



Filière : SMP -- Semestre : VI

Module : Physique des Matériaux II

Chapitre2 : Application – Physique des Semi-conducteurs

Pr Khechoubi El Mostafa

Année universitaire 2024/2025

Jonction & Hétérojonction

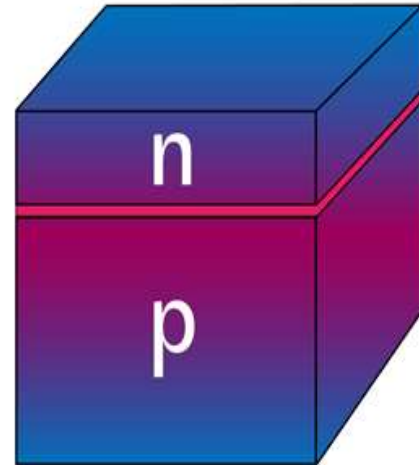
Jonction ou Homojonction

Une jonction PN est constituée par la juxtaposition de deux régions de type différent d'un même monocristal de semiconducteur

Hétérojonction

Quand deux semiconducteurs différents sont mis en contact, l'interface présente des propriétés particulières qui peuvent être mises en application pour certains dispositifs. On appelle alors ce dispositif hétérojonction.

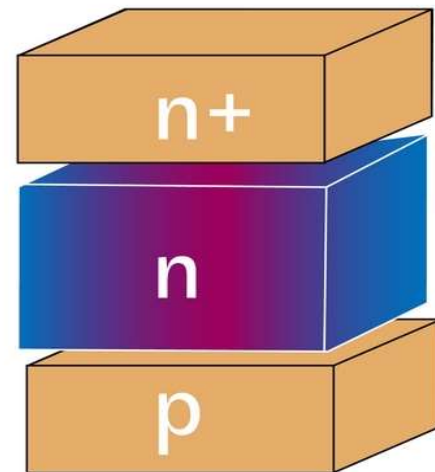
Silicium cristallin
jonction
Silicium cristallin



