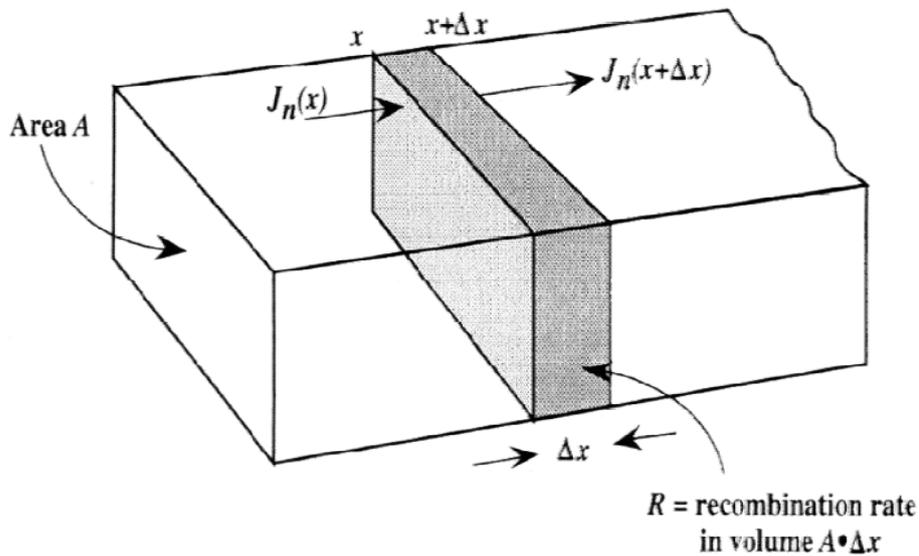


IV. Equations de continuité (équations de conservation de chaque type de porteurs):

Bilan : Variation de la densité d'électrons dans le volume par unité de temps



$$A\Delta x \frac{dn(x,t)}{dt} = A \left[\frac{J_n(x + \Delta x)}{e} - \frac{J_n(x)}{e} \right] - R + G$$

$$A\Delta x \frac{dn(x,t)}{dt} \cong A \frac{dJ_n(x)}{dx} \frac{\Delta x}{e} - R + G$$

On obtient alors les *équations de continuité* pour les électrons et les trous:

$$\frac{dn(x,t)}{dt} = \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} - r_n + g_n$$

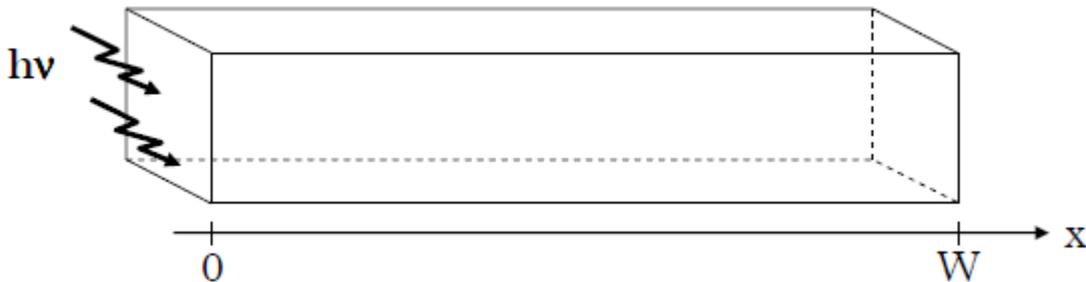
$$\frac{dp(x,t)}{dt} = -\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} - r_p + g_p$$

Exemple: cas où le courant est exclusivement du à de la diffusion:

$$\begin{cases} J_n(\text{diff}) = eD_n \frac{dn}{dx} \\ J_p(\text{diff}) = -eD_p \frac{dp}{dx} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{dn}{dt} = D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{\tau_n} \\ \frac{dp}{dt} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{\tau_p} \end{cases}$$

Exemple 01 : Soit un semi-conducteur de type p soumis à une illumination

- La création de porteurs se fait en surface (rayonnement très absorbé)
- Aucun champ électrique n'est appliqué au matériau



-Simplifier l'équation de continuité des électrons.

Réponse :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d\Delta n}{dt} = G - R + \frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_n) = 0 - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_n)$$

-Simplifier l'équation du courant.

Réponse :

$$\vec{j}_n = qn\mu_n \vec{\xi} + qD_n \overline{\operatorname{grad}(n)} = qD_n \overline{\operatorname{grad}(n)}$$

-Ré-écrire l'équation de continuité (à une dimension)

réponse

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2}$$

-On se place en régime stationnaire, ré-écrire l'équation précédente.

