

# Chapitre III: La jonction PN

1

## I. Diagramme des bandes d'énergie de la structure PN avant contact

Considérons deux matériaux séparés, dopés l'un de type P et l'autre de type N. Ces deux matériaux sont à l'équilibre thermodynamique (aucune excitation extérieure)

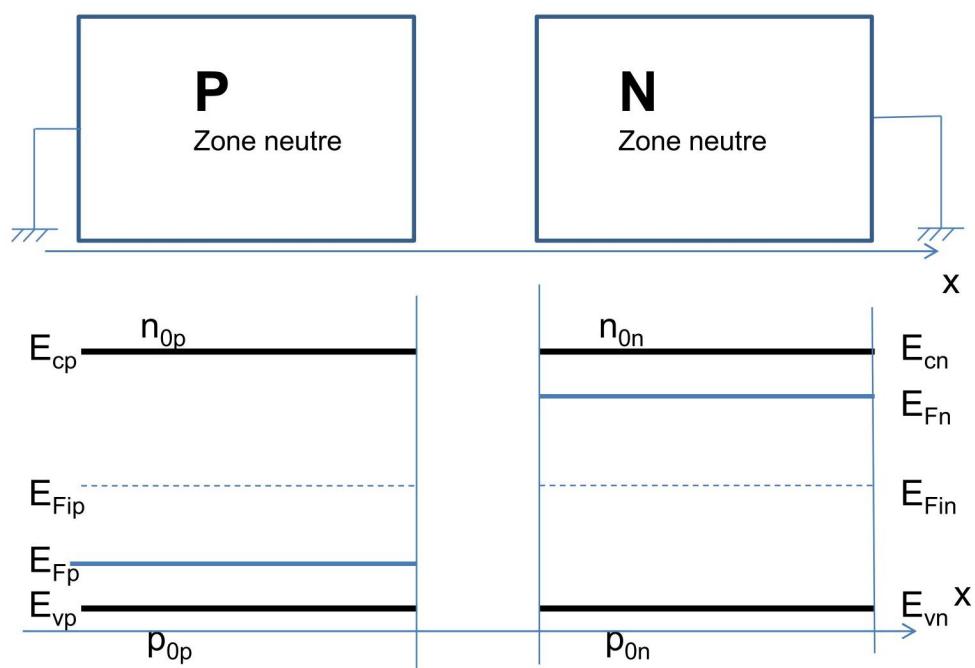
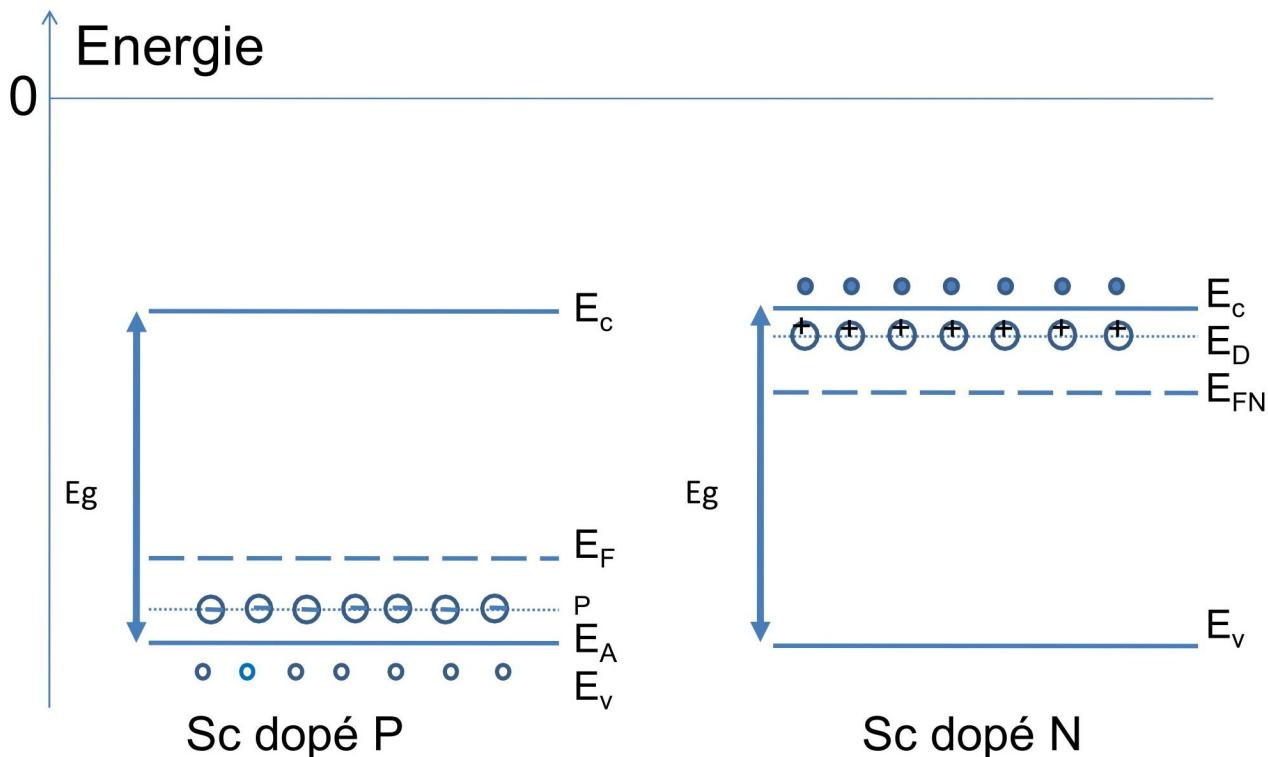


