Chapitre II. La Jonction PN

Une jonction pn est constituée par la juxtaposition de deux régions de types différents d'un même monocristal de semiconducteur. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs, Nd-Na, passe d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type n. La diffusion des porteurs libres de part et d'autre de la jonction fait apparaître une charge d'espace résultant de la présence des donneurs et accepteurs ionisés, dont les charges ne sont plus intégralement compensées par celles des porteurs libres.

Il s'établit alors, au voisinage de la jonction métallurgique, un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires. L'équilibre thermodynamique est établi lorsque la force électrique, résultant de l'apparition du champ, équilibre la force de diffusion associée aux gradients de concentration de porteurs libres

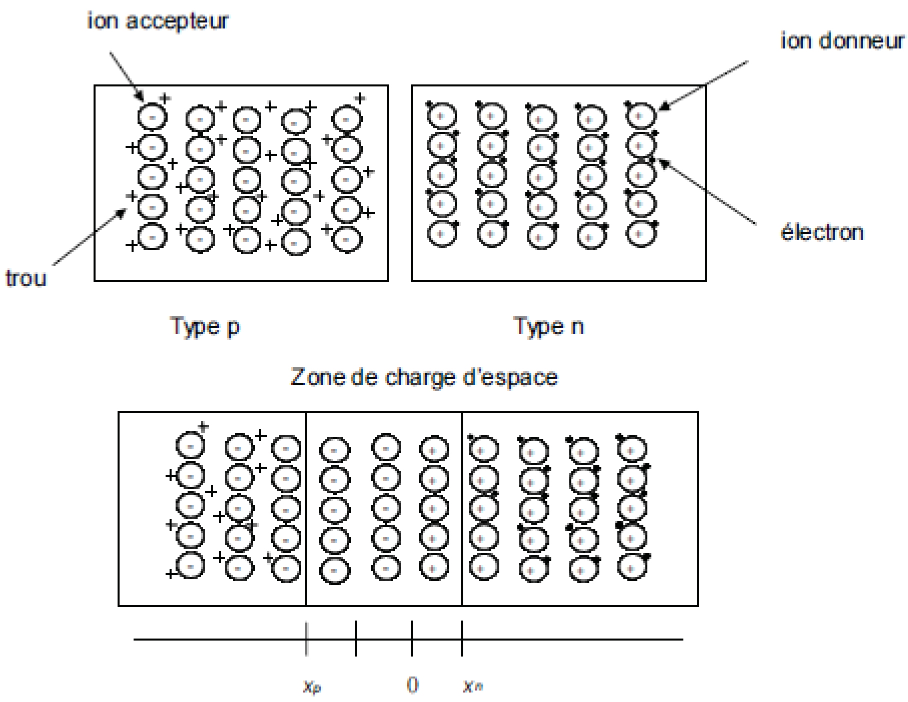

Figure II.1 : La jonction pn

La jonction pn est une structure de base dans les composants. Les composants étant formés de semiconducteurs dopés de manière différente, les jonctions pn ou np sont présentes aux interfaces. Il est donc indispensable de bien comprendre les phénomènes physiques qui s'y manifestent.

II.1 Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

Dans le modèle de la jonction abrupte, la différence Nd-Na passe brutalement dans le plan x = 0, d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type n (Fig. II.2.a).
Quand deux semiconducteurs de type p et de type n sont mis en contact (au sens métallurgique du terme), les trous, majoritaires dans la région de type p, diffusent vers la région de type n. Il en est de même pour les électrons, dans l'autre sens (Fig II.1). La diffusion des porteurs libres de part et d'autre de la jonction fait apparaître une charge d'espace résultant de la présence des donneurs etaccepteurs ionisés, dont les charges ne sont plus intégralement compensées par celles des porteurs libres.