Réponse :

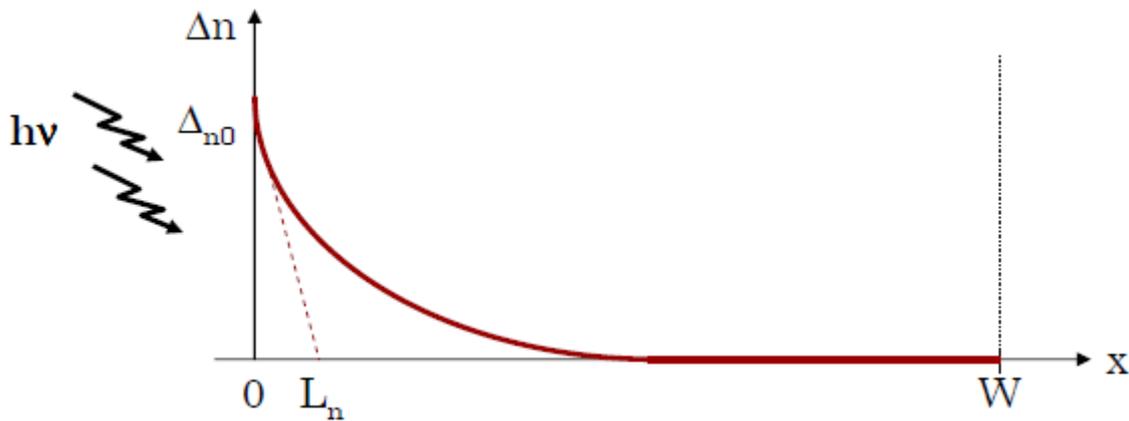
$$0 = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2}$$

La solution de cette équation est :

$$\Delta n = A_1 \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right) + A_2 \exp\left(\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right)$$

Où $L_n = \sqrt{\tau_n D_n}$ est la longueur de diffusion des électrons.

1) On suppose $W \gg L_n$, simplifier l'expression de Δn .



$$\Delta n(x \rightarrow \infty) = 0 \rightarrow \Delta n = A \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right)$$

$$\rightarrow \Delta n(x = 0) = (\Delta n)_0 \rightarrow \Delta n = (\Delta n)_0 \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$$

2) On suppose W quelconque et qu'en ce point le surplus de porteurs est recombinaisonné.

Conditions aux limites :

$$\begin{cases} \Delta n(x = 0) = \Delta n_0 \\ \Delta n(x = W) = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \Delta n_0 = A_1 + A_2 \\ 0 = A_1 \exp\left(-\frac{W}{L_n}\right) + A_2 \exp\left(\frac{W}{L_n}\right) \end{cases} \rightarrow \begin{cases} A_1 = -\frac{\Delta n_0}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_n}\right)} \exp\left(-\frac{W}{L_n}\right) \\ A_2 = \frac{\Delta n_0}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_n}\right)} \exp\left(\frac{W}{L_n}\right) \end{cases}$$

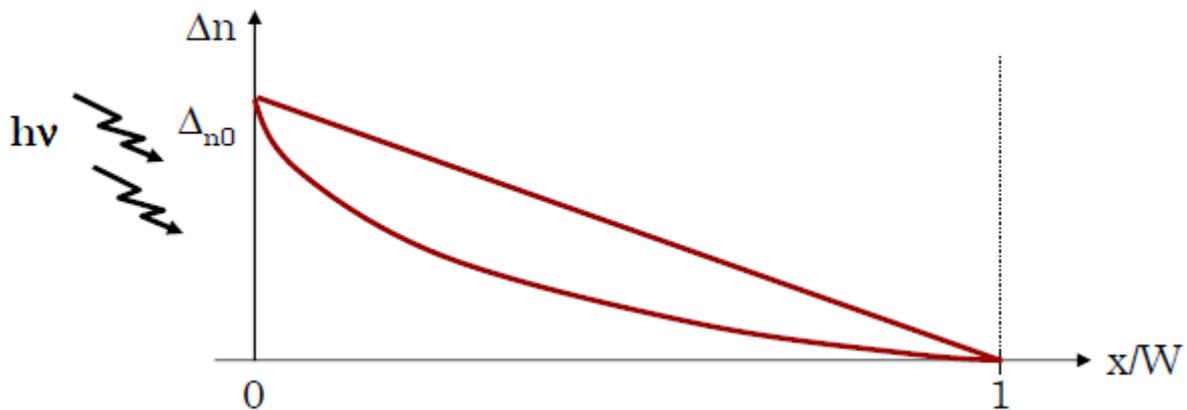
Expression de la densité d'électrons :

$$\Delta n(x) = \frac{\Delta n_0}{\operatorname{sh}\left(\frac{W}{L_n}\right)} \operatorname{sh}\left(\frac{W-x}{L_n}\right)$$

Simplifier $\Delta n(x)$ si $W \ll L_n$ (on rappelle que $\operatorname{sh}(a) = [\exp(a) - \exp(-a)]/2$).

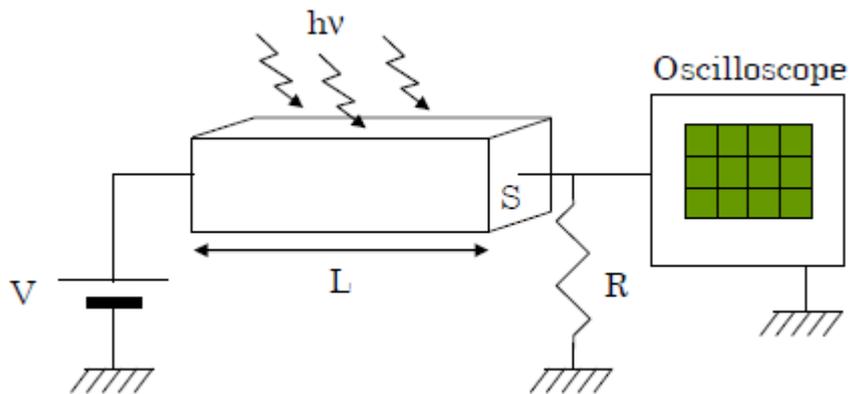
$$\Delta n(x) \cong \Delta n_0 \frac{W-x}{W}$$

Dans ce cas, les porteurs ne sont pas recombinés durant la traversée du barreau de silicium.