Silicium amorphe

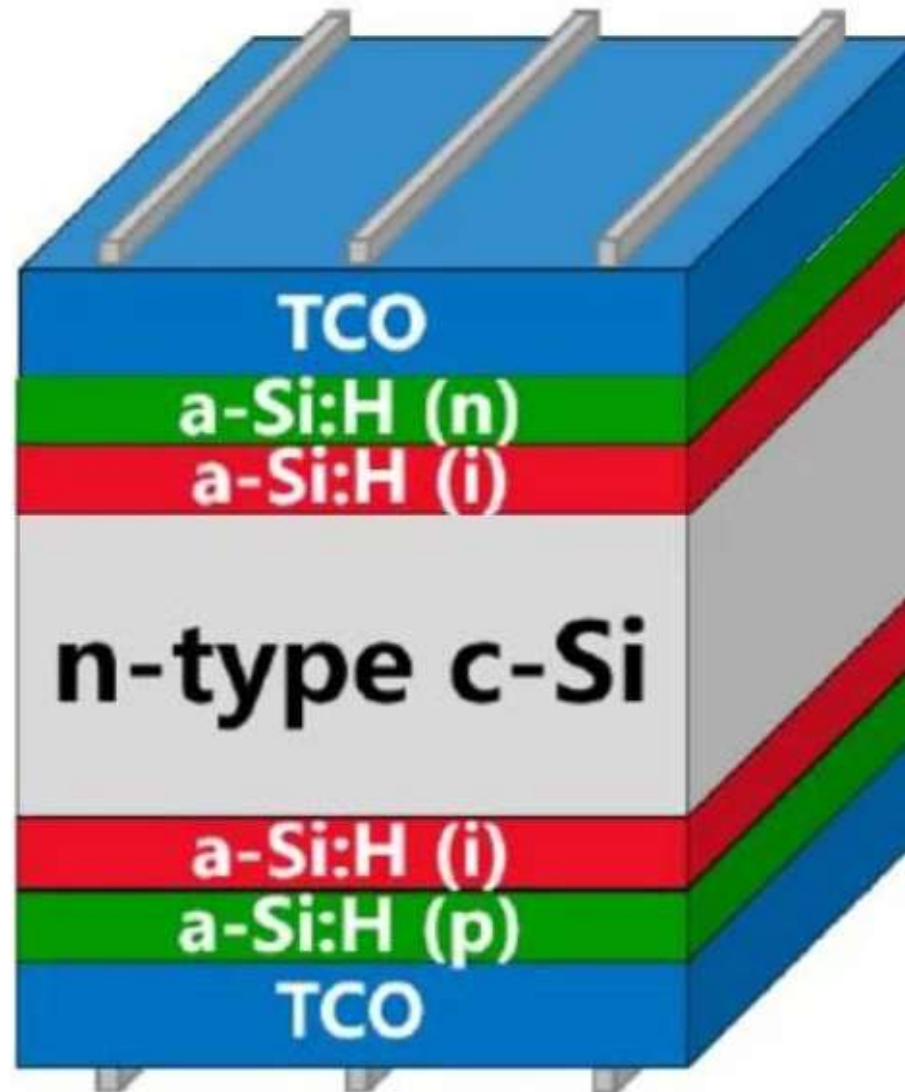
Silicium cristallin

Silicium amorphe



Hétérojonction photovoltaïque

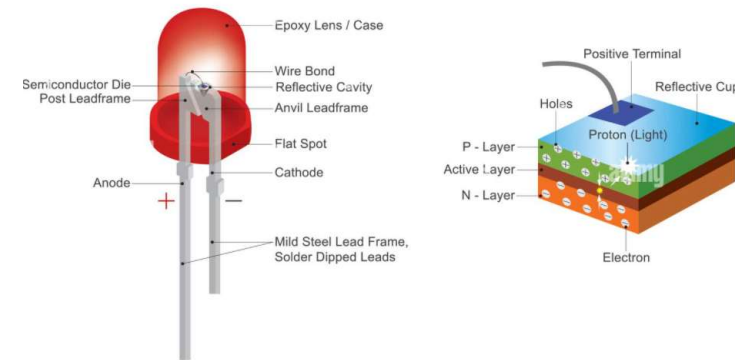
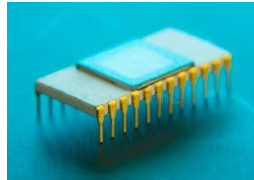
Une technologie pour l'avenir ?



Jonction ou Homojonction

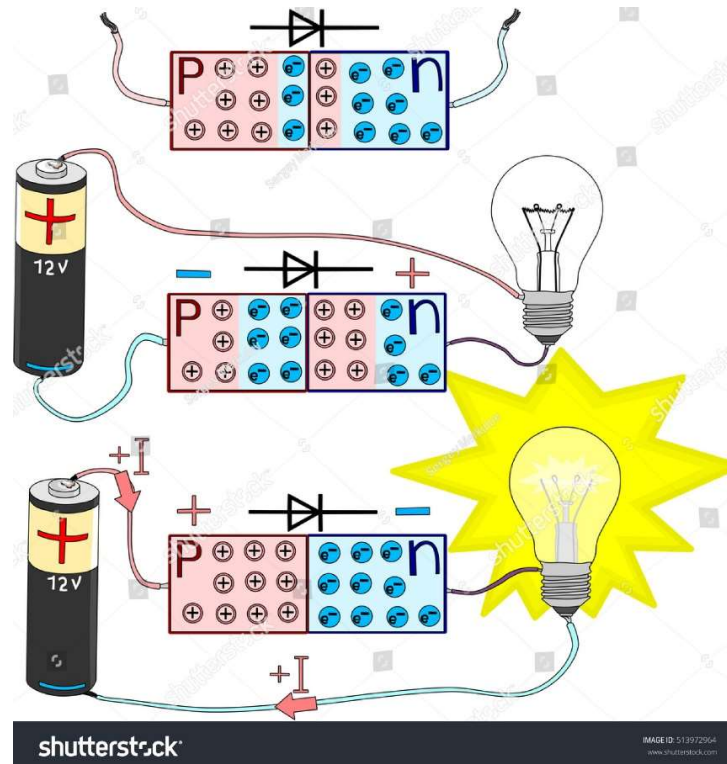
La jonction **PN** est une structure de base dans les composants électroniques.

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.

La jonction **PN** est également un composant en soit. La fonction de ce composant est de laisser passer le courant dans un seul sens.



Elle permet donc de transformer un signal alternatif en un signal unipolaire. Cette fonction est largement utilisée dans les systèmes électroniques d'alimentation ou de détection radiofréquence

Jonction : Propriétés

La différence des densités de donneurs et d'accepteurs, « $N_d - N_a$ », 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

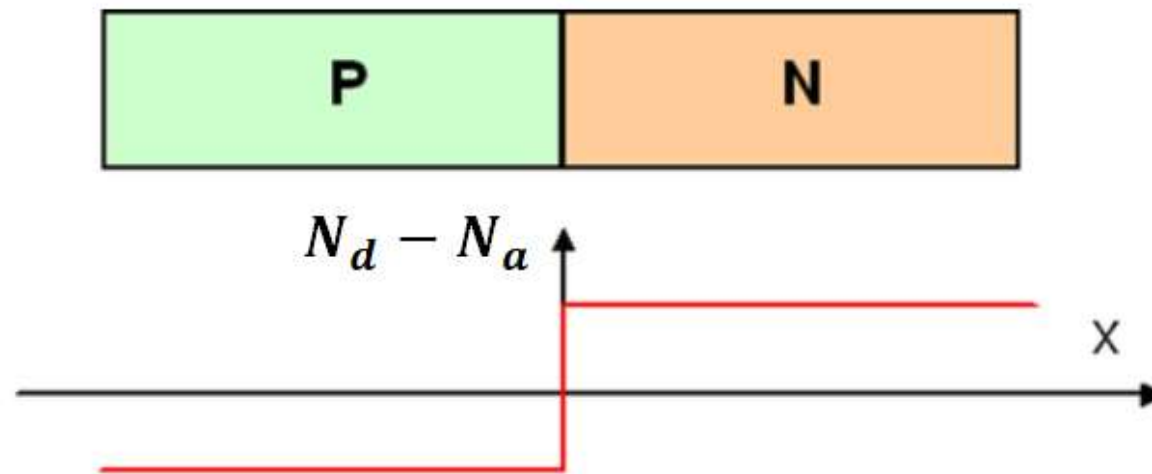
Différents modèles peuvent être utilisés pour étudier théoriquement les propriétés de la jonction

Il existe d'autres types de jonctions comme les jonctions exponentielles, linéaires, etc....

