

Chapitre 2

Propriétés électriques de diode au silicium irradiée

2.1. Introduction :

Dans ce chapitre, on va présenter les propriétés électriques des détecteurs au silicium qui sont considérés dans ce travail comme des diodes. Il est commode de commencer par les caractéristiques électriques d'une diode (capacité-tension) avant l'irradiation puis on va examiner l'effet des radiations sur ses caractéristiques.

La méthode de déduction des paramètres des détecteurs (la tension de déplétion, la densité effective) à partir de la caractéristique $C - V$ sera ensuite présentée.

2.2. La jonction p-n en équilibre:

Quand la concentration de dopant change abruptement d'un excédent d'accepteurs N_A du côté p en excédent de donneurs N_D sur le côté n, une jonction dite abrupte, est obtenue (figure 2.1).

Du fait que des concentrations des porteurs libres très différents sont présentes, un phénomène de diffusion se produit. Les électrons en excès du côté n migrent vers le côté p alors que les trous se déplacent en sens opposé. Ce transfert laisse la région gauche avec une charge négative nette et la droite avec une charge positive nette, ce qui entraîne la formation d'une charge d'espace (Figure 2.1.a). On devrait noter que dans la région de charge d'espace (en Anglais SCR¹) il n'y a presque aucun porteur libre; pour cette raison ce s'appelle la région de déplétion. Le transfert initial des porteurs à travers la jonction génère un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs de charge libres.

Les propriétés électriques de la jonction peuvent être calculées à partir de l'équation de Poisson pour une dimension:

$$-\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.1)$$

où ψ est le potentiel, $\epsilon\epsilon_0$ est la constante diélectrique du silicium et ρ est la charge totale.

Dans le cas d'un dopage uniforme, la charge ρ est présentée dans la figure (2.1.b)

Pour $x_p < x < 0$ l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.2)$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E = 0$ et $\psi = \psi_p$ en $x = x_p$ on obtient

$$\frac{d\psi}{dx} = \frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_0}(x - x_p) \quad (2.3)$$

$$\psi = \frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0}(x - x_p)^2 + \psi_p \quad (2.4)$$