Exemple 2 : La Photoconductivité :

Description du montage : Barreau de silicium connecté à un générateur de tension et à une résistance. Un Oscilloscope aux bornes de la résistance.



-Flux permanent (régime permanent) de photons

La création de porteurs entraîne une variation de la conductivité :

$$\Delta\sigma = q(\mu_n \Delta n_0 + \mu_p \Delta p_0)$$

Surplus de porteurs :

$$\frac{dn(t)}{dt} = G_n - R_n = 0$$

La génération et la recombinaison se font par paire :

$$R_n = G_n = R_p = G_p = \frac{\Delta n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta p_0}{\tau_p}$$

Flux permanent (régime permanent) de photons : Surplus de porteurs : $\Delta n_0 = \tau G$

Nouvelle expression de la conductivité : $\delta\sigma = qG\tau(\mu_n + \mu_p)$

On coupe le flux de photons (régime transitoire) : A t = 0 on G = 0

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{d(n_0 + \Delta n)}{dt} = \frac{d\Delta n}{dt} = G_n - R_n = -R_n = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

Déterminer l'expression de $\Delta n(t)$

Réponse :

$$\frac{1}{\Delta n} d\Delta n = -\frac{1}{\tau} dt \quad \Longrightarrow \quad \ln(\Delta n) + K = -\frac{t}{\tau}$$

$$\Delta n = \exp(-K) \times \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \Longrightarrow \quad \boxed{\Delta n(t) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}$$

On coupe le flux de photons (régime transitoire)

Déterminer l'expression de la résistivité :

Réponse :

$$\Delta \sigma(t) = q\Delta n_0 (\mu_n + \mu_p) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \Rightarrow$$

La luminescence

La luminescence est une émission de lumière par un processus qui résulte du retour à l'équilibre d'un matériau au préalable excité.

Photoluminescence

-Une excitation par photons \Rightarrow émission de photons à une autre fréquence pendant un temps plus ou moins long après l'arrêt de l'excitation.

- Temps est court : matériau fluorescent, temps long : phosphorescent (Quelques millisecondes, secondes ou minutes)

- Certaines impuretés introduites dans un matériau piègent des électrons qui seront rendus avec une certaine constante de temps

- Cathodoluminescence

- Les électrons émis par une cathode et accélérés par un champ électrique (tube à vide d'une télévision ou d'un oscilloscope) viennent frapper un matériau et exciter ses électrons. En retournant à leur état d'équilibre, les électrons émettent des photons.

- Electroluminescence

- Création d'électrons et de trous en excès par injection de porteurs (application d'une tension) \Rightarrow émission de photons lors de la recombinaison.

Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

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. 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.

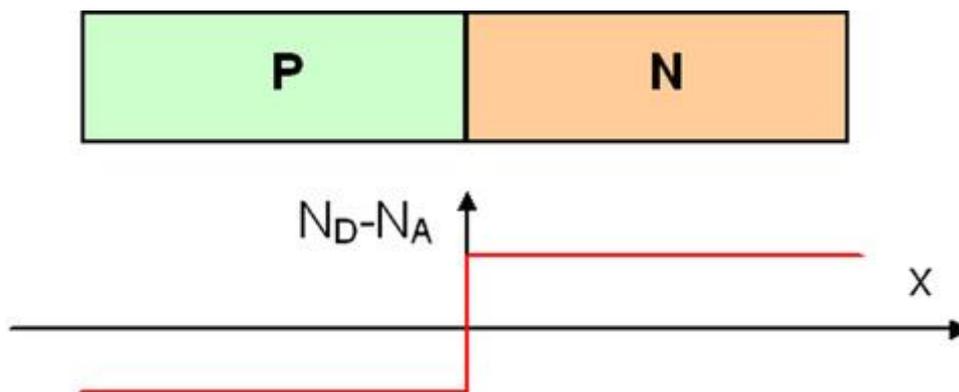


Fig1 :Variation de la différence de densités de donneurs et d'accepteurs pour une jonction abrupte

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 étudierons que ce seul modèle.

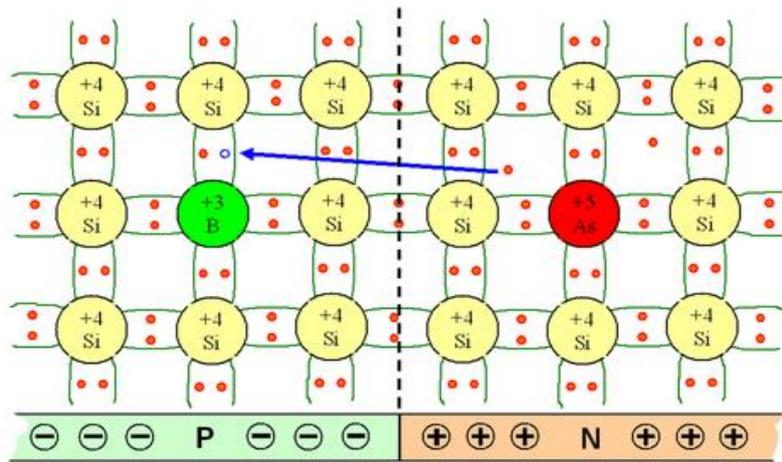


Fig 2: Représentation schématique des liaisons électroniques pour une jonction PN de semi-conducteurs silicium (Si). Le dopage N est obtenue par de l'arsenic (As) et le dopage P par du Bohr (B).