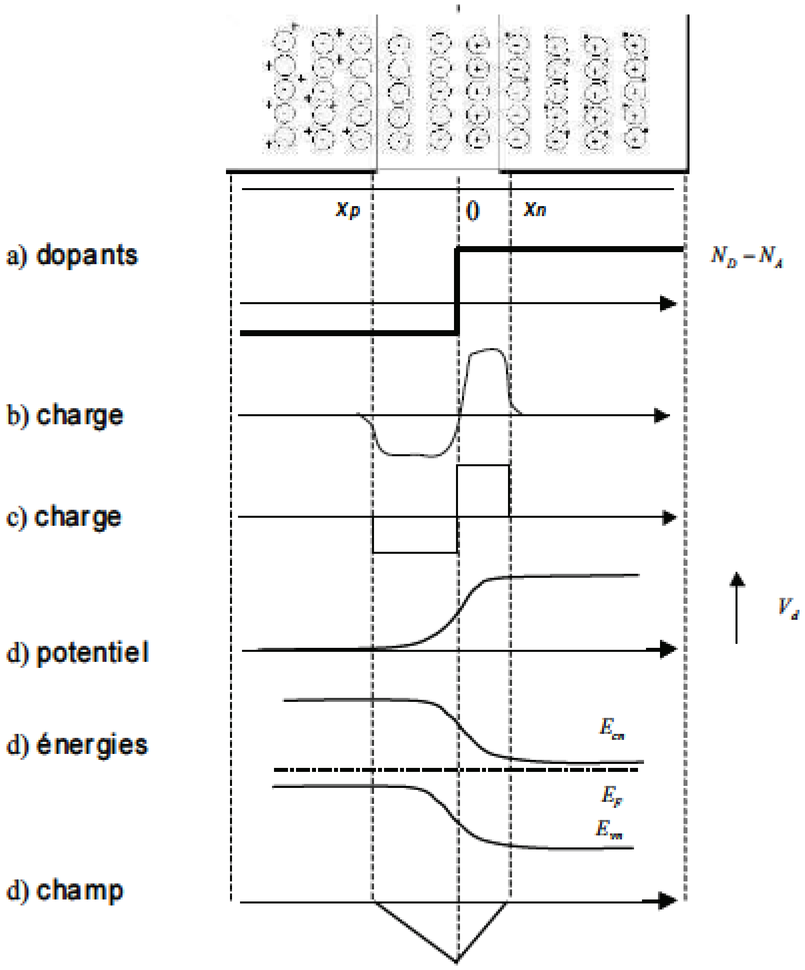

Figure II.2 Jonction pn à l'équilibre thermodynamique

Les densités de porteurs libres dans chacune des régions sont alors données par :

$$n_n = N_d \qquad p_n = n_i^2 / N_d$$
$$n_p = n_i^2 / N_a \qquad p_p = N_a$$

En supposant tous les donneurs et accepteurs ionisés, la charge d'espace dans chacune des régions de la jonction s'écrit :

$$\rho(x) = e\left[N_d - N_a + p(x) - n(x)\right]$$

nous supposerons que la zone de charge d'espace est entièrement dépeuplée de porteurs libres et limitée par des frontières abruptes d'abscisses xn et xp . La densité de charge s'écrit dans cette hypothèse :

$$\begin{aligned}
\rho(x) &= 0 && \text{pour} \quad x < x_p \ \text{ et } \ x > x_n \\
\rho(x) &= -\,e\,N_a && \text{pour} \quad x_p < x < 0 \\
\rho(x) &= e\,N_d && \text{pour} \quad 0 < x < x_n
\end{aligned}$$

II.1.2. Tension de diffusion

La présence d'une charge d'espace entraîne l'existence d'un champ électrique et d'une variation de potentiel. Le potentiel varie d'une valeur Vp dans la région neutre de type p, à une valeur Vn dans la région neutre de type n (Fig. II-1-d).

La différence de potentiel entre ces deux régions constitue une barrière de potentiel que l'on appelle tension de diffusion, en raison du fait que c'est la barrière qui équilibre les forces de diffusion :

$$V_d = V_n - V_p$$

On peut calculer la tension Vd en écrivant simplement que la structure est en équilibre thermodynamique. Qui consiste à écrire que le niveau de Fermi est horizontal dans toute la structure.