Diagramme de bandes d'énergie d'une Homojonction PN avant contact

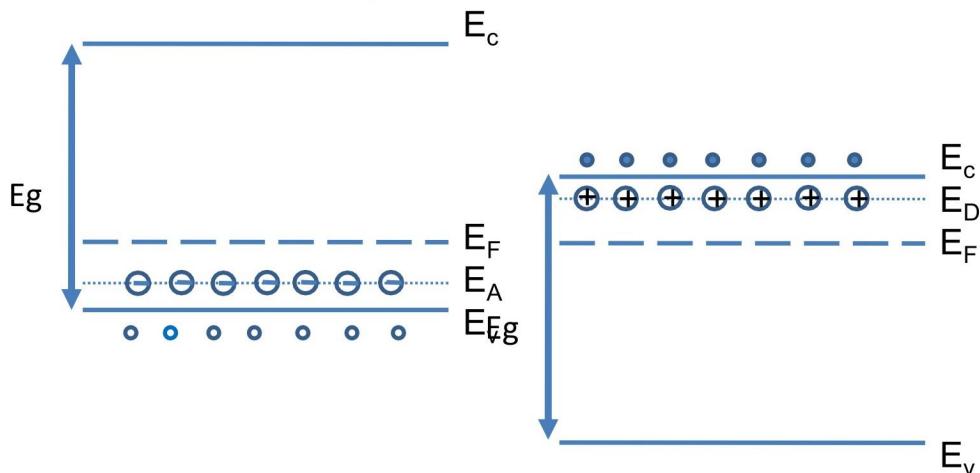
2

Ces deux semi-conducteurs N et P pris séparément forment deux structures simples séparées. Leurs niveaux de Fermi  $E_{FP}$  et  $E_{FN}$  pris par rapport à la référence zéro de l'énergie sont différents.



3

## II. Diagramme des bandes d'énergie de la structure PN après contact



Structure d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique  
(les 2 zones sont à base d'un même matériau semi-conducteur: homojonction)

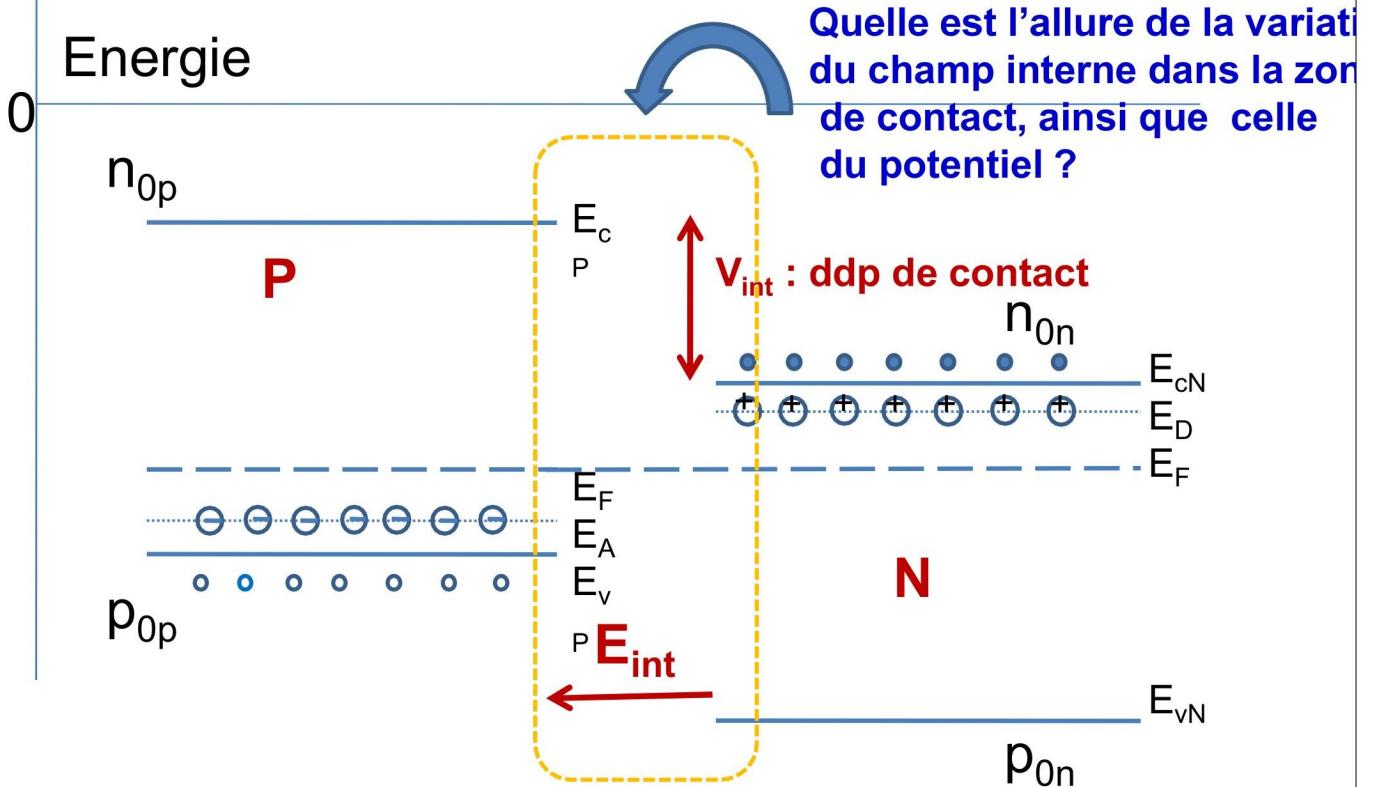
La figure ci-dessus illustre le cas d'un semi-conducteur non homogène constitué de deux parties N et P homogènes.