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 recombinier avec des trous. Ainsi, 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 appelé **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.

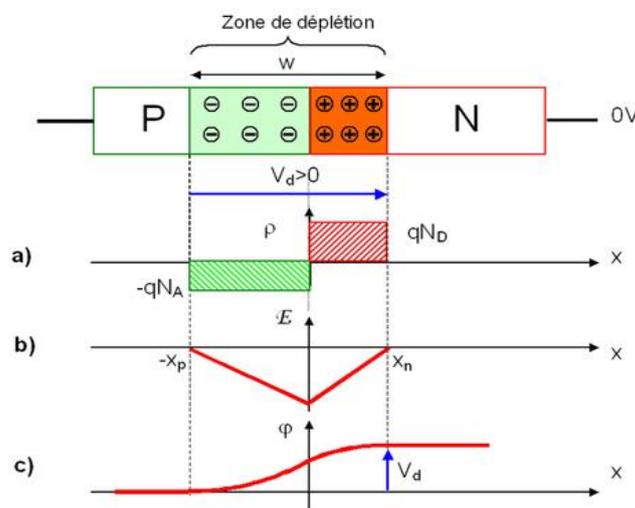


Figure EC3 : Jonction PN à l'équilibre thermodynamique. a) Charge d'espace, b) Champ électrique, c) Potentiel électrostatique.

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 charges d'espace ρ champ électrique E et potentiel électrostatique φ est :

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

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

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:

$$V_d = \frac{1}{q} (E_{Fp} - E_{Fn}) = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right]$$

Pour la jonction et à l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi coté dopé P et coté dopé N est identique. 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 potentiel électrostatique de qV_d .

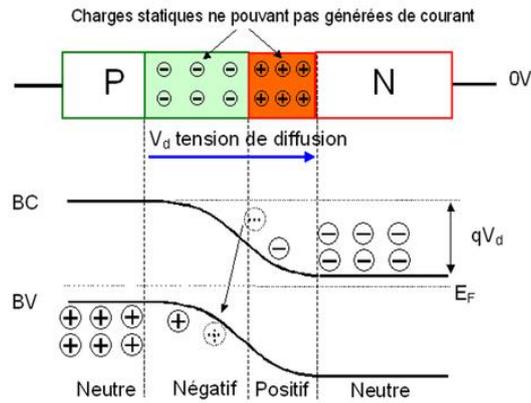
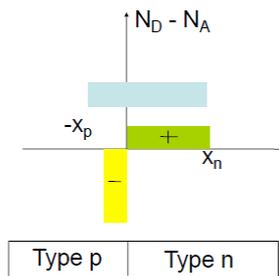


Fig3. Le diagramme d'énergie de la jonction PN

Largeur de la Zone de charge d'espace ZCE: $W = x_n + x_p$



Le champ électrique dans ZCE

$$E = -\frac{d\phi}{dx} = -q \frac{N_A(x+x_p)}{\epsilon} \quad [x_p, 0]$$

$$E = -\frac{d\phi}{dx} = q \frac{N_D(x-x_n)}{\epsilon} \quad [0, x_n]$$

$$E_{\max} = q \frac{N_A x_p}{\epsilon} = q \frac{N_D x_n}{\epsilon}$$

$$\begin{aligned}
V_{bi} &= - \int_{-x_p}^{x_n} E(x) dx \\
&= q \frac{N_A}{\epsilon} \int_{-x_p}^0 (x + x_p) dx + q \frac{N_D}{\epsilon} \int_0^{x_n} (x - x_n) dx \\
&= q \frac{N_A x_p^2}{2\epsilon} + q \frac{N_D x_n^2}{2\epsilon} \\
&= \frac{E_{\max} x_p}{2\epsilon} + \frac{E_{\max} x_n}{2\epsilon} = \frac{1}{2} E_{\max} W
\end{aligned}$$

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

Où W est la Largeur de la Zone de charge d'espace ZCE

$$W = x_n + x_p \text{ et } x_n N_D = x_p N_A$$

D'où

$$x_n = N_A / (N_D + N_A) W$$

$$x_p = N_D / (N_D + N_A) W$$

$$\text{si } N_D \gg N_A \Rightarrow W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \frac{V_{bi}}{N_A}} \quad \text{et } x_p = W$$

La zone de charge d'espace est principalement du côté le moins dopé.