Écrivons que le niveau de Fermi est le même dans toute la structure. Les densités d'électron dans chacune des régions s'écrivent :

$$n_n = N_c e^{-(E_{cn} - E_F)/kT}$$
$$n_p = N_c e^{-(E_{cp} - E_F)/kT}$$

ce qui permet d'écrire :

$$E_{cp} - E_{cn} = kT\ Ln\frac{n_n}{n_p} = kT\ \ Ln\ \frac{N_d N_a}{n_i^2}$$

La différence d'énergie Ecp-Ecn n'est autre que la différence d'énergie potentielle des électrons de conduction entre la région de type p et la région de type n.

$$V_d = V_n - V_p = (E_{cp} - E_{cn})/e$$

La tension de diffusion est par conséquent donnée par l'expression :

$$V_d = \frac{kT}{e} \; Ln \; \frac{N_d \, N_a}{n_i^2}$$

II.1.3 Potentiel et champ électriques dans la zone de charge d'espace

Pour obtenir le potentiel et le champ électriques, Il suffit d'intégrer l'équation de Poisson avec la densité de charge donnée par les équations :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$

Pour xp< x < 0 l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{eN_a}{\varepsilon}$$

En intégrant deux fois avec les conditions E = 0 et V=Vp et en x= xp on obtient :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{eN_a}{\varepsilon}(x - x_p)$$

$$V = \frac{eN_a}{2\varepsilon}(x - x_p)^2 + V_p$$

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

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{eN_d}{\varepsilon}$$

En intégrant deux fois avec les conditions E = 0 et $V=V_n$ et $x= x_n$ on obtient :

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{eN_d}{\varepsilon}(x - x_n)$$

$$V = -\frac{eN_d}{2\varepsilon}(x - x_n)^2 + V_n$$

Le champ électrique est dirigé suivant x et donné par $E = - dV/ dx$, soit :

$$\text{pour } x_p < x < 0 \qquad E = -\frac{eN_a}{\varepsilon}(x - x_p)$$

$$\text{pour } 0 < x < x_n \qquad E = \frac{eN_d}{\varepsilon}(x - x_n)$$

Les variations du potentiel et du champ électriques sont représentées sur les figures (II.2.2.d et f).

II.1.4. Largeur de la zone de charge d'espace

L'extension de la zone de charge d'espace totale, *W*, est égale à la somme des deux zones en vis-à-vis. W peut être exprimé en fonction de x_p et des dopages :

$$W = xp + xn = x_p \left(1 + \frac{x_n}{xp} \right) = x_p \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right)$$

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_o}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A.N_D} |V_D|}$$

Si $N_D >> N_A$, $x_n << x_p$, alors :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_o}{q} \frac{1}{N_A} |V_D|}$$

Etude de la jonction pn polarisée

L'application d'une différence de potentiel sur les contacts aux extrémités des couches n et p, va se reporter au niveau de la zone de charge d'espace qui s'étend de part et d'autre de la jonction métallurgique, la conduction des zones dopées étant suffisante. En d'autres termes, cela signifie que les couches quasi-neutres n et p se comportent comme des équipotentielles. Cela sera vrai tant que la densité totale de courant drainée restera "faible" vis-à-vis de la résistance des couches. Autrement dit, tant que la chute de potentiel dans les couches quasi-neutres reste négligeable vis-à-vis de la tension appliquée.

Si la différence de potentiel appliquée a tendance à diminuer le champ électrique existant à l'équilibre thermodynamique, elle facilitera le phénomène de diffusion aux dépens du phénomène de dérive dans le champ électrique. Le gradient de concentration de part et d'autre de la zone de charge d'espace est alors important et le courant de diffusion correspondant peut être important. Une autre façon de présenter le phénomène consiste à considérer que la barrière de potentiel est abaissée celle-ci s'opposant moins au transfert des porteurs par diffusion.

Dans le cas où la différence de potentiel aurait tendance à augmenter le champ électrique, le phénomène de diffusion est défavorisé aux dépens du phénomène de dérive dans le champ electrique.

Polarisation directe et inverse

De l’analyse précédente, nous pouvons représenter sur la figure II.6 les conditions de polarisation directe : pour la polarisation inverse, il suffit d’inverser le sens du générateur continue.

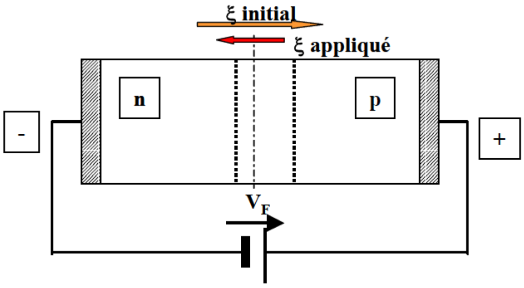

Figure II.6 : Polarisation directe de la jonction pn. Une tension positive est appliquée sur la zone p. Le champ interne à la jonction est alors diminué. Le courant peut devenir important en raison de la possibilité de diffusion des porteurs.