Le modèle de la « **jonction abrupte** » donne des résultats en très bon accord avec le comportement de la jonction

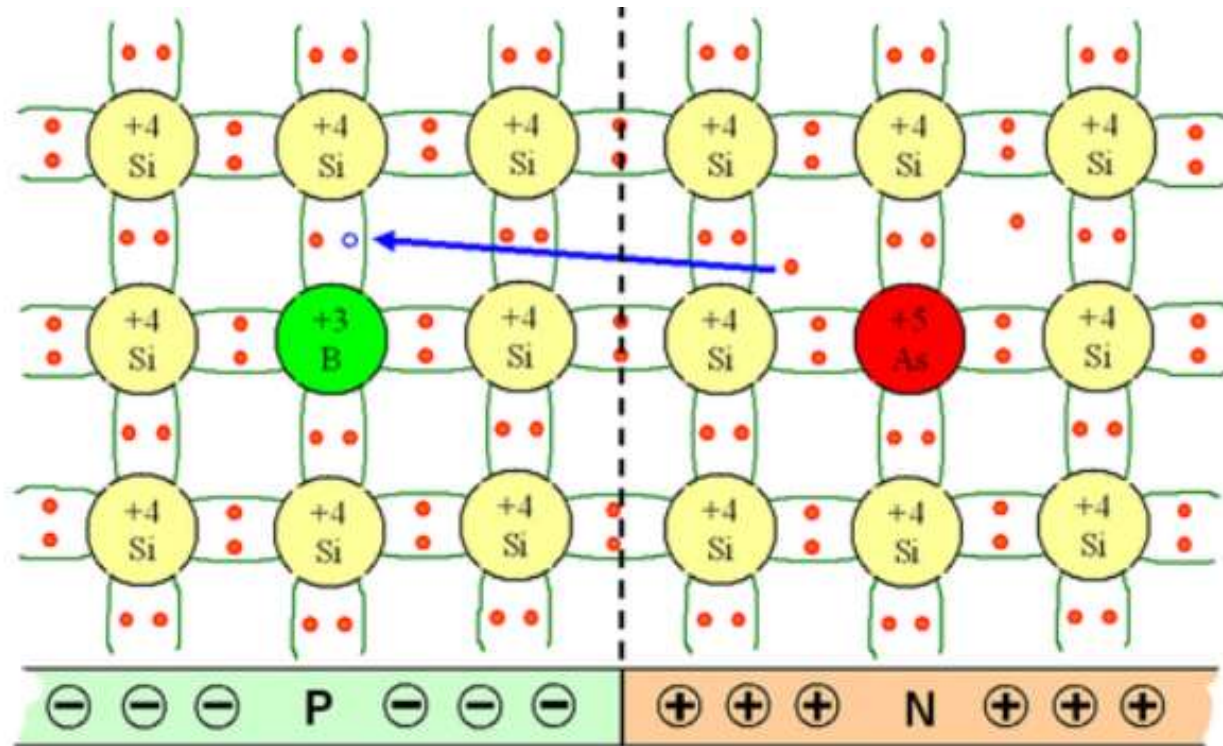
Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

Dans le modèle de la jonction abrupte, la différence « $N_d - N_a$ » 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**



L'étude d'une jonction abrupte étant plus simple et plus aisément généralisable à une jonction quelconque

Pour mieux comprendre l'effet du rapprochement des deux semi-conducteurs sur le bilan électronique de la jonction, observons ainsi qu'à proximité de la jonction les électrons de conduction excédentaires coté **N** passent côté **P** pour se recombinaison avec des trous.



Une charge d'espace statique négative se crée coté **P** et une charge d'espace statique positive se crée coté **N**

Le lieu où réside cette charge d'espace est appelée **zone de charge d'espace** ou **zone de déplétion**

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

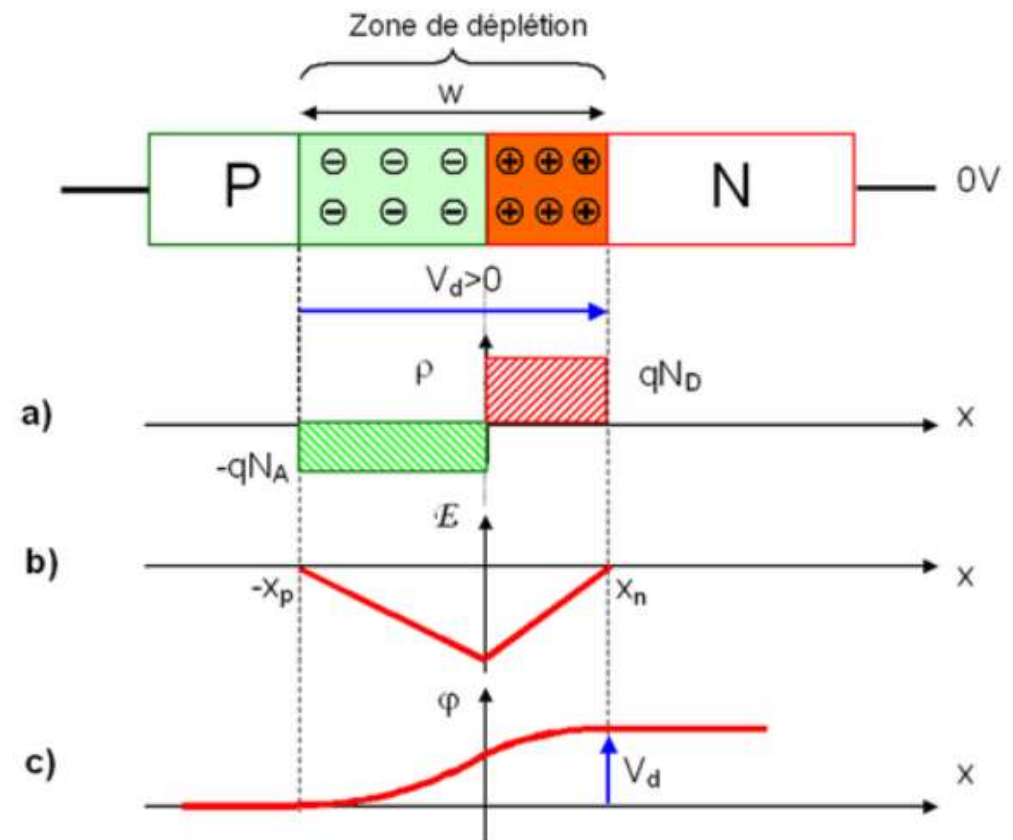
En outre les frontières entre la zone dépeuplée et les zones neutres de la jonction sont très abruptes

Après la mise en contact des deux SC de dopage différent, une barrière de potentiel pour les trous et les électrons est constituée.

