

Université de Jijel Mohammed Seddik BENYAHIA

Département de Physique

3^{ème} année Licence Physique des matériaux (S6)

Module : Physique des semiconducteurs

Cours

Chapitre: Jonction PN

(1^{ère} partie)

La Jonction PN

1. Structure des jonctions PN

Une jonction PN est la mise en contact entre un semi-conducteur type N et un semi-conducteur type P issus d'un même cristal.

1.1 Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

Un semiconducteur présente une jonction PN abrupte à dopage uniforme si la différence des densités de donneurs et d'accepteurs $N_D - N_A$ passe « brusquement » d'une valeur négative pour la région P à une valeur positive pour la région N. La loi de variation de cette différence est donnée par deux constantes pour une jonction dite abrupte

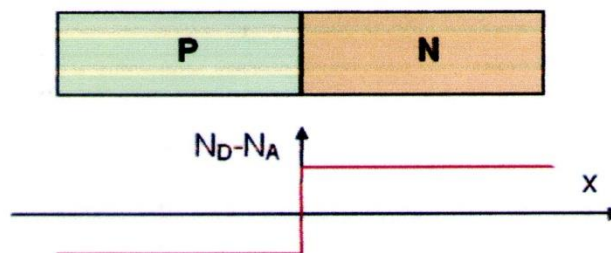


Figure 1 : Variation de la différence de densités de donneurs et d'accepteurs pour une jonction abrupte

Les jonctions abruptes sont matérialisées dans les jonctions diffusées dont une région est peu profonde et fortement dopée. Il existe d'autres types de jonctions comme les jonctions exponentielles, linéaires, etc.... Cependant l'étude d'une jonction abrupte étant plus simple et de plus aisément généralisable à une jonction quelconque, nous adopterons que ce seul modèle dans cette étude.

1.2 Jonction PN à l'équilibre thermodynamique

1.2.1 Description

La figure 2 permet de mieux comprendre l'effet du rapprochement des deux semi-conducteurs sur le bilan électronique de la jonction. Nous observons ainsi qu'à proximité de la jonction les électrons de conduction excédentaires coté N passent coté P pour se recombiner avec des trous : c'est un phénomène de diffusion qui se crée grâce à la différence des concentrations.

Ainsi, une charge d'espace statique négative se crée coté P et une charge d'espace statique positive se crée coté N qui va donner lieu à un champ électrique E_i lié à la présence des ions se trouvant au voisinage de la jonction. Ce champ donne naissance à une région dépeuplée de charges mobiles au niveau de la jonction : c'est appelé zone de charge d'espace ou zone de déplétion.

Ce champ freine le processus de diffusion des porteurs majoritaires et favorise le passage des minoritaires : c'est le courant de saturation I_s . Ce courant permet quand même, la traversée de quelques porteurs majoritaires d'énergie suffisante, ce qui provoque la création d'un faible courant de diffusion I_D qui est de sens opposé à celui de I_s .

A l'équilibre, aucun courant ne circule à travers la jonction et par suite le courant résultant est nul :

$$I = I_D - I_s = 0 \quad (1)$$

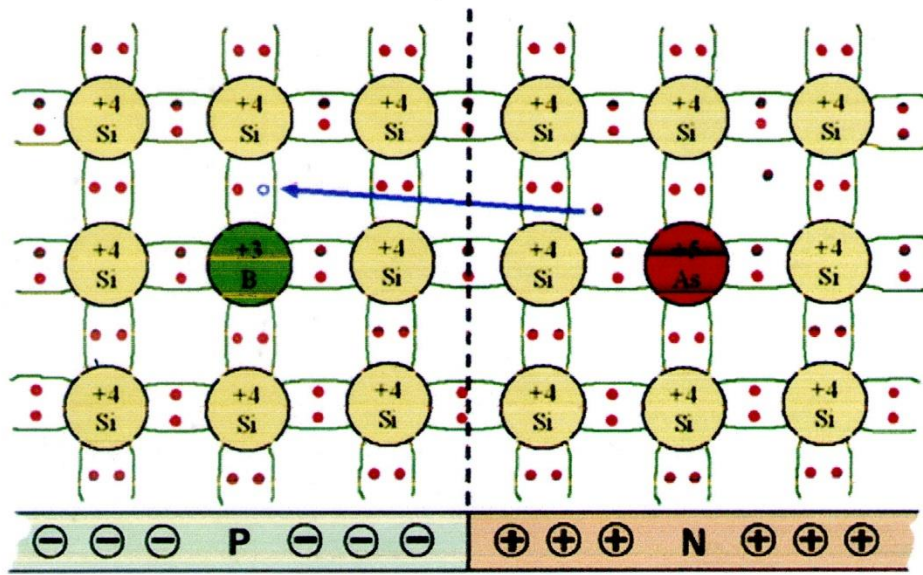


Figure 2 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour une jonction PN de semi-conducteurs silicium (Si). Le dopage N est obtenu par de l'arsenic (As) et le dopage P par du Bohr (B).