Polarisation **directe** : borne **+** sur la **zone p**,
borne **–** sur la **zone n**,
le champ électrique appliqué diminue le champ interne initial,
moyen mnémotechnique : **p**ositif sur **p**, **n**égatif sur **n**

Polarisation **inverse** : borne **-** sur la **zone p**,
borne **+** sur la **zone n**,
le champ électrique appliqué augmente le champ interne initial.

Jonction Polarisée en inverse

Pour polariser le jonction , une tension faible V_{inv}, négative est appliqué sur la partie P alors que la partie N est la référence. La tension V_{inv} appliquée entraine une augmentation :

- De la hauteur de barrière énergétique entre la région P et N qui devient $q(V_{\Phi} + V_{inv})$
- De l’étendu $W(V_{inv})$ de la ZCE :
-

$$W(V_{inv}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}{q}\left(\frac{1}{N_a}+\frac{1}{N_d}\right)(V_\varphi + V_{inv}} \; > Wo$$

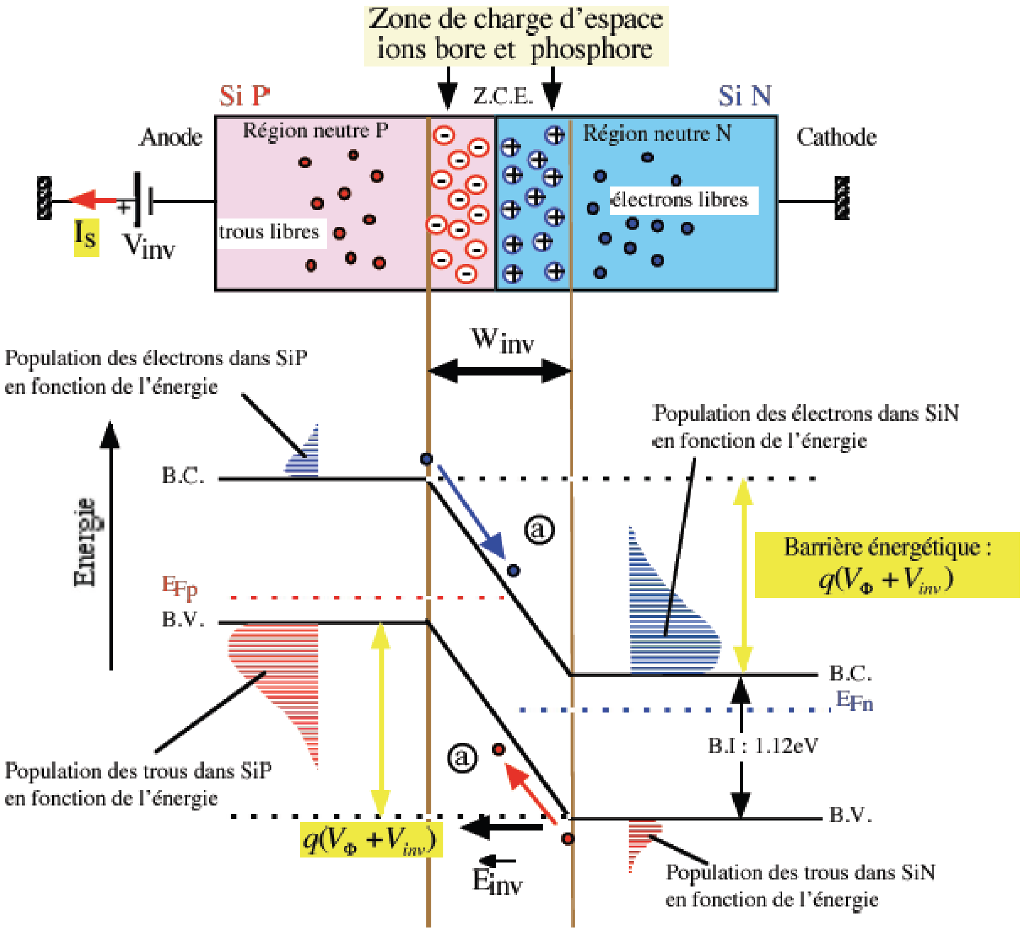

Figure II.7 : jonction polarisée en inverse

Jonction Polarisée en Directe

Pour polariser le jonction , une tension V_{dir}, positive est appliquée sur la partie P alors que la partie N est la référence. La tension V_{dir} appliquée entraine une diminution :