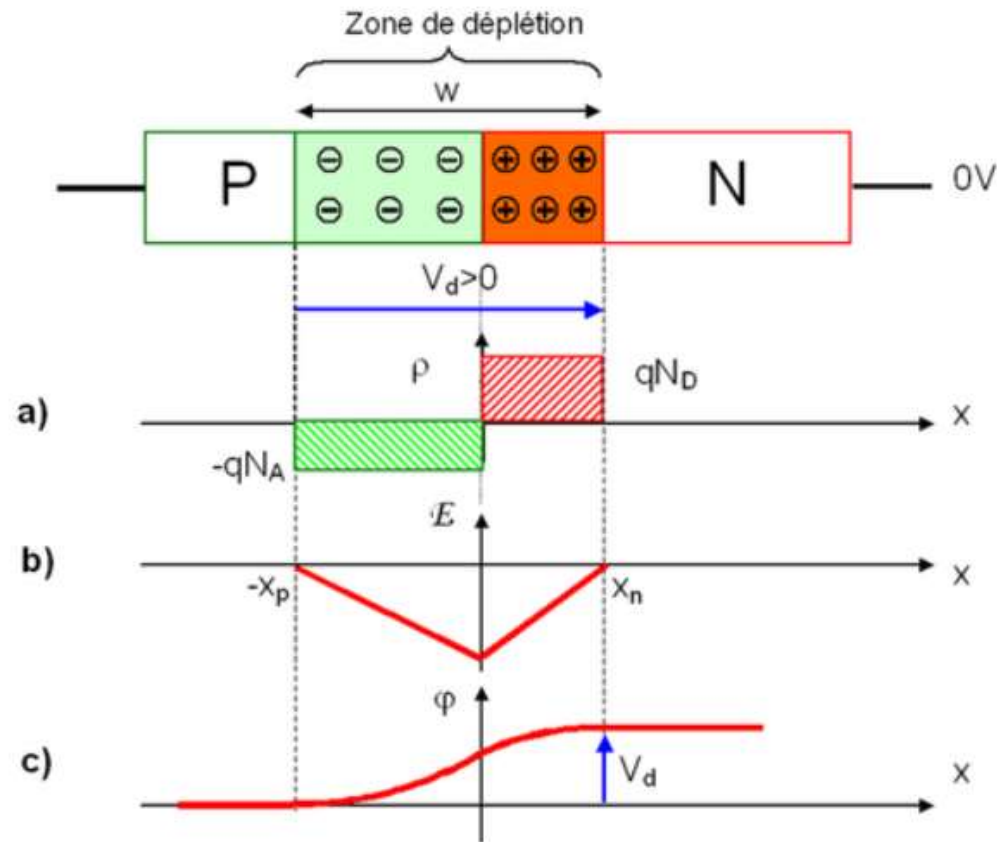
(a) Charge d'espace

(b) Champ électrique

(c) Potentiel électrostatique



En effet, la double couche de charges négatives côté **P** et positives côté **N**, crée un champ électrique dirigé de **N** vers **P** qui empêche la diffusion et maintient la séparation des trous côté **P** et des électrons côté **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)

Relation entre les différents paramètres

ρ : Charge d'espace

E : Champ électrique

ϕ : Potentiel électrostatique


$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\epsilon_s}$$

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

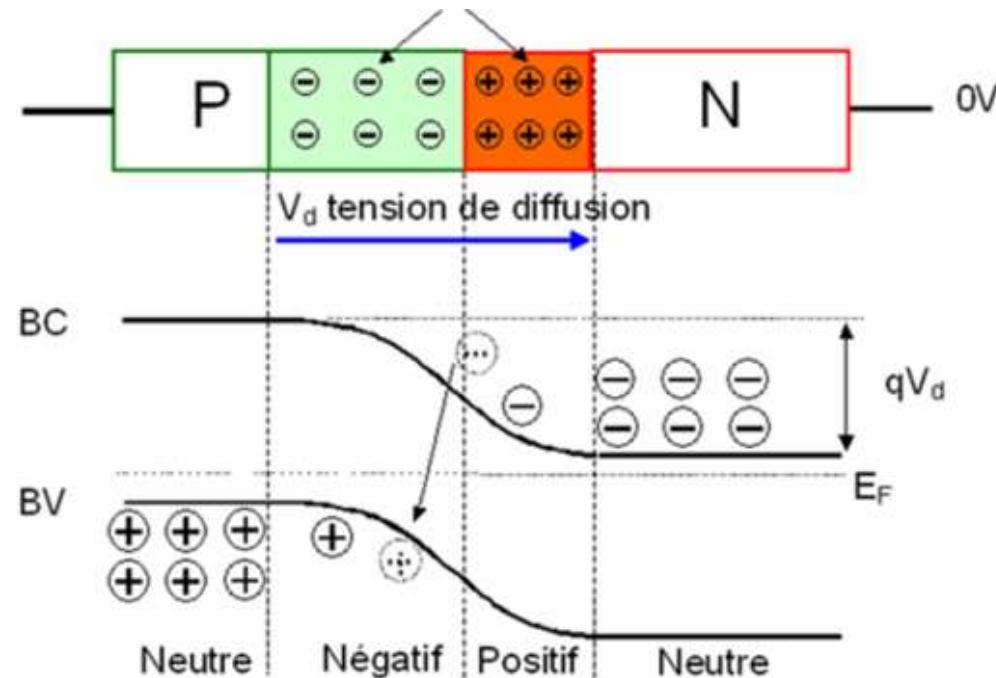
$$V_d = \frac{1}{q} (E_{F_p} - E_{F_n}) = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)$$