¹ - Space Charge Region

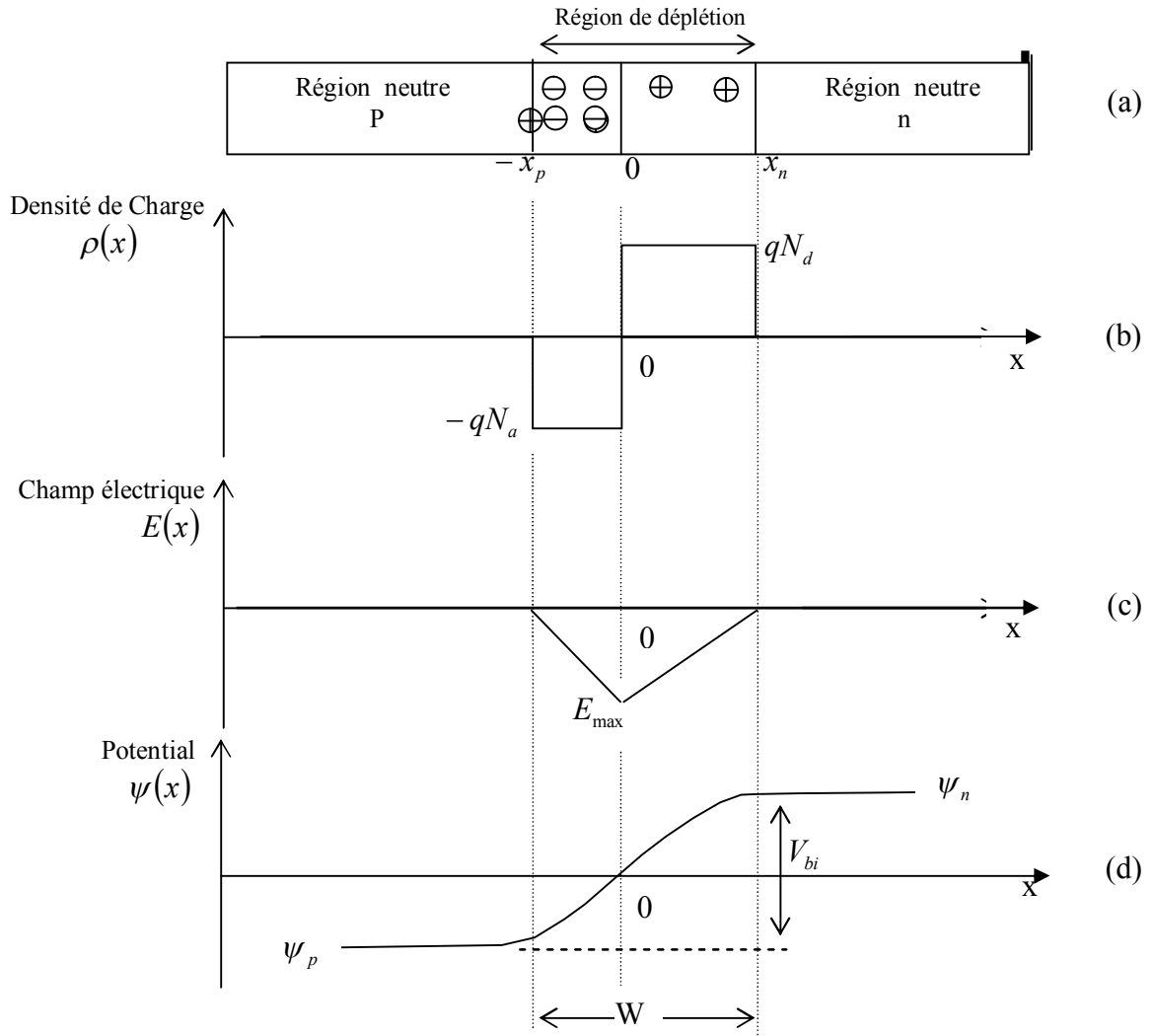


Figure.2.1 : Représentation schématiquement d'une jonction pn d'épaisseur d , déplétée e sur une longueur W suite à la diffusion de porteurs majoritaires. a) La jonction pn. b) La distribution de charge. c) Le champ électrique. d) Le potentiel électrique.

Pour $0 < x < x_n$ l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.5)$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E = 0$ et $\psi = \psi_n$ en $x = x_n$ on obtient

$$\frac{d\psi}{dx} = -\frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_0}(x - x_n) \quad (2.6)$$

$$\psi = -\frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}(x-x_n)^2 + \psi_n \quad (2.7)$$

Le champ électrique est dirigé suivant x et donné par $E = -\frac{\partial\psi}{\partial x}$, soit

$$\text{Pour } x_p \prec x \prec 0 \quad E = -\frac{eN_A}{\epsilon_0\epsilon}(x-x_p) \quad (2.8)$$

$$\text{Pour } 0 \prec x \prec x_n \quad E = \frac{eN_D}{\epsilon_0\epsilon}(x-x_n) \quad (2.9)$$

Les variations du champ électriques et du potentiel sont représentées sur les figures (2.1.c et d).

On obtient l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace (W) en écrivant la continuité du potentiel en $x = 0$:

$$\frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0}x_p^2 + \psi_p = -\frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}x_n^2 + \psi_n \quad (2.10)$$

Soit

$$V_{bi} = \psi_n - \psi_p = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0}(N_Dx_n^2 + N_Ax_p^2) \quad (2.11)$$

où V_{bi} est la tension correspondant à la différence de potentielle entre les régions n et p s'appelle la tension de diffusion ou interne (bi :barrière interne).

En utilisant l'équation de neutralité $N_Ax_p = N_Dx_n$, avec $W_p = |x_p| = -x_p$ et $W_n = |x_n| = x_n$, l'expression (2.11) s'écrit sous l'une ou l'autre des formes suivantes :

$$V_{bi} = \frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0}W_n^2 \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) = \frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0}W_p^2 \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right) \quad (2.12)$$

Ce qui donne pour $W = W_n + W_p$ (en utilisant les équations 2.11 et 2.12) l'expression :

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}} \quad (2.13)$$

Dans le cas d'une jonction $p-n$ abrupte, un côté est généralement plus dopé que l'autre et la neutralité globale de charge qui implique que la région de déplétion de l'épaisseur W prolonge beaucoup plus loin dans le côté moins dopé du dispositif.

La tension de diffusion V_{bi} peut être obtenue à partir de l'équation (2.13) :

$$V_{bi} = \frac{eN_D W^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad , \text{ si le coté p est plus dopé} \quad (2.14)$$

$$V_{bi} = \frac{eN_A W^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad , \text{ si le coté n est plus dopé} \quad (2.15)$$

En réalité, le semi-conducteur n'est pas purement de type n ou p. La densité de dopage est couramment remplacée par une densité effective. Si le semi-conducteur est de type n :

$$N_{eff} = N_D - N_A \quad (2.16)$$

2.3. La jonction p-n hors équilibre :

Il est possible d'augmenter la largeur du SCR en appliquant une différence potentielle inverse externe V du même signe que V_{bi} . On dit que la jonction p-n est polarisée en inverse.

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_{eff}} (V_{bi} + V)} \quad (2.17)$$

N_{eff} est la dopage de la région moins dopée.