- De la hauteur de barrière énergétique entre la région P et N qui devient $q(V_\Phi - V_{dir})$
- De l'étendu $W(V_{dir})$ de la ZCE :
-

$$W(V_{dir}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}{q}\left(\frac{1}{N_a}+\frac{1}{N_d}\right)(V_\varphi - V_{dir})}$$

Le courant total qui circule dans la jonction est :

$$I_A = I_s(\exp\left(\frac{V_{dir}}{U_T}\right) - 1) \qquad \text{avec} \qquad U_T = kT$$

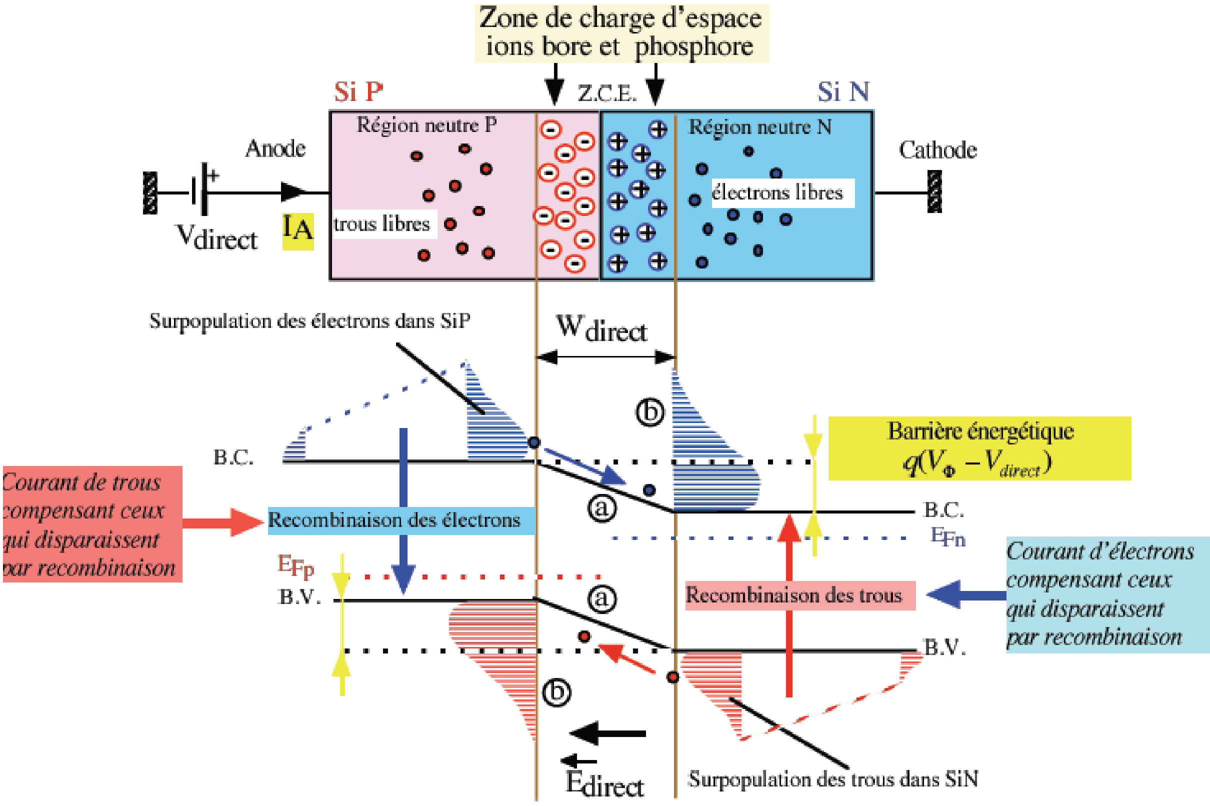

Figure II.8 : jonction polarisée en directe