En raison de la présence, dans cette zone, d'un champ électrique intense, la densité de porteurs libres dans cette région est négligeable à l'équilibre thermodynamique. En outre les frontières entre la zone dépeuplée et les zones neutres de la jonction sont très abrupte

1.2.2 Hypothèses

- On suppose la recombinaison au niveau de la jonction nulle
- On traite la cas stationnaire (régime permanent)
- On doit résoudre l'équation de Poisson pour déterminer le potentiel $V(x)$ du semiconducteu.

Après la mise en contact des deux semi-conducteurs de dopage différent, une barrière de potentiel pour les trous et les électrons est constituée. En effet, la double couche de charges négatives coté P et positives coté N, crée un champ électrique dirigé de N vers P qui empêche la diffusion et maintient la séparation des trous coté P et des électrons coté N.

Par ailleurs à cause de cette double couche, le potentiel électrostatique varie brusquement dans la zone de la jonction et la d.d.p. V_d , appelée tension de diffusion, atteint des valeurs non négligeables (ex : 0,8V pour le silicium). Cependant si l'on connecte un multimètre entre les deux extrémités du cristal il indiquera 0, car cet instrument de mesure est sensible à une d.d.p. électrochimique et non pas à une d.d.p. électrostatique seule. En effet, le potentiel électrochimique est constant dans tout le cristal y compris dans la zone de charge d'espace car ce potentiel prend en compte non seulement le potentiel électrostatique mais aussi le gradient de concentration des porteurs qui compense exactement l'effet de ce dernier.

La relation liant les grandeurs de charges d'espace ρ , champ électrique E et potentiel électrostatique $V(x)$, suivant la seule dimension x , est :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{-dE}{dx} = \frac{-\rho}{\epsilon_s} \quad (2)$$

Où ρ est donnée par : $\rho = q(-n + p + N_D^+ - N_A^-)$ (3)

soit : $\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{-q}{\epsilon} \left\{ -n_i \exp\left(\frac{V-V_F}{u_T}\right) + n_i \exp\left(\frac{V_F-V}{u_T}\right) - N_A + N_D \right\}$ avec $u_T = \frac{kT}{q}$ $V_F = \frac{q\phi_F}{q}$ (4)

Où ϵ est la permittivité du milieu (10^{-10} F/m pour le silicium).

En général cette équation différentielle est difficilement résoluble, on se met alors dans l'hypothèse selon laquelle il n'existe aucun porteur de charge libre dans la zone de déplétion de largeur w . La figure 3.a illustre la densité de charges $\rho(x)$.

- Dans la zone neutre P, on a $p=N_A$ et dans la zone neutre N, $n=N_D$, par conséquent $\rho=0$.
- Dans la zone de déplétion, les charges d'espace des ions \oplus et \ominus doivent être égales et opposées à cause de la neutralité globale du semiconducteur, ainsi ;

$$\int_{sc} \rho(x) dx = 0 \Rightarrow \int_{-x_p}^0 -q N_A dx + \int_0^{x_n} q N_D dx \Rightarrow N_A x_p = N_D x_n \quad (5)$$

1.2.3 Détermination du champ électrique

On réécrit l'équation de Poisson à une seule dimension de la manière suivante :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (7)$$

Sachant que E est l'intensité du champ électrique, il s'en suit :

$$E = \frac{\rho}{\epsilon} x + K$$

Avec K une constante d'intégration.

- $-x_p \leq x \leq 0$:

Dans la zone neutre P, on a $E=0 \rightarrow E(-x_p)=0$; ce qui donne $K = \frac{\rho}{\epsilon} x_p$ et

$$E = -\frac{q N_A}{\epsilon} (x + x_p) \quad (8)$$

- $0 \leq x \leq x_n$:

Dans la zone neutre N, on a $E=0 \rightarrow E(x_n)=0$; ce qui donne $K = -\frac{\rho}{\epsilon} x_n$ et

$$E = \frac{q N_D}{\epsilon} (x - x_n) \quad (9)$$

- A la jonction métallurgique, l'intensité du champ est maximale (voire figure 3.b)

c-à-d en $x=0$: $E_0 = -\frac{q N_A}{\epsilon} x_p = -\frac{q N_D}{\epsilon} x_n \quad (10)$

1.2.4 Détermination de la barrière de potentiel

Le potentiel $V(x)$ se déduit du champ électrique E par la relation : $V(x) = -\int E dx$.