A l'équilibre thermodynamique (aucune source d'énergie autre que la température), le niveau de Fermi doit être le même tout au long de la structure.

Entre les deux régions homogènes existe une barrière de potentiel interne (ddp interne)  $V_{int}=V_{NP}$ , associée à un champs électrique dans la zone de transition

4

**Structure PN à l'équilibre:** Le schéma suivant représente le diagramme des bandes d'énergie d'une structure PN formée par 2 zones N et P fabriquées dans la continuité métallurgique du matériau. Le niveau de Fermi dans cette structure à l'équilibre est le même le long de la structure.



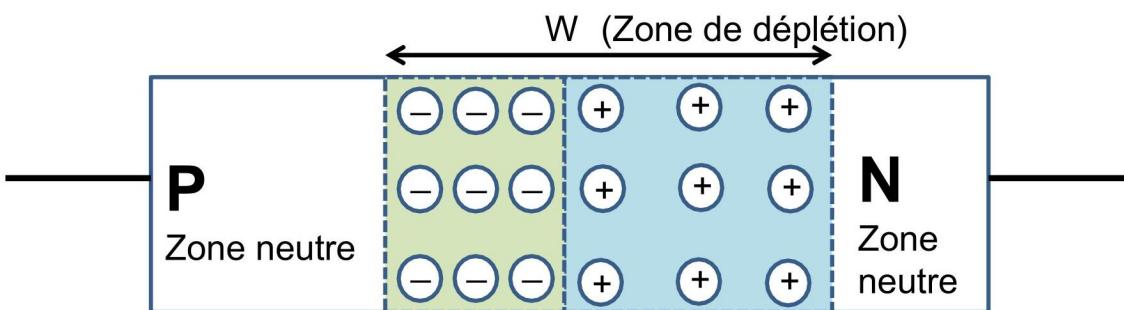
5

### III. Zone de contact : Zone de Charge d'Espace (ZCE)

Les électrons majoritaires du côté "N" ont tendance à diffuser du côté "P", où ils sont minoritaires. Quand un électron arrive du côté "P", il se recombine avec un trou, et, en disparaissant, il laisse du côté "N" un atome donneur ionisé positivement non compensé électriquement.

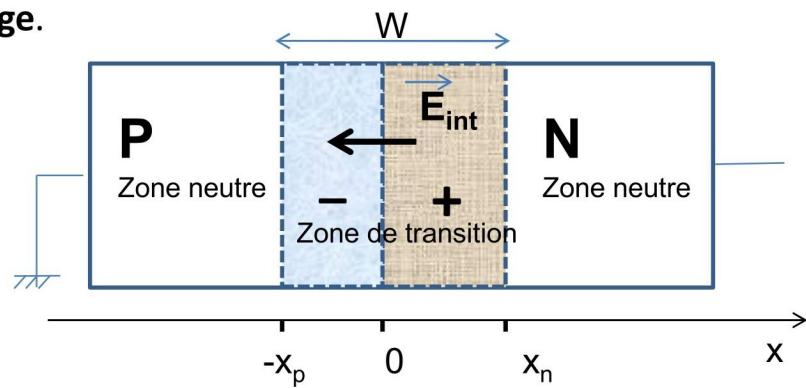
Les trous majoritaires du côté "P" ont tendance à diffuser du côté "N" où ils sont minoritaires. Quand un trou arrive du côté "N", il se recombine avec un électron libre, et, en disparaissant, il laisse du côté "P" un atome accepteur ionisé négativement non compensé électriquement.

Au voisinage de la jonction métallurgique, il existe donc une zone dépourvue de porteurs majoritaires et présentant des charges fixes (atomes d'impuretés ionisés) : c'est la zone de charge d'espace ZCE (space charge region), ou encore zone désertée (depletion region) située entre deux zones neutres



6

Les charges fixes engendrent un champ électrique  $E(x)$  qui s'oppose au mouvement de diffusion : **champ de rétention de la diffusion (champ interne de structure)** built in voltage.



Présence d'un potentiel de la barrière  $V_b$ .

$qV_b$  est l'énergie minimale que doit posséder un trou pour aller de la zone "P" vers la zone "N" et  $-qV_b$  est l'énergie minimale que doit posséder un électron pour passer de la zone "N" vers la zone "P".