Exemple: Silicium

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

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

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

On trouve:

$$qV_{bi} = 0.84 \text{ eV} \quad qV_{bi} = E_g - k_B T \ln \left(\frac{N_v N_c}{N_A N_D} \right)$$

$$W = 334 \text{ nm} \quad W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}$$

$$E_{\max} = 3.8 \times 10^5 \text{ V/cm} \quad E_{\max} = 2V_{bi} / W$$

$$\text{pour } 10^{15} \text{ cm}^{-3}, qV_{bi} = 0.61 \text{ eV}, W = 1.2 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \epsilon_0 \epsilon_r \\
\epsilon_0 &= 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m} \\
\epsilon_r &= 11.9 \\
q &= 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}
\end{aligned}$$

Jonction p-n hors équilibre :

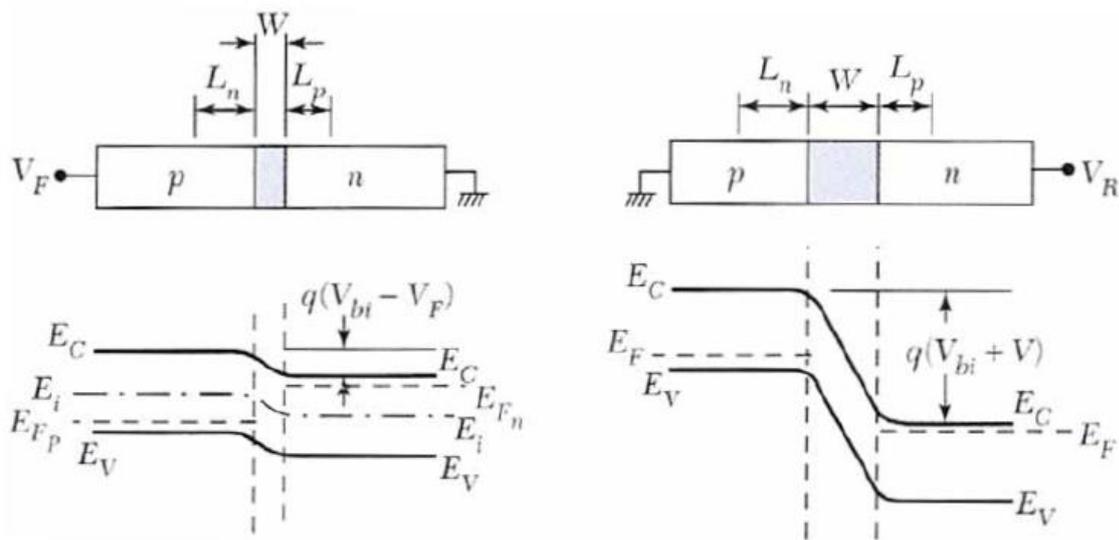
Lorsque l'on applique une différence de potentiel, la jonction n'est plus à l'équilibre. Hors équilibre le calcul liant W et V reste valide avec V_{bi} remplacé par $V_{bi}-V$ et $V = V_p - V_n$

$W' = W \sqrt{1 - \frac{V}{V_{bi}}}$ et le champ électrique maximum de la jonction polarisée est: $E'_{max} =$

$$E_{max} \sqrt{1 - \frac{V}{V_{bi}}}$$

Potentiel positif V_f : $V_p - V_n$: le potentiel interne est $V_{bi} - V_f$ et $W \uparrow$

Potentiel négatif V_r : $V_p - V_n$: le potentiel interne est $V_{bi} + V_r$ et $W \downarrow$



Capacité de la jonction (en régime inverse)

En tenant compte de l'évolution de l'épaisseur de la ZCE en fonction de la tension de polarisation inverse dans l'expression de la capacité de transition de la jonction on trouve :

$$C(V) = \frac{C(0)}{\sqrt{1 - \frac{V}{V_{bi}}}}$$

Plus on augmente la polarisation inverse, (V_j de plus en plus négative), plus la capacité de la jonction diminue.

Caractéristiques I-V

A l'équilibre et dans les régions neutres (n et p) nous avons

Type n: $(n_n)_0 = N_D$ et $(p_n)_0 = n_i^2 / N_D$

Type p: $(p_p)_0 = N_A$ et $(n_p)_0 = n_i^2 / N_A$

$$qV_{bi} = E_g - k_B T \ln\left(\frac{N_v N_c}{N_A N_D}\right) = E_g - k_B T \ln\left(\frac{n p}{N_A N_D} e^{\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} e^{\frac{(E_F - E_v)}{k_B T}}\right) = k_B T \ln\left(\frac{N_A N_D}{n p}\right)$$

$$qV_{bi} = k_B T \ln\left(\frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2}\right) = k_B T \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}}\right) = k_B T \ln\left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}}\right) \quad n_{n0} p_{n0} = n_{p0} p_{p0} = n_i^2$$

on en déduit

$$n_{p0} = n_{n0} \exp(-qV_{bi}/kT)$$

$$n_{n0} = n_{p0} \exp(qV_{bi}/kT)$$

Les densités d'électrons et de trous des deux côtés de la jonction sont reliées par le potentiel V_{bi} : Ces relations sont toujours valables lorsque l'on polarise la jonction (un champ V extérieur est appliqué);

Polarisation (directe: $V > 0$, inverse $V < 0$)

$$n_n = n_p \exp(q(V_{bi} - V)/kT)$$

avec n_n et n_p les densités aux limites de zones de charge d'espace. On se limite au régime de faible injections, dans ce cas $n_n \approx n_{n0}$

$$\text{Nous avons alors } n_n \approx n_{n0} = n_{p0} \exp(qV_{bi}/kT) = n_p \exp(q(V_{bi} - V)/kT)$$

soit $n_p \approx n_{p0} \exp(qV/kT)$ (en éliminant V_{bi}), ou encore $n_p - n_{p0} = n_{p0}(\exp(qV/kT) - 1)$ du côté p en $x = -x_p$. De façon similaire, nous avons $p_n - p_{n0} = p_{n0}(\exp(qV/kT) - 1)$ du côté n en $x = x_n$.