Il est évident de l'équation (2.17) que la zone de déplétion augmente avec la tension de polarisation inverse appliquée jusqu'à ce que les porteurs libres soient enlevés du volume entier de la structure. C'est la tension de déplétion totale donnée par :

$$\begin{aligned}
 V_{dep} &= \frac{eN_{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} W_{max}^2 - V_{bi} \\
 &= \frac{eN_{eff}}{2\epsilon_0\epsilon} d^2 - V_{bi}
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

d : La longueur de la jonction, que W_{max} peut prendre.

2.3.1. Les caractéristiques capacité-tension (C-V) d'une jonction p-n polarisée en inverse:

La capacité de la jonction polarisée en inverse est donnée par :

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dW} \frac{dW}{dV} \tag{2.19}$$

où dW , l'élargissement de la région d'épuisement provoquée par l'augmentation de la tension de barrière et dQ est la variation de charge correspondante aux deux côtés de la jonction

La charge est donnée par :

$$Q = eN_{eff}AW \tag{2.20}$$

où A est la surface de la diode.

La largeur W de la région épuisée est donnée par 2.17 (en négligeant V_{bi} devant V dans 2.17)

Après avoir différencié les équations (2.20) et (2.17), on obtient :

$$C(V) = A \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 N_{eff}}{2}} \sqrt{\frac{1}{V}} = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{W} \tag{2.21}$$

Il est clair de (2.21) que la capacité diminue avec l'augmentation de la tension inverse.

Pour la déplétion totale ($V = V_{dep}, W = d$), la capacité atteint une valeur saturée totale

$$C_0 = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{d} \quad (2.22)$$

où C_0 est la capacité géométrique.

2.4. Détecteurs au silicium irradiés:

2.4.1. Effets macroscopiques des endommagements d'irradiation:

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 [23]. Ces défauts forment des niveaux énergétiques profonds dans le gap du semi-conducteur et donc affectent les caractéristiques électriques du détecteur. Leurs effets principaux sont 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.

2.4.2. Les caractéristiques C-V des détecteurs irradiés:

On a vu que la capacité d'une diode non irradiée est proportionnelle à $1/\sqrt{V}$ (l'équation 2.15). Expérimentalement, la caractéristique $C(V)$ du détecteur au silicium irradié présente une déviation de la forme habituelle. 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 (2.2) présente un exemple du résultat expérimental de la caractéristique $C(V)$ d'une structure au silicium p-i-n irradiée, d'épaisseur 300μm. Cette diode est irradiée par différentes valeurs des neutrons à 300K [24].

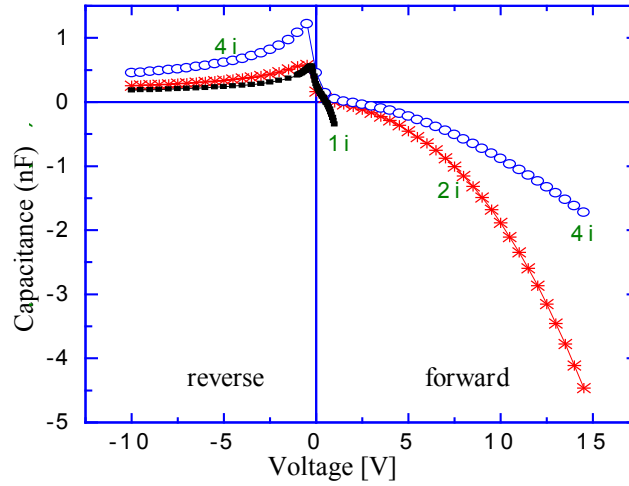


Figure 2.2 : La caractéristique $C(V)$ d'une diode au silicium irradié par une fluence croissante (1i, 2i, 4i) à 300 K d'après la référence [24].

Autre exemple du résultat expérimental dans le cas de polarisation inverse est présenté dans la figure (2.3) :

