence on platinum and creation of electrically active defects*, Journal of Applied Physics, **Vol. 85**, No. 7, pp.3556-3560.
- Sergey A. K., Evgeny F. P., Nikolai B. G., Inna F. K., Kury A. K., (1999) *Low-frequency capacitance-voltage characterization of deep levels in film-buffer layer-substrate GaAs structures*, Solid-State Electronics, **Vol. 43**, pp.169-176.
- Streetman B. G. (1990) *Solid-State Electronic Devices*, Wiley (New York).
- Van Roosbroeck W. and Casey H.C. Jr. (1972) *Transport in Relaxation Semiconductors*, Physical Review, (1972), **B5**, pp 2154-2174.
- Zdansky K. (2000) *Quasistatic capacitance-voltage characteristics of plane-parallel structures: Metal/semi-insulator/metal*, Journal of Applied Physics, **Vol. 88**, No. 4, pp.2024-2029.

Annexe

Constantes physiques du Si

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Tension thermique	$\frac{kT}{q}$	0.026	—
Concentration intrinsèque	n_i	1.15×10^{10}	cm^{-3}
Constante de diffusion d'électrons	D_n	37.5	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
Constante de diffusion de trous	D_p	13	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
Densité effective d'états dans la bande de conduction	N_c	2.9×10^{19}	cm^{-3}
Densité effective d'états dans la bande de valence	N_v	1.1×10^{19}	cm^{-3}
Gap d'énergie	E_g	1.12	eV
Longueur de Debey intrinsèque	L_{Di}	24	μm
Résistivité maximale	ρ_{\max}	3.19×10^5	$\Omega \cdot \text{cm}$
Vitesse thermique d'électron	v_{th}	1.075×10^7	cm s^{-1}