Densités de porteurs minoritaires dans les couches de types n et p

Pas de courants générés dans la zone de charge d'espace, les porteurs viennent des couches de types n et p (couches neutres)

Calcul du courant dans les couches neutres (types n et p)

Equation de continuité :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n + (G_n - R_n)$$

$$\text{Avec } \vec{J}_n = q(\mu_n n \vec{E} - D_n \vec{\nabla} n)$$

G_n : taux de génération (thermique, lumière ...), R_n : taux de recombinaison

$G_n - R_n$: retour à l'équilibre avec un temps caractéristique τ_n , $G_n - R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}$ où $n - n_0$ est l'écart à l'équilibre et τ_n est le temps de vie. D'où en régime continu (et avec $E=0$ dans les couches neutres)

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = 0 &= D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + (G_n - R_n) \\ &= D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \left(\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} \right) \end{aligned} \quad \text{soit:} \quad \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \left(\frac{n_p - n_{p0}}{D_n \tau_n} \right) = 0$$

On intègre avec $n_p = n_{p0} \exp(qV/kT)$ et $n_p = n_{p0}$ pour $x = -\infty \Rightarrow$

$n_p - n_{p0} = n_{p0} (\exp(qV/kT) - 1) \exp[(x+x_p)/L_n]$ avec $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$, L_n est la longueur de diffusion des électrons dans le type p.

On fait l'hypothèse que les courants de chaque porteurs ne varient pas dans la zone de charge d'espace.

$J_t = J_n + J_p = \text{cst}_n \Rightarrow$ Le courant total s'écrit alors $J = J_n(x_n) + J_{p,\text{diff}}(x_n) = J_{n,\text{diff}}(-x_p) + J_{p,\text{diff}}(x_n)$

Le courant total s'écrit alors

$$J = J_n(-x_p) + J_p(x_n)$$

$$= \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{qV/kT} - 1) + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{qV/kT} - 1) \quad J = J_s (e^{qV/kT} - 1) \quad \text{avec} \quad J_s = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p}$$

J_s Courant de saturation (diode idéale)

Quand $V=0$, pas de courant car équilibre

Quand $V < 0$, J tend vers $-J_s$

Quand $V > 0$, J augmente rapidement (exponentielle)

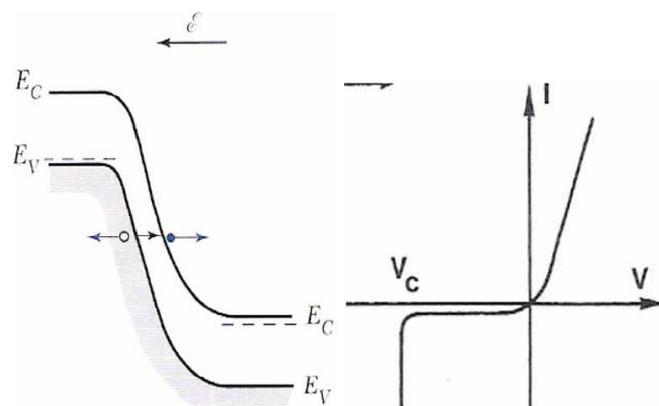
Polarisation en inverse -Effet Zener

Lorsque la jonction est polarisée en inverse (V_i), la zone de charge d'espace varie en $V^{1/2}$ ($V = V_{bi} + V_i$), ainsi que le champ électrique dans cette zone. Le champ électrique E_{max} ne peut pas augmenter indéfiniment lorsque V_i augmente car $F = qE_{\text{max}} \Rightarrow$ ionisation du matériau avec création de paires e-h

Dans le silicium $F = 106 \text{ V/cm}$ (champ de claquage). Dans une jonction, cela se traduit par une tension inverse limite appelée tension **Zener** (V_z) qui dépend des niveaux de dopages $V_i > V_z \Rightarrow$ fort courant : c'est l'effet **Zener** ou encore effet de **claquage**

un électron passe directement de la bande de valence à la bande de conduction par effet tunnel à travers la zone de charge d'espace.

