

Chapitre 5

Jonction p-n

IV. La jonction p-n

Caractéristiques de base

A l'équilibre

Zone de charge d'espace

caractéristiques courant-tension

Champ de claquage

Hétérojonction

Plan du cours

1/3
bases

1. Introduction

- Caractéristiques physiques des semiconducteurs
- Quels Matériaux pour quel type d'applications

2. Propriétés électroniques des semiconducteurs

- Structure de bandes
- Statistiques d'occupation des bandes
- Propriétés de transport
- Processus de recombinaison

3. Jonctions et interfaces

- Jonctions métal/semi-conducteurs
- Jonction p-n à l'équilibre, Jonction p-n hors-équilibre

1/3
transport

4. Composants électroniques

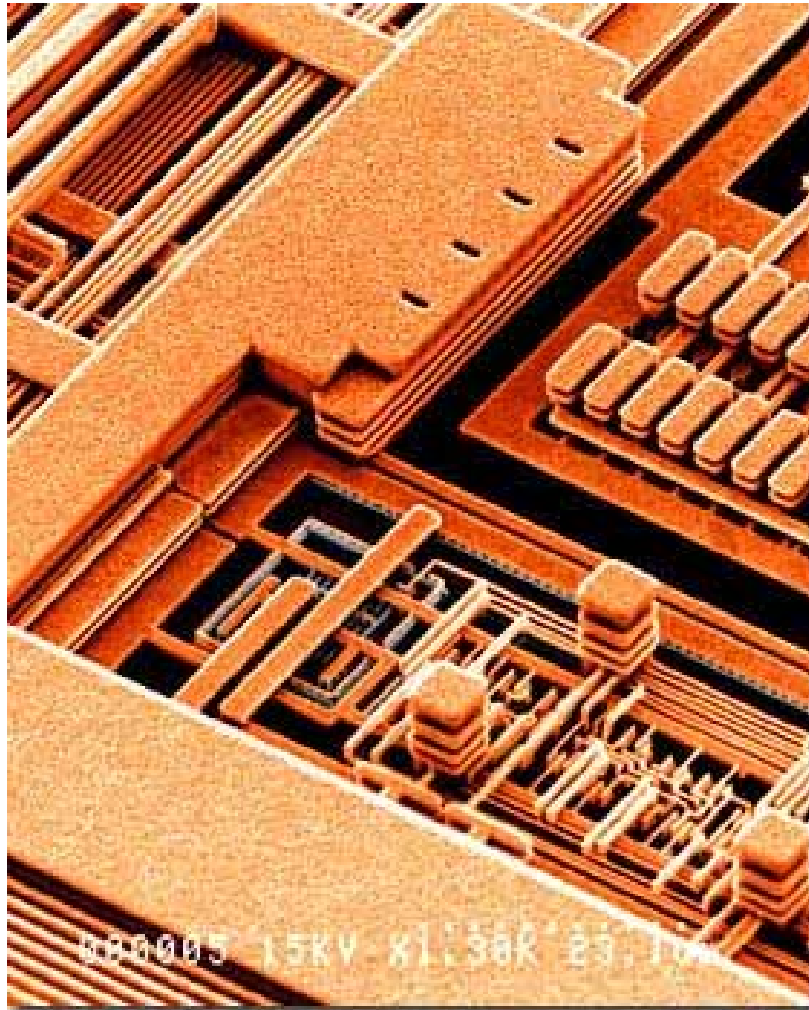
- Transistors bipolaires
- Transistors à effet de champ
- Dispositifs quantiques
- Nouveaux matériaux