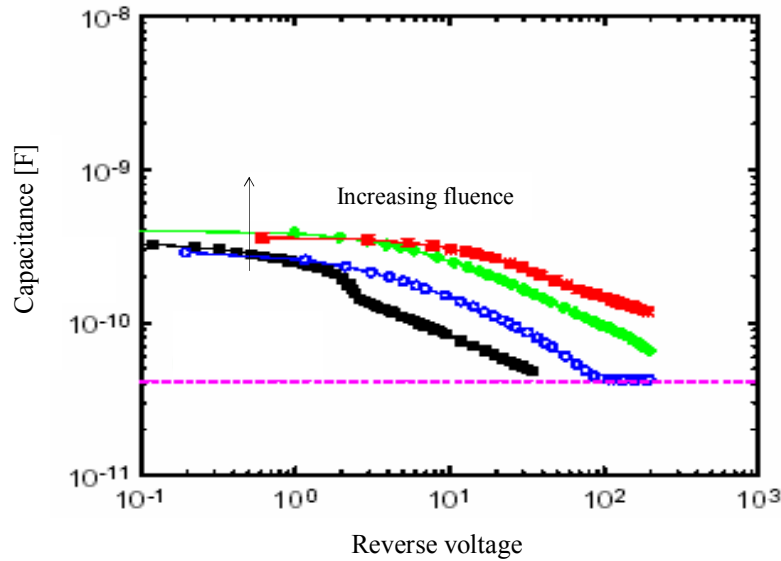


Figure 2.3 : La caractéristique $C-V$ en échelle logarithmique d'une diode au silicium irradié par différentes fluences d'après la référence [25].

2.4.3. Tension de déplétion V_{dep} :

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

La concentration effective N_{eff} est liée à la tension de déplétion V_{dep} par la relation suivante :

$$|N_{eff}| = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{ed^2} V_{dep} \quad (2.23)$$

2.4.4. La Concentration effective de dopage N_{eff} :

La concentration effective de dopage N_{eff} est un paramètre affecté par l'irradiation. Il est observé expérimentalement que cette concentration diminue puis augmente avec l'accroissement de la fluence de l'irradiation [26]. La concentration effective de dopage qui déterminé à partir de la tension de déplétion est montrée dans la figure (2.4). Il est observé expérimentalement que pour une structure initialement de type n se convertie à de type p (inversion de type) par l'effet d'irradiation.

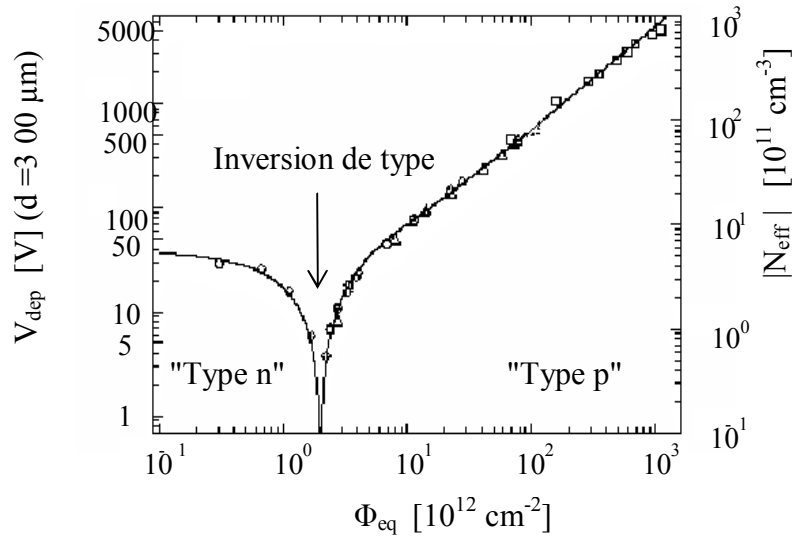


Figure 2.4 : Changement de la tension de déplétion et la concentration efficace absolue après l'irradiation d'après la référence [26].

À basse fluence, la densité N_{eff} et la tension de déplétion V_{dep} décroissent jusqu'à une valeur minimale. À $\Phi \approx 10^{12}$ où il commence à croître avec l'effet de radiation, la valeur minimale est le point d'inversion d'un type vers un autre.

Ainsi, dans le cas d'un semi-conducteur initialement de type n, la dépendance de la densité

effective avec la fluence peut être modélisé par la formule empirique suivante [27],

$$N_{eff}(\Phi) = N_D \exp(-C_D \Phi) - N_A + \beta \Phi \quad (2.24)$$

N_A : La concentration des accepteurs superficiels.

N_D : La concentration des donneurs superficiels.

C_D : Le taux de l'élimination des donneurs.

β : Le taux d'introduction des défauts

Φ : La fluence

Par analogie, si le semi-conducteur de type p est converti à de type n par l'irradiation, une formule similaire à (2.24) peut être écrite pour la densité effective.

$$N_{eff}(\Phi) = N_A \exp(-C_A \Phi) - N_D + \beta \Phi \quad (2.25)$$

2.4.5. Les taux d'introduction des centres de recombinaison α et pièges β :

La densité des défauts N_{gr} et N_T (centres de recombinaisons et pièges) est proportionnelle à la fluence. Cette proportionnalité est appelée taux d'introduction et peuvent être écrites sous la forme [24]:

$$N_T = \beta \Phi \quad (2.26)$$

$$N_{gr} = \alpha \Phi \quad (2.27)$$

où

α : Le taux d'introduction des centres de recombinaison

β : Le taux d'introduction des pièges