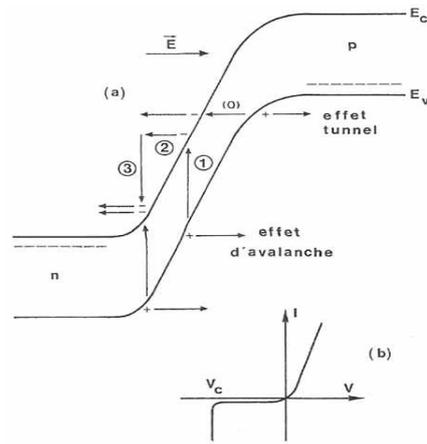
En pratique, l'effet Zener n'apparaît que dans les jonctions très dopées (W petite). Lorsque les niveaux de dopages sont faibles \Rightarrow effet « avalanche ». Ce phénomène peut être destructif, claquage de la jonction ou bien mis à profit dans des diodes conçues pour exploiter l'effet, diodes Zener. V_c peut être choisi par construction



Diode à avalanche: Si la zone de charge d'espace est grande ($W > 0,1 \mu\text{m}$) \Rightarrow phénomène d'avalanche. Lorsque le champ devient élevé (10^5 V/cm), les porteurs subissent une accélération importante qui conduit à la création de nouvelles paires e-h par ionisation du matériau, elles-mêmes responsables de nouvelles paires e-h, et ainsi de suite... **Avalanche (Réaction en chaîne)**

Rem: Effet Zener, $V_{\text{critique}} \downarrow$ avec T

Effet Avalanche, $V_{\text{critique}} \uparrow$ avec T



Diode tunnel

Régions n et p sont dégénérées (niveau de Fermi dans les bandes)

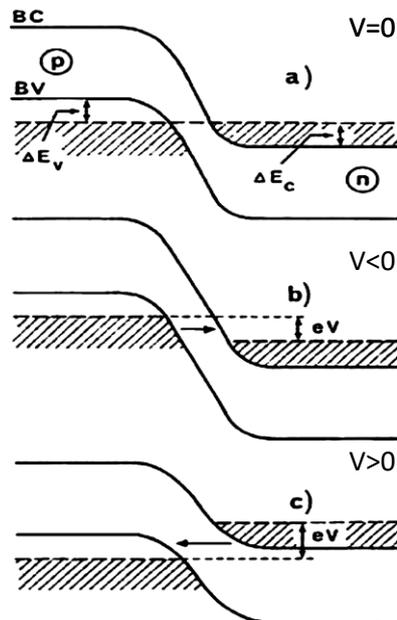
Dopage très élevé \Rightarrow W très petite (< 1 nm)

V < 0

Etats occupés dans la BV même énergie que des états vides dans la BC \Rightarrow effet tunnel BV vers BC

V > 0

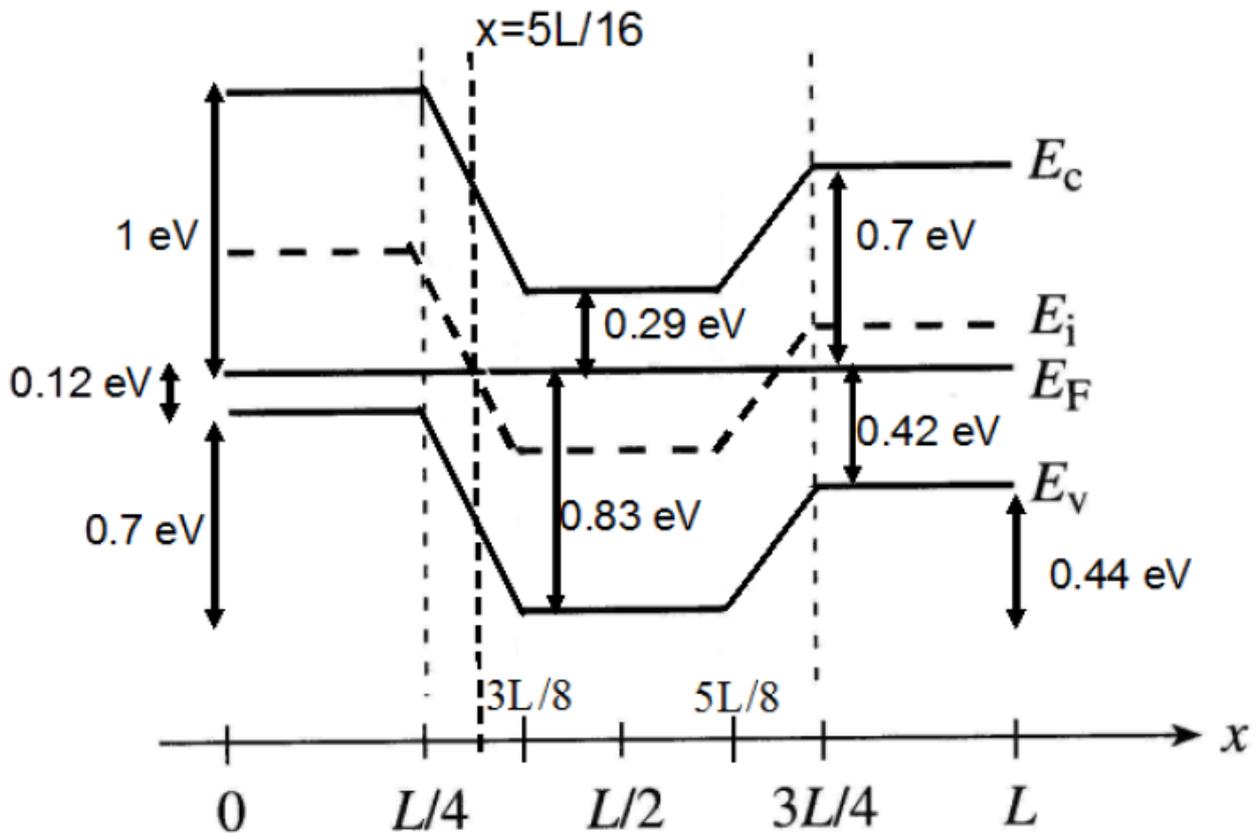
Etats occupés dans la BC même énergie que des états vides dans la BV \Rightarrow effet tunnel BC vers BV