Pour la jonction et à l'équilibre thermodynamique, le « **niveau de Fermi** » côté dopé **P** et côté dopé **N** est identique

Le diagramme d'énergie de la jonction **PN** comporte donc une courbure des bandes de conduction et de valence.

Charges statiques ne pouvant générer de courant



Cette courbure fait apparaître une différence d'énergie potentiel électrostatique

« qV_d »

Charge d'espace

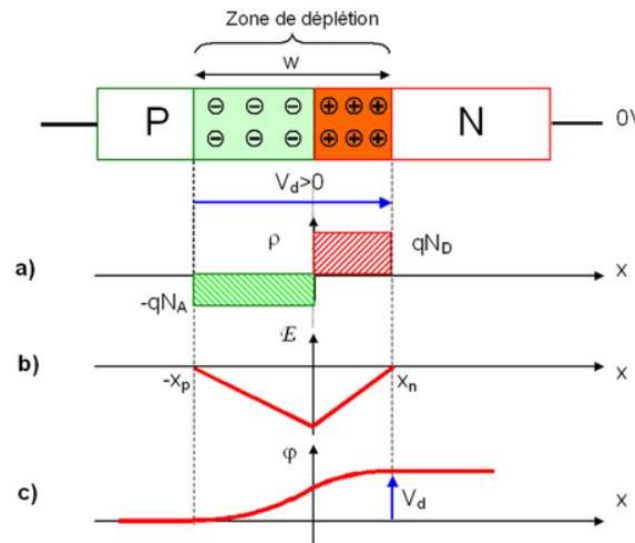
Nous supposons que dans chacune des régions la **conductivité est de nature extrinsèque**, c'est-à-dire que les conditions :

$$(N_d - N_a)_N \gg n_i$$

$$(N_a - N_d)_P \gg n_i$$

sont remplies dans chacune des régions

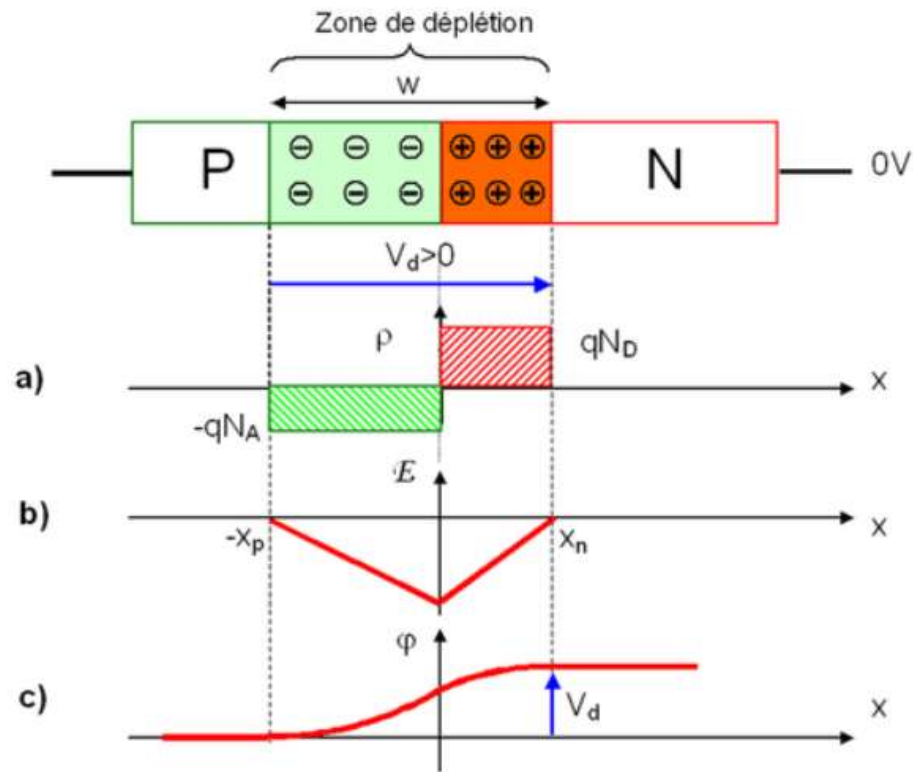
Tous les donneurs et accepteurs ionisés



Charge d'espace dans chacune des régions de la jonction

$$\rho(x) = e(N_d - N_a + p(x) - n(x))$$

En raison de la présence du champ électrique, la diffusion-recombinaison des porteurs est limitée au voisinage de la jonction métallurgique.