7

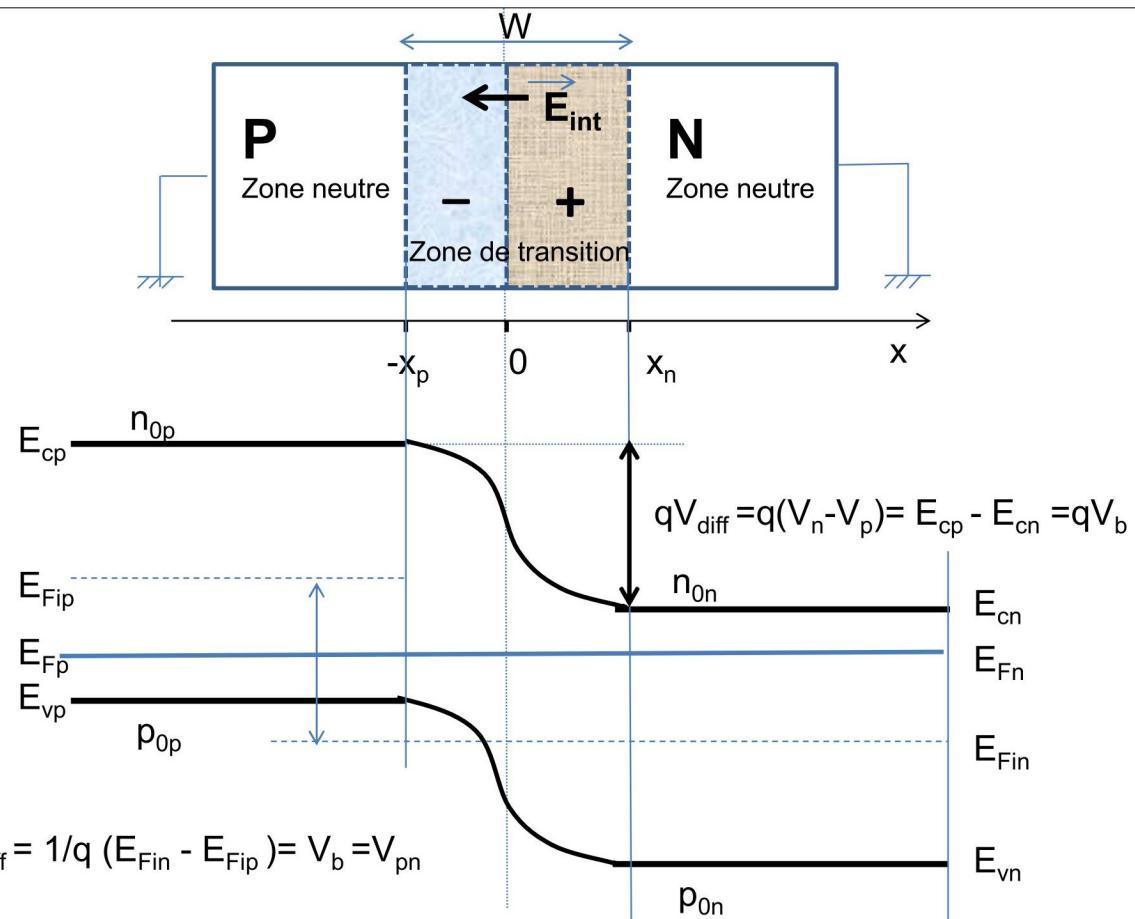


Diagramme de bandes d'énergie d'une Homojonction PN après contact

8

### III. Potentiel de contact de la structure PN :

**ddp interne  $V_{int}$  ou potentiel de diffusion:  $V_{diff}$  ou  $V_d (=V_b=V_i)$**

$$V_{int} = V_n - V_p = 1/q (E_{Cp} - E_{Cn}) = 1/q (E_{Vp} - E_{Vn}) = 1/q (E_{Fip} - E_{Fin})$$

En utilisant l'équation :

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}\right) = n_i(T) \exp\left(-\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}\right)$$

On peut exprimer le niveau de Fermi intrinsèque en fonction de  $E_F$  et des densités Des électrons des deux cotés de la jonction:

$$E_{Fip} = E_F - kT \ln\left(\frac{n_{0p}}{n_i}\right) \text{ et } E_{Fin} = E_F - kT \ln\left(\frac{n_{0n}}{n_i}\right)$$

9

En reportant ces deux expressions dans l'expression de  $V_{int}$ , on obtient l'expression de la différence de potentiel interne (built in voltage ou diffusion potential):

$$V_{int} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{0n}}{n_{op}}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p_{0p}}{p_{on}}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{0n} \cdot p_{0p}}{n_i^2}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_i^2}{n_{0p} \cdot p_{0n}}\right)$$

Cette différence de potentiel interne est appelée aussi ddp de contact ou de diffusion. Elle correspond à la barrière de potentiel que doivent franchir les électrons pour passer de N vers P, elle n'est pas mesurable, puisqu'elle correspond à une situation d'équilibre  $E_{FN}=E_{FP}=E_F$  (aucune ddp n'apparaît entre les extrémités de la structure).