Dans la zone neutre P, $E=0$, donc V est constant. On choisit $V=0$ comme référence des potentiels dans cette région.

- $-x_p \leq x \leq 0$:

En effectuant l'intégrale, on trouve :

$$V(x) = \frac{q N_A x^2}{2\epsilon} + \frac{q N_A x x_p}{\epsilon} + C_1$$

On a $V(-x_p) = 0 \Rightarrow C_1 = \frac{q N_A x_p^2}{2\epsilon}$

d'où $V(x) = \frac{q N_A}{\epsilon} \left[\frac{x^2}{2} + x x_p + \frac{x_p^2}{2} \right]$ (11) d'où le potentiel en $x=0$ est :

$$V_0 = \frac{q N_A x_p^2}{2\epsilon} \quad (12)$$

- $0 \leq x \leq x_n$:

Dans la zone neutre N, on trouve :

$$V(x) = -q \frac{N_D}{2\epsilon} x^2 + q \frac{N_D}{\epsilon} a \cdot x_n + C_2$$

Comme $V_0 = V(x=0) = q \frac{N_A}{2\epsilon} x_p^2 \Rightarrow C_2 = q \frac{N_A}{2\epsilon} x_p^2$

Il vient :

$$V(x) = q \frac{N_D}{\epsilon} \left[-\frac{x^2}{2} + x \cdot x_n \right] + q \frac{N_A}{2\epsilon} x_p^2 \quad (13)$$

La barrière de potentiel notée V_{bo} est défini comme étant la valeur du potentiel $V(x)$ en $x=x_n$ (voire figure 3.c). Donc :

$$V_{bo} = V(x) = \frac{q}{2\epsilon} (N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \quad (14)$$

Remarque : V_{bo} est noté aussi V_d

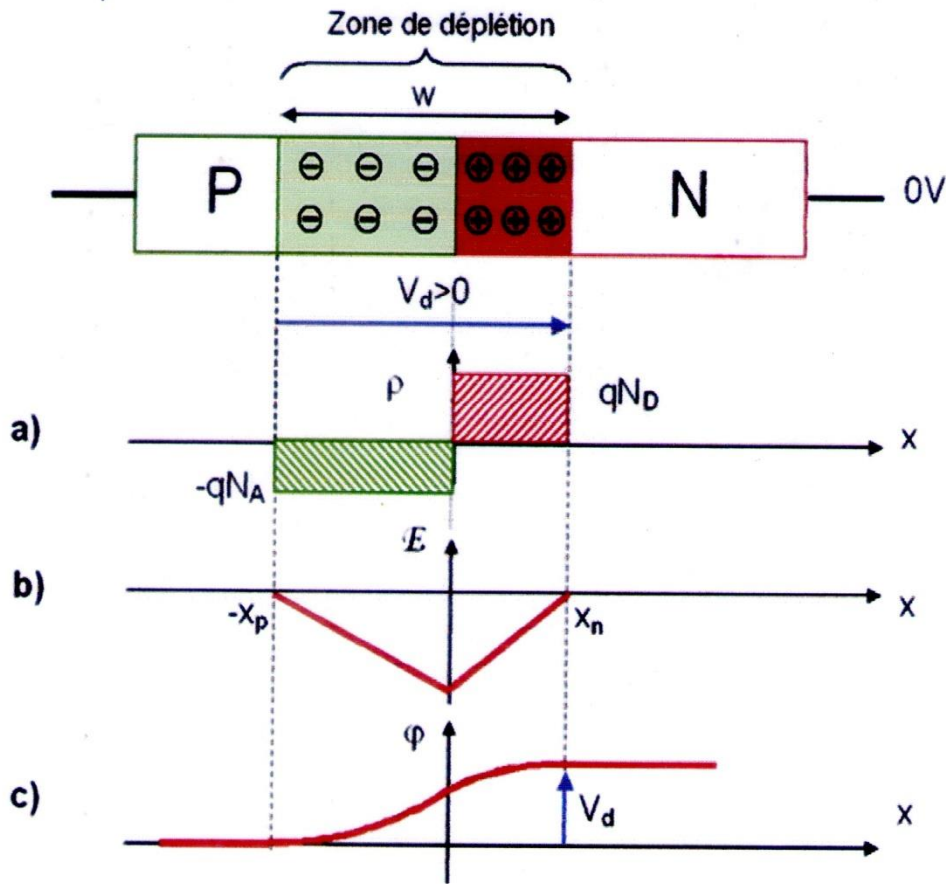


Figure 3 : Jonction PN à l'équilibre thermodynamique. a) Charge d'espace, b) Champ électrique, c) Potentiel électrostatique.