$$p_P = N_a$$

$$n_P = \frac{n_i^2}{N_a}$$

$$n_N = N_d$$

$$p_N = \frac{n_i^2}{N_d}$$

Loin de la jonction, les densités de porteurs libres sont données par les expressions

$$\rho(x) = 0$$

$$x < x_p \quad \text{et} \quad x > x_n$$

$$\rho(x) = qN_a$$

$$x_p < x < 0$$

$$\rho(x) = eN_d$$

$$0 < x < x_n$$

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

$$x_p < x < 0$$

$$0 < x < x_n$$

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

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

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

Conditions aux limites

$$x = x_p$$

$$E = 0 \quad V = V_p$$

$$x = x_n$$

$$E = 0 \quad V = V_n$$

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

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

Champ électrique

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

Il est dirigé suivant l'axe des x

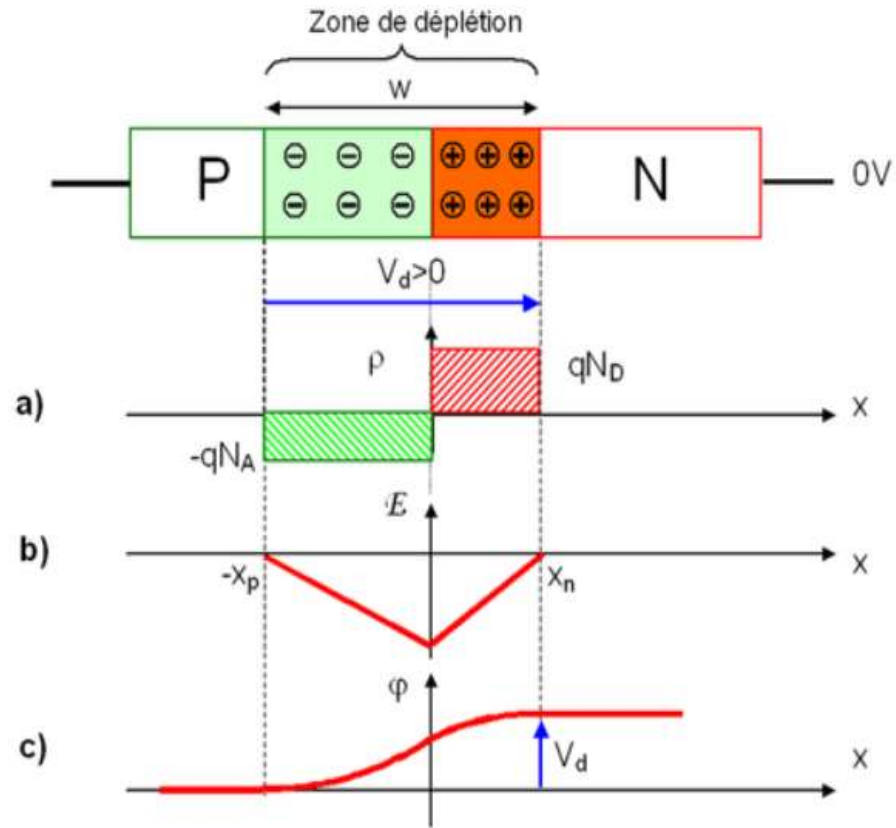
$$E = -\frac{dV}{dx}$$

$$x_p < x < 0$$

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

$$0 < x < x_n$$

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



$$\rho(x) = qN_a$$

$$\rho(x) = eN_d$$

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

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

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

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

Largeur de la zone de charge d'espace

La continuité au point $x = 0$, de la composante normale du vecteur déplacement

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$$

$$\varepsilon \cdot E_{0-} = \varepsilon \cdot E_{0+}$$

permet d'établir une relation entre x_n et x_p

$$eN_a x_p = -eN_d x_n$$

On pose :

$$W_p = |x_p| = -x_p$$

$$W_n = |x_n| = x_n$$

$$N_a \cdot W_p = N_d \cdot W_n$$

Continuité du potentiel

$$V(0) = \frac{eN_a}{2\varepsilon} x_p^2 + V_p = -\frac{eN_d}{2\varepsilon} x_n^2 + V_n$$

$$\frac{eN_a}{2\varepsilon} W_p^2 + V_p = -\frac{eN_d}{2\varepsilon} W_n^2 + V_n$$

$$V_d = V_n - V_p$$

$$V_d = \frac{e}{2\varepsilon} (N_a W_p^2 + N_d W_n^2) \qquad N_a \cdot W_p = N_d \cdot W_n$$

$$V_d = \frac{eN_d}{2\varepsilon} W_n^2 \left(1 + \frac{N_d}{N_a} \right) = \frac{eN_a}{2\varepsilon} W_p^2 \left(1 + \frac{N_a}{N_d} \right)$$

$$V_d = \underbrace{\frac{eN_d}{2\varepsilon} W_n^2}_{\text{left}} \underbrace{\left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)}_{\text{right}} = \underbrace{\frac{eN_a}{2\varepsilon} W_p^2}_{\text{left}} \underbrace{\left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)}_{\text{right}}$$

$$W_n^2 = \frac{2\varepsilon}{eN_d} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)} \cdot V_d$$

$$W_p^2 = \frac{2\varepsilon}{eN_a} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)} \cdot V_d$$

$$V_d = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right)$$

$$W_n^2 = \frac{2\varepsilon k_B T}{e^2 N_d} \cdot \frac{\ln \left(N_a N_d / n_i^2 \right)}{\left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)}$$

$$W_p^2 = \frac{2\varepsilon k_B T}{e^2 N_a} \cdot \frac{\ln \left(N_a N_d / n_i^2 \right)}{\left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)}$$

La largeur de la zone de charge d'espace est

$$W = W_n + W_p$$

$$W_n = 2L_{Dn} \left(\frac{1}{\left(1 + \frac{N_d}{N_a}\right)} \cdot \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \right)^{1/2}$$

$$W_p = 2L_{Dp} \left(\frac{1}{\left(1 + \frac{N_a}{N_d}\right)} \cdot \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \right)^{1/2}$$