En exprimant  $n_i$  et  $p_0$  et  $n_0$ , on trouve une autre expression du potentiel de barrière:

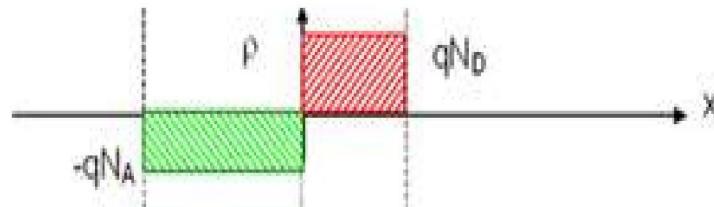
$$qV_{int} = E_g - kT \ln\left(\frac{N_c \cdot N_v}{N_A \cdot N_D}\right)$$

10

## IV. Expression du champ électrique

### 1. Expression du champ électrique du côté "N" : ( $0 < x < x_n$ )

Les distributions des charges  $\rho(x) = q N_D$  du coté N et  $\rho(x) = -q N_A$  du coté P sont données par la figure ci-dessous



$$\text{Equation de GAUSS : } dE_n(x)/dx = \rho(x)/\epsilon = q N_D / \epsilon$$

En intégrant  $dE_n(x)/dx = q N_D / \epsilon$  et en tenant compte de la condition limite :  $E_n(x_n) = 0$  :

$$E_n(x) = -\frac{q N_D}{\epsilon} (x_n - x)$$

**Remarque:**

Un dopage  $N_D$  constant entraîne une variation linéaire du champ  $E_n(x)$ .

Pour une jonction graduelle, la variation linéaire du dopage en fonction de  $x$  entraîne une évolution du champ électrique proportionnelle à  $x^2$ .

11

### 2. Expression du champ électrique du côté « P »

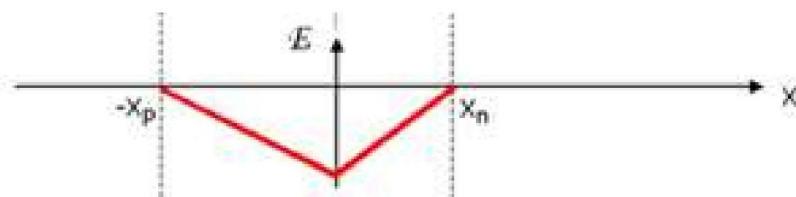
Côté P: ( $-x_p < x < 0$ )

$$\text{équation de GAUSS : } dE_p(x)/dx = \rho(x)/\epsilon = -q N_A / \epsilon$$

En intégrant et en tenant compte de la condition limite :  $E_p(-x_p) = 0$  :

$$E_p(x) = -\frac{q N_A}{\epsilon} (x_p + x)$$

La variation du champ électrique le long de la structure PN est donnée par la courbe de la figure ci-dessous.



**Remarque:**

Un dopage  $N_A$  constant entraîne une variation linéaire du champ  $E_p(x)$ .

Pour une jonction graduelle, la variation linéaire du dopage en fonction de  $x$  entraîne une évolution du champ électrique proportionnelle à  $x^2$ .

12

$$E_p(0) = E_n(0) = -q N_A x_p / \epsilon = -q N_D x_n / \epsilon = E_{\max}$$

*Le champ électrique est toujours négatif, son amplitude est maximum et grande (qq kV/cm) dans le plan de la jonction métallurgique.*

13

## V. Expression du potentiel électrique

### 1. Potentiel électrique du côté "N" : ( $0 < x < x_n$ )

$$E = -\text{grad } V$$

En intégrant l'équation :

$$E_n(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon}(x_n - x)$$

et en tenant compte de la condition à la limite :  $V_n(x_n) = V_d$ ,  
On obtient:

$$V_n(x) = \frac{qN_D}{2\epsilon}(x - x_n)^2 + V_d$$

14

## 2. Potentiel électrique du côté "P" : ( $0 < x < -x_p$ )

$$E = - \text{grad } V$$

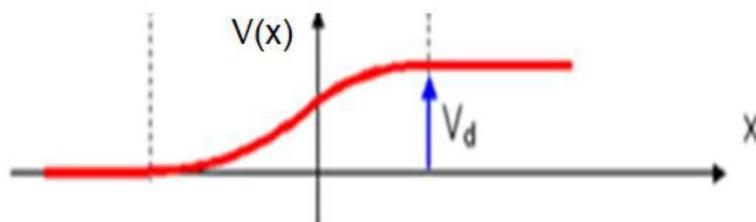
En intégrant l'équation  $E_p(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon}(x_p + x)$

et en tenant compte de la condition limite :  $V_p(-x_p) = 0$ ,

On obtient:

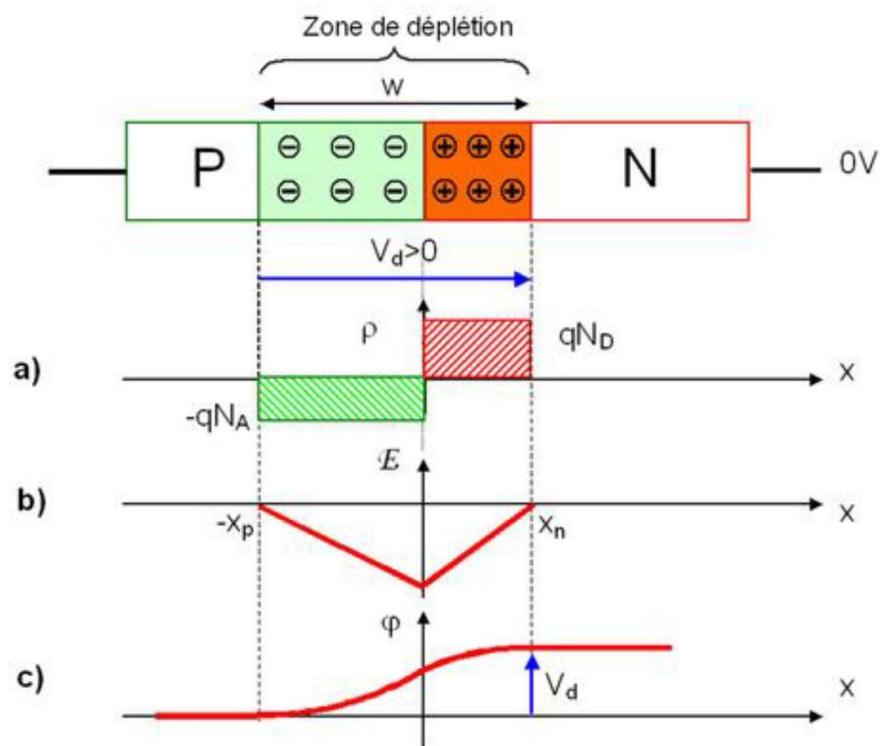
$$V_p(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon}(x_p + x)^2$$

La variation du potentiel  $V(x)$  à travers la structure PN est donnée par la courbe suivante



15

La figure ci-dessous illustre une représentation récapitulative des grandeurs: densité de charges  $\rho(x)$ , champ électrique interne  $E(x)$  et potentiel  $V(x)$  d'une jonction PN



Jonction PN à l'équilibre thermodynamique. a) Densités des Charges d'espace,  
b) Variation du champ électrique,,  
c) Variation du potentiel électrostatique.

16

## VI. Equation de neutralité sur la totalité de la ZCE

On écrit l'égalité des charges des ions (+) de la zone déserte du coté N et celles des ions (-) de la zone déserte du coté P:

$$Q_n = |Q_p|$$

Avec  $Q_n = \rho_n \cdot V_n$        $Q_p = \rho_p \cdot V_p$

avec  $V_n = S x_n$  volume de la zone de charge d'espace du coté N, S la section.

Et  $V_p = S x_p$  volume de la zone de charge d'espace du coté P.  $\rho_n$  et  $\rho_p$  sont les densités de charge dans la ZCE ( $x_n$ ) et ZCE ( $x_p$ ) respectivement.

Ce qui donne:  $\rho_n \cdot V_n = \rho_p \cdot V_p$       c à d :  $e N_D (S x_n) = e N_A (S x_p)$

et donc :

$$N_D x_n = N_A x_p$$

**La zone désertée s'étend plus du côté le moins dopé de la jonction**

Ce dernier résultat peut aussi être trouvé en écrivant

Pour  $x = 0 : E_p(0) = E_n(0)$ :

le champ électrique est une grandeur continue dans une homo-jonction, on en déduit :

$$N_D x_n = N_A x_p$$

17

## VII. Largeur de la ZCE: $W = xn + xp$

En partant de la circulation du champ électrique sur la largeur de la zone de charge d'espace:

$$V_b = - \int_{-xp}^{xn} E(x) dx = - \left[ \int_{-xp}^0 E_p(x) dx + \int_0^{xn} E_n(x) dx \right]$$

$$V_b = \int_{-xp}^0 \frac{q N_A}{\epsilon} (x + x_p) dx + \int_0^{xn} \frac{q N_D}{\epsilon} (x_n - x) dx$$

$$V_b = \frac{q N_A}{2\epsilon} x_p^2 + \frac{q N_D}{2\epsilon} x_n^2 = \frac{E_{max}}{2} x_p + \frac{E_{max}}{2} x_n = \frac{E_{max}}{2} W$$

Et sachant aussi que :  $N_D x_n = N_A x_p$ , il vient:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}$$

18

## Exemple: Cas du Silicium

Type n:  $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $p = n^2/N_D = 10^2 \text{ cm}^{-3}$

Type p:  $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $n = n^2/N_A = 10^4 \text{ cm}^{-3}$