Le potentiel (chimique) d'un semi-conducteur étant donné par l'énergie de Fermi, la **tension de diffusion** est proportionnelle à la différence des niveaux de Fermi des semi-conducteurs non joints:

$$V_d = \frac{1}{q} (E_{Fp} - E_{Fn}) = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) \quad (15)$$

Pour la jonction et à l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi coté dopé P et coté dopé N est indentique. Le diagramme d'énergie de la jonction PN comporte donc une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure fait apparaître une différence d'énergie potentielle électrostatique de qV_d .

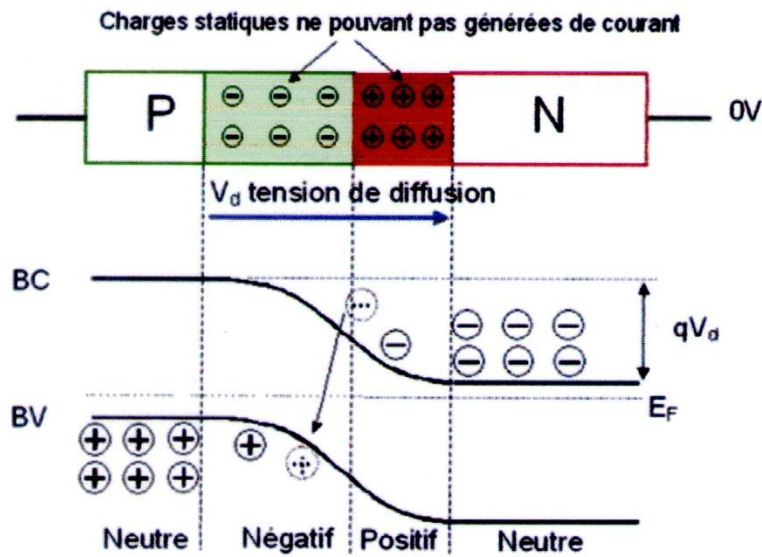


Figure EC4 : Diagramme d'énergie d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique.

Remarque :

On peut également déterminer l'expression de V_{b0} (ou V_d) en fonction du dopage, de la densité intrinsèque et du potentiel intrinsèque :

- Dans la zone neutre P :

$$p = N_A = n_i \exp \left[\frac{V_{Fp} - V}{U_T} \right] = n_i \exp \left[\frac{V_{Fp}}{U_T} \right] \quad (\text{on choisit } V=0)$$

Ce qui donne : $V_{Fp} = U_T \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right)$

- Dans la zone neutre N :

$$n = N_D = n_i \exp \left[\frac{V_{b0} - V_{Fn}}{U_T} \right] \Rightarrow V_{Fn} = V_{b0} - U_T \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right)$$

Mais $V_{Fn} = V_{Fp}$, car le semi-conducteur est à l'équilibre, d'où :

$$V_{b0} = V_d = U_T \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right] \quad (16)$$

1.2.5 Détermination de la largeur de la zone de déplétion

Pour pouvoir déterminer les quantités x_{n0} et x_{p0} , nous utiliserons les deux équations suivantes :

$$\frac{q}{2\epsilon} [N_D x_{n0}^2 + N_A x_{p0}^2] = U_T \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right]$$

$$N_A x_{p0} = N_D x_{n0}$$

Un calcul simple donne :

$$x_{n0} = \left\{ \frac{2\epsilon N_A U_T \ln(N_A N_D / n_i^2)}{q N_D (N_A + N_D)} \right\}^{1/2}$$

$$x_{p0} = \left\{ \frac{2\epsilon N_D U_T \ln(N_A N_D / n_i^2)}{q N_A (N_A + N_D)} \right\}^{1/2}$$

Considérons par exemple, le cas où $N_A \gg N_D$, c-à-d $x_{n0} \gg x_{p0}$, les relations précédentes deviennent :

$$x_{n0} = \left\{ \frac{2\epsilon U_T}{q N_D} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \right\}^{1/2}$$

$$x_{p0} = \left\{ \frac{2\epsilon N_D U_T}{q N_A^2} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \right\}^{1/2}$$

La largeur de la zone de déplétion, à l'équilibre, est par définition :

$$l_0 = x_{n0} + x_{p0}$$

Un calcul simple donne :

$$l_0 = \left(\frac{2\epsilon (N_A + N_D) V_{b0}}{q N_A N_D} \right)^{1/2}$$

On remarque que dans le cas où $N_A \gg N_D$ alors $l_0 \approx x_{n0}$ et dans le cas où $N_A \ll N_D$ alors $l_0 \approx x_{p0}$: on dit que la zone de déplétion s'étend du côté le moins dopé