On définit les deux paramètres L_{Dn} et L_{Dp} dans les régions de type ***n*** et de type ***p*** tels que

$$L_{Dn} = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{2e^2 N_d}}$$

$$L_{Dp} = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{2e^2 N_a}}$$

L_{Dn} et L_{Dp} sont les longueurs de ***Debye***

Cette longueur mesure la profondeur de pénétration des électrons dans la zone de charge d'espace, côté ***N***

Cette longueur mesure la profondeur de pénétration des trous dans la zone de charge d'espace, côté ***P***

Jonction abrupte alimentée en courant

$$\vec{v} = -\frac{e\tau}{m}\vec{E} = \mu_n\vec{E}$$

Densité de courant

Lorsque les trous et les électrons baignent dans le champ électrique créé par la mise sous tension de la jonction, ils se déplacent et génèrent ainsi le courant de conduction

$$J_{nC} = nq\mu_n E$$

$$J_{pC} = pq\mu_p E$$

Lorsque les électrons ou les trous ne sont pas distribués uniformément dans le semi-conducteur, leur mouvement s'effectue dans un sens qui tend à uniformiser leur distribution spatiale.

Le flux de porteurs et donc le « **courant de diffusion** » est proportionnel à leur gradient de concentration

$$J_{n.d} = q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_{p.d} = -q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$$

D_n et D_p : Constantes de diffusion des deux types de porteurs de charges

La mobilité des électrons étant plus élevée que celle des trous, la relation d'Einstein


$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q}$$

montre que, pour un même gradient de concentration, le courant de diffusion des électrons est plus grand que celui des trous

Il est évident que le courant total est constant dans toute la jonction. Aussi, pour l'évaluer, choisissons une région permettant de simplifier les calculs. Cette région correspond aux parties neutres **N** et **P**

En effet, loin de la zone de déplétion le champ électrique **E** est négligeable, ceci provenant de la conduction non nulle des semi-conducteurs. Le courant total est la seule somme des courants de diffusion des trous et des électrons

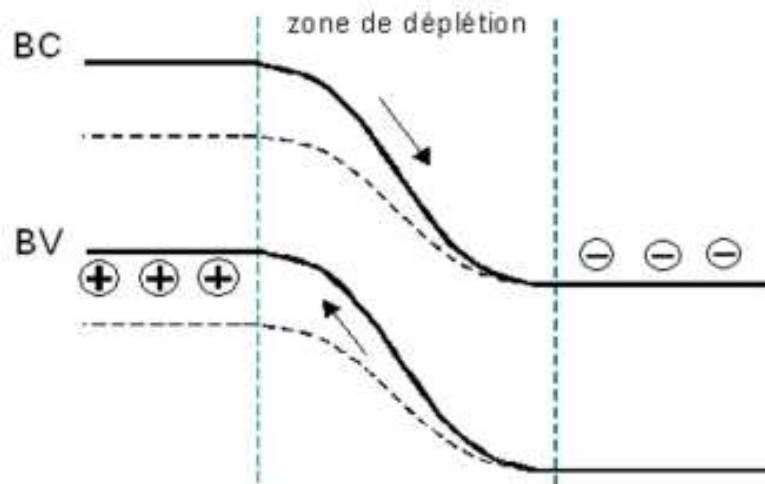
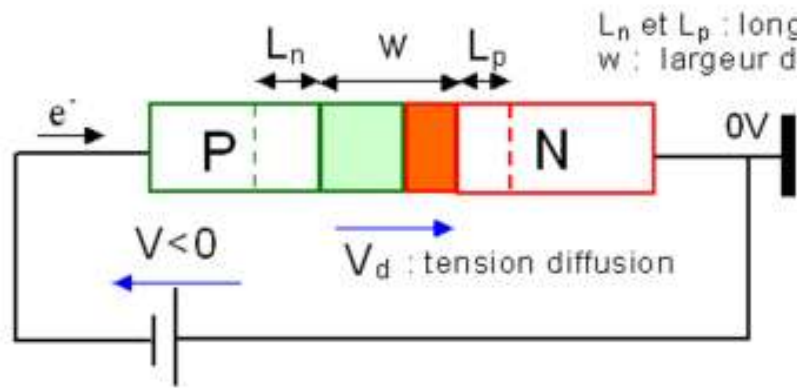
De plus, dans les zones neutres (hors zone de déplétion) la répartition spatiale des densités de porteurs majoritaires, c'est à dire les électrons côté **N** et les trous côté **P**, est constante

Or les courants de diffusion sont proportionnels au gradient de concentrations des porteurs, ainsi le courant total est généré par les porteurs minoritaires, c'est à dire les électrons coté **P** et les trous coté **N**