$N_c = 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_v = 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$\epsilon_r = 11.9$$

$$q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$\text{On trouve: } qV_{bi} = E_g - k_B T \ln \left( \frac{N_v N_c}{N_A N_D} \right)$$

$$q V_{bi} = 0.84 \text{ eV} \quad \text{et} \quad V_{bi} = 0.525 \text{ V}$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}$$

$$W = 334 \text{ nm}$$

$$E_{\max} = 2V_{bi} / W$$

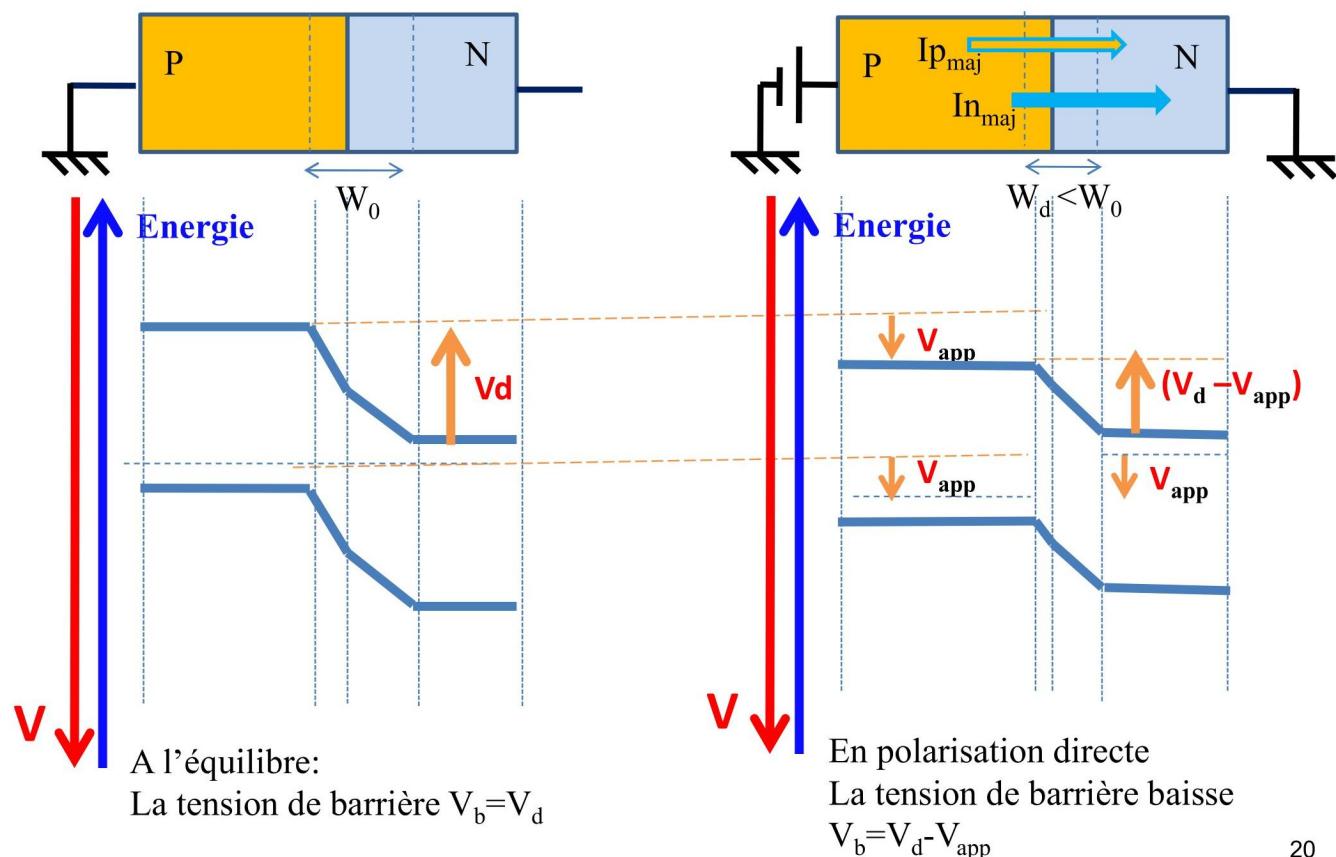
$$E_{\max} = 5 \times 10^4 \text{ V/cm}$$