1/3
optique

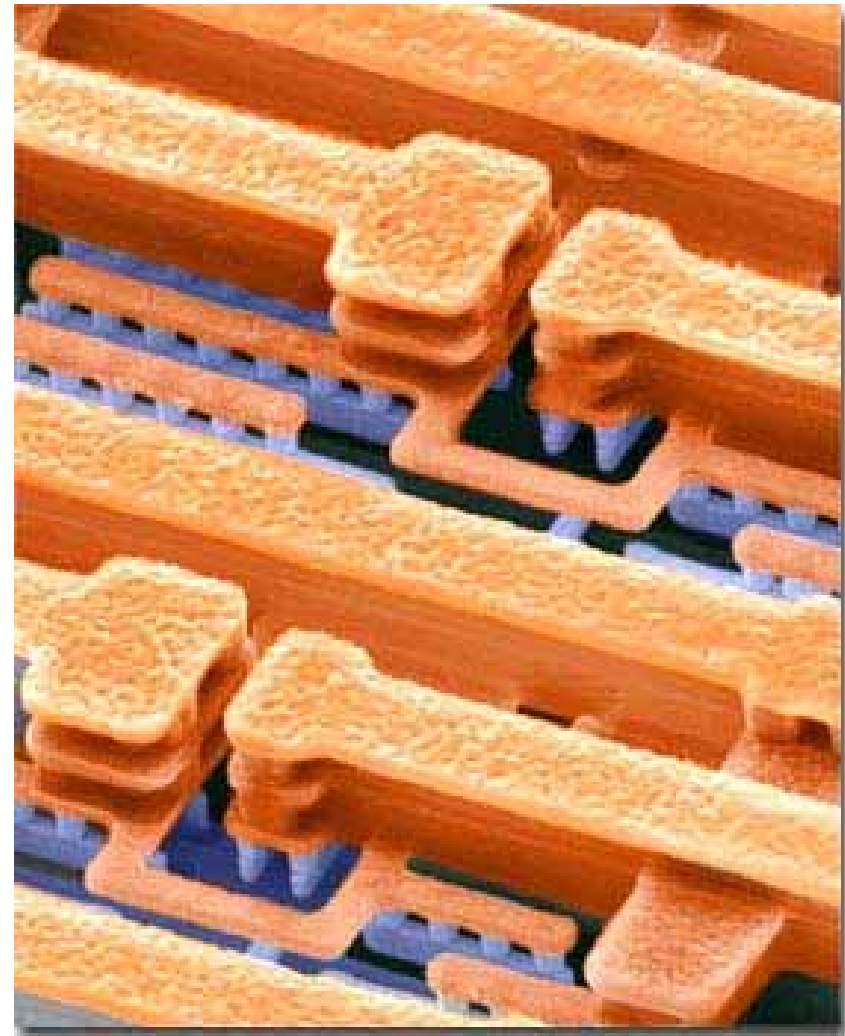
5. Composants optoélectroniques

- Détecteurs
- Diodes électroluminescentes
- Diodes lasers
- Lasers à émission par la surface
- Lasers à cascade quantique

Circuits microélectroniques



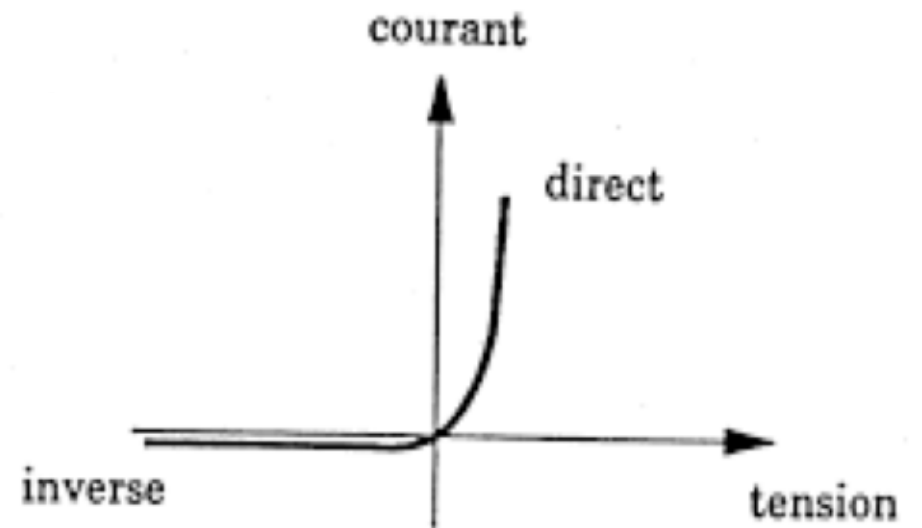
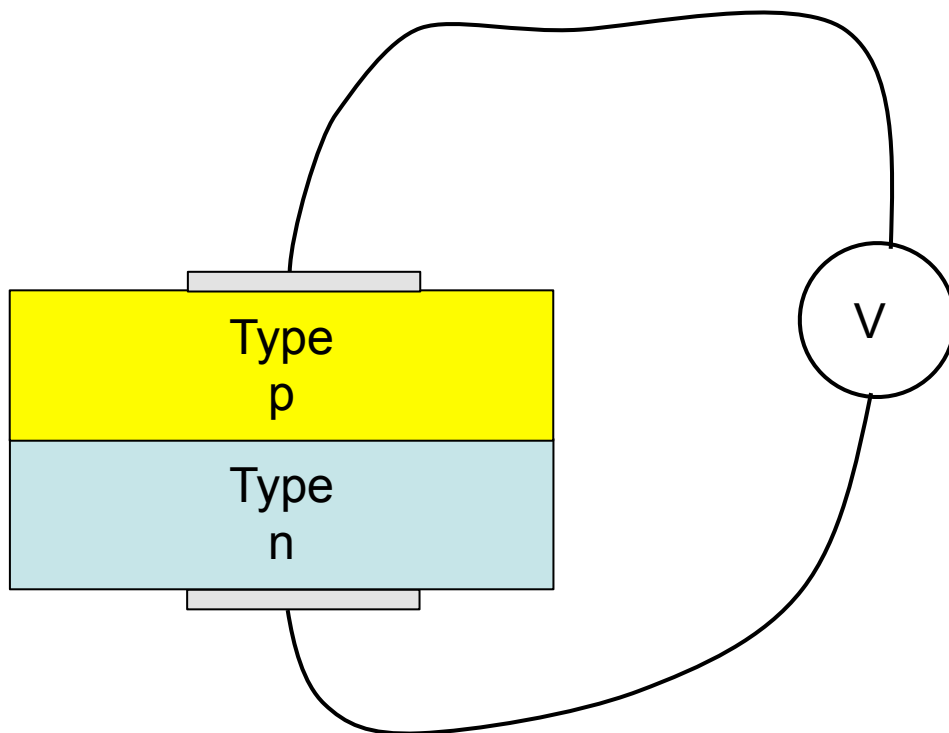
SEM view of Copper Interconnect
(IBM Microelectronics)



SEM view of Copper Interconnect
(IBM Microelectronics)

La jonction p-n

Une jonction p-n correspond à la juxtaposition de deux matériaux identiques ou non de type p et de type n



Une jonction p-n est une diode

La jonction p-n

Applications

- Transistors bipolaires
- Diodes électroluminescentes
- Diodes laser
- Cellules solaires
- Détecteurs

Fabrication

Pendant la croissance