Exercice :

Interprétation des diagrammes de bandes (énergie d'un électron en fonction de la position)

Un dispositif en **silicium** à 300 K est caractérisé par le diagramme de bande ci-dessous. E_c est l'énergie du bas de la bande de conduction, E_v est l'énergie du haut de la bande de valence, E_F est l'énergie de Fermi et E_i est l'énergie de Fermi intrinsèque. L est la longueur du dispositif dans la direction x . Utiliser le diagramme de bande ci-dessous afin de répondre aux questions suivantes. *Prenons comme hypothèse que dans chaque région il n'y a qu'un type de dopant présent.*



Données

Constantes universelles et données à $T = 300$ K pour le silicium

$k_B T = 26$ meV	$N_V = 10^{19}$ cm ⁻³	$N_C = 2,8 \times 10^{19}$ cm ⁻³	$n_i = 7,5 \times 10^9$ cm ⁻³	$E_g = 1,12$ eV
$\mu_n = 1345$ cm ² /Vs	$\mu_p = 458$ cm ² /Vs	$e = 1,6 \times 10^{-19}$ C	$k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ J.K ⁻¹	$= 8,62 \times 10^{-5}$ eV.K ⁻¹
$0^\circ\text{C} = 273,15$ K	$h = 6,626 \times 10^{-34}$ Js	$s = 4,136 \times 10^{-15}$ eV.s		

1. Le dispositif est-il à l'équilibre thermodynamique ? Expliquer.

Réponse : Oui, car E_F est horizontal.

2- Quel est le type de dopant (dominant) a) à $x=0$? b) à $x=L/2$? c) à $x=L$? Expliquer vos réponses.

Réponse :

a) à $x=0$: p E_F plus près de E_v

b) à $x=L/2$: n E_F plus près de E_c

c) à $x=L$: p E_F plus près de E_v

3. Quelles sont les concentrations d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence à $x=L/2$?

réponse :

$$n = N_c \exp - \frac{E_C - E_F}{k_B T}$$

$$n = 4.10^{14} \text{cm}^{-3}$$

$$p = N_v \exp - \frac{E_F - E_v}{k_B T}$$

$$p = 1.4.10^5 \text{cm}^{-3}$$

4. Quelles sont les concentrations d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence à $x=5L/16$?

Réponse : $n=p=n_i=10^{10} \text{cm}^{-3}$

5- Tracer la variation du potentiel en fonction de x

Réponse, schéma négatif du schéma de structure de bande

6-trouver une expression du potentiel ϕ dans chacune des différentes régions du dispositif.

$\phi = - E/e$ Son unité est « V » (volts)

$$\phi=0 \quad 0 \leq x \leq \frac{L}{4}$$

$$\phi = \frac{0,71}{\frac{L}{8}} \left(x - \frac{L}{4} \right) = \frac{5,68}{L} \left(x - \frac{L}{4} \right); \frac{L}{4} \leq x \leq \frac{3L}{8}$$

$$\phi=0,71 \quad \frac{3L}{8} \leq x \leq \frac{5L}{8}$$

$$\phi = 0,71 + \frac{0,41}{\frac{L}{8}} \left(x - \frac{5L}{8} \right) = 0,71 + \frac{3,28}{L} \left(x - \frac{5L}{8} \right); \frac{5L}{8} \leq x \leq \frac{3L}{4}$$

$$\phi=0,3 \quad \frac{3L}{4} \leq x \leq L$$

7-Trouver une expression du champ électrique dans chacune des différentes régions du dispositif.

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dx}$$

$$\varepsilon=0 \quad 0 \leq x \leq \frac{L}{4}$$

$$\varepsilon = -\frac{0,71}{\frac{L}{8}} (x) = -\frac{5,68}{L} (x); \frac{L}{4} \leq x \leq \frac{3L}{8}$$

$$\varepsilon=0 \quad \frac{3L}{8} \leq x \leq \frac{5L}{8}$$

8. Trouver la valeur du champ électrique E pour L=0.8 cm à

a) x=L/2 ? réponse 0

b) x=L ? réponse 0

c) x=5L/16 ? réponse E = 7.1 V/cm

9. Quelle est la valeur du courant **total** dans le dispositif ? *Expliquer* votre réponse.

Réponse : Le courant total est nul car le dispositif est à équilibre thermodynamique.

10. Le courant de *diffusion* est-il nul à $x=5L/16$? *Expliquer* votre réponse. S'il est non-nul, donner sa valeur pour $L=0,8$ cm.

Réponse :

Le courant total est nul, mais à $x=5L/16$ nous avons un champ électrique (voir ci-dessus), ce qui nous donnera un courant de dérive. Le courant de diffusion aura la même valeur que ce courant de dérive, mais il sera dans le sens opposé.

$$J_{dérive} = e(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon$$

$$J_{dérive} = 0,02 \text{ mA} / \text{cm}^2$$

11. En général, quelle condition permet d'avoir un courant de diffusion dans un semiconducteur ?

Réponse : Un dopage non-uniforme