19

## VIII. Jonction PN polarisée

### 1. Polarisation directe:

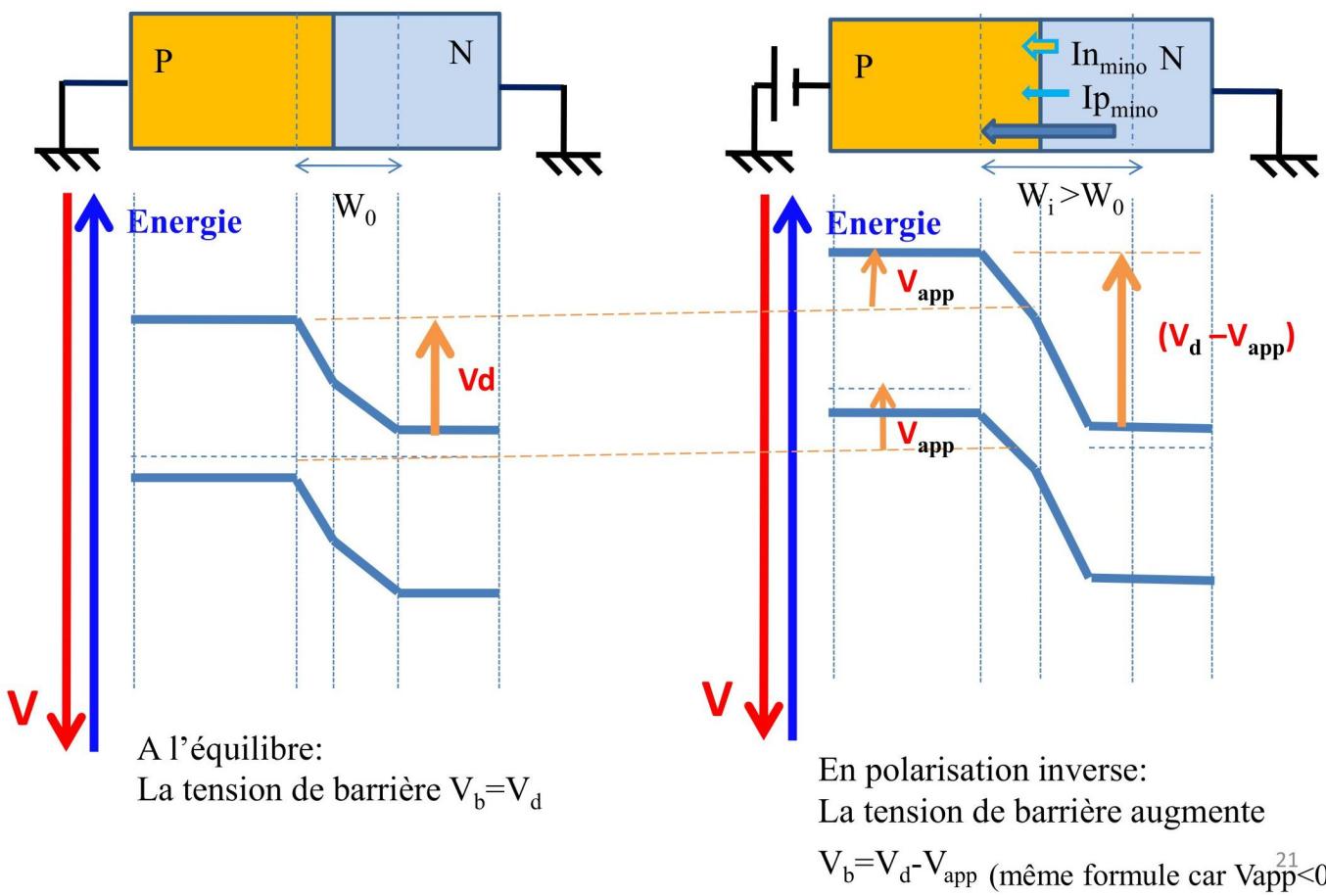
La zone P est reliée au potentiel (+) de l'alimentation électrique et la zone N au potentiel (-).



20

## 2. Polarisation inverse:

La zone P est reliée au potentiel (-) de l'alimentation électrique et la zone N au potentiel (+).



## En polarisation directe :

la hauteur de la barrière de potentiel de la jonction diminue.

Des trous de la zone P peuvent surmonter la barrière  $V_d - V_{app}$  et passer dans la zone N et un courant de trous  $I_p$  a lieu de P vers N; c'est un courant des majoritaires.

De même, des électrons de la zone N peuvent surmonter la barrière  $V_d - V_{app}$  et passer dans la zone P et donc un courant  $I_n$  d'électrons a lieu de P vers N (de même sens que  $I_p$ ); c'est aussi un courant des majoritaires.

Le courant total  $I_t$  des majoritaires est égal à la somme de deux contributions  $I_n$  et  $I_p$ :

$$I_{t \text{ maj}} = I_n + I_p$$

Il augmente en polarisation directe

## En polarisation inverse:

la hauteur de la barrière de potentiel de la jonction augmente.

Les trous majoritaires de la zone P se trouvent devant une barrière  $V_d + |V_{app}|$  plus haute que celle de l'équilibre et ne peuvent pas surmonter cette barrière;

le courant de trous majoritaires  $I_p$  de P vers N est alors nul.

De même, des électrons majoritaires de la zone N se trouvent devant une barrière  $V_d + |V_{app}|$  plus haute que celle de l'équilibre et ne peuvent pas surmonter cette barrière; le courant de électrons majoritaires  $I_n$  de N vers P est alors nul.

Le courant total  $I_t$  des majoritaires est égal nul:

$$I_{t \text{ maj}} = 0$$

Par contre, cette polarisation inverse est favorable au passage des électrons et des trous minoritaires des zone P et N respectivement.

On aura:  $I_{t \text{ min}} = I_{\text{inv}} \neq 0$

23

## Variation de La largeur de la zone de charge avec la polarisation

Sans polarisation ( $V_{app}=0$ ):

La largeur de la zone de charge d'espace est  $W_0$

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_d}$$

En polarisation directe  $V_{app}>0$ :

La largeur de la zone de charge d'espace  $W_d$  diminue

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_d - V_{app})}$$

En polarisation inverse  $V_{app}<0$ :

La largeur de la zone de charge d'espace  $W_i$  augmente

$$W_i = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_d - V_{app})}$$

24

Dans tous les cas et en tenant compte de la valeur algébrique de la tension de polarisation, la largeur  $W(V=V_{app})$  est donnée par :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_d - V)}$$

**A l'équilibre :  $V = 0$**

**En direct :  $V > 0$**

**En inverse :  $V < 0$**