L'expression de la densité de courant total est donc

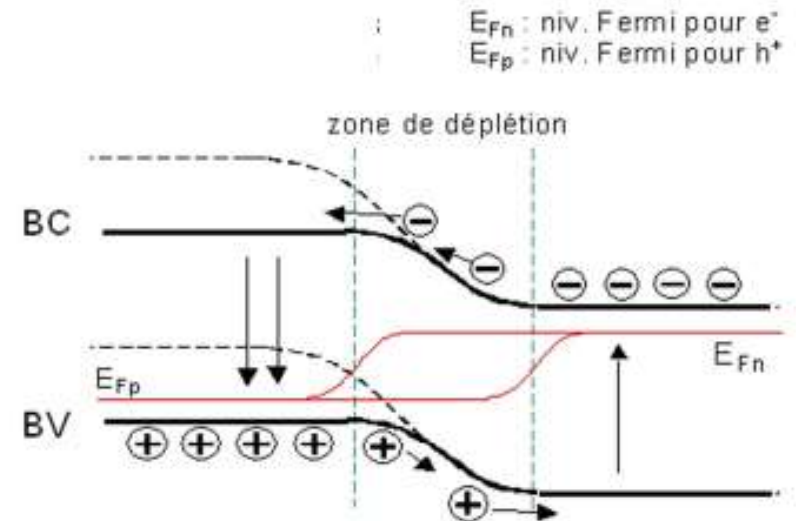
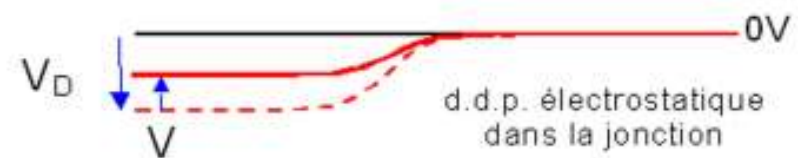
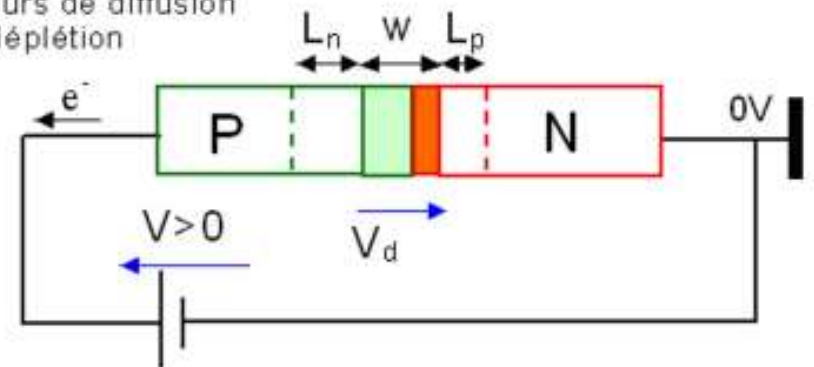
$$J = J_{nd}(x_p) + J_{pd}(x_n)$$

Où x_p (resp. x_n) délimite la frontière de la zone de déplétion côté **P** (resp. **N**)



Conclusion : faible courant

a) Polarisation en sens indirect

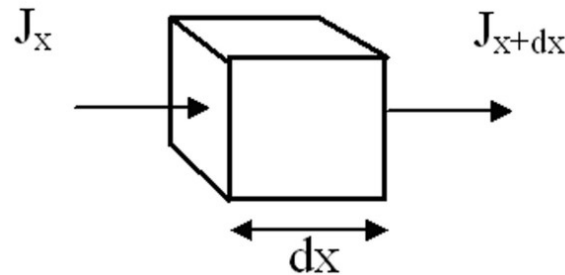


Conclusion : fort courant

b) Polarisation en sens direct

Afin d'exprimer J en fonction de la tension extérieure V , nous devons évaluer les densités de porteurs minoritaires « $n_p = n(x_p)$ » et « $p_n = p(x_n)$ » dans les zones neutres. Pour ce faire, nous allons écrire les équations dites de continuité donnant l'évolution du nombre de porteurs au cours du temps

Considérons un volume de semi-conducteur élémentaire de section unitaire et de longueur dx .



La variation de porteurs par unité de temps dans cet élément de volume est la somme algébrique du nombre de porteurs qui entrent et qui sortent

traduit par l'apport de porteurs extérieurs $\frac{1}{q} \frac{\partial J_x}{\partial x}$

de ceux qui se créent et de ceux qui se recombinent

traduit par les durées de vie τ_n et τ_p

des porteurs dans les régions neutres

Ainsi, nous obtenons pour les trous et les électrons les équations de continuité suivantes

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_{nd}}{\partial x} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

$$n_{p0} = n(x_p)$$

densité d'électrons côté P

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_{pd}}{\partial x} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_n}$$

$$p_{n0} = p(x_n)$$

densité des trous côté N

pour la jonction non alimentée

Équations de continuité à l'état stationnaire

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = 0$$

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$$

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0$$

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$$

Longueurs de diffusion des porteurs

En notant les densités porteurs majoritaires

$$n_{n0} = N_D$$

$$p_{p0} = N_A$$

L'expression de la tension de diffusion nous permet de lier les densités de porteurs majoritaires aux porteurs minoritaires pour la jonction à l'équilibre :

$$n_{n0} = n_{p0} \cdot \exp\left[\frac{qV_d}{kT}\right] \qquad p_{p0} = p_{n0} \cdot \exp\left[\frac{qV_d}{kT}\right]$$

Lorsque la jonction est alimentée la **d.d.p.** électrostatique devient $V_d - V$. Par analogie avec la jonction à l'équilibre, les densités de porteurs majoritaires et minoritaires sont liées par

$$n_n = n_p \cdot \exp\left[\frac{q(V_d - V)}{kT}\right] \qquad p_p = p_n \cdot \exp\left[\frac{q(V_d - V)}{kT}\right]$$

Où V est la tension de polarisation de la diode si l'on néglige les pertes ohmiques dans les semi-conducteurs dopés **P** et **N**.

En évaluant les densités de courants de diffusion aux limites de la zone de déplétion à l'aide des relations précédentes, on obtient la **densité de courant totale**

$$J = J_s \left(\exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1 \right) \qquad J_s = \frac{qn_{p0}D_n}{L_n} + \frac{qp_{n0}D_p}{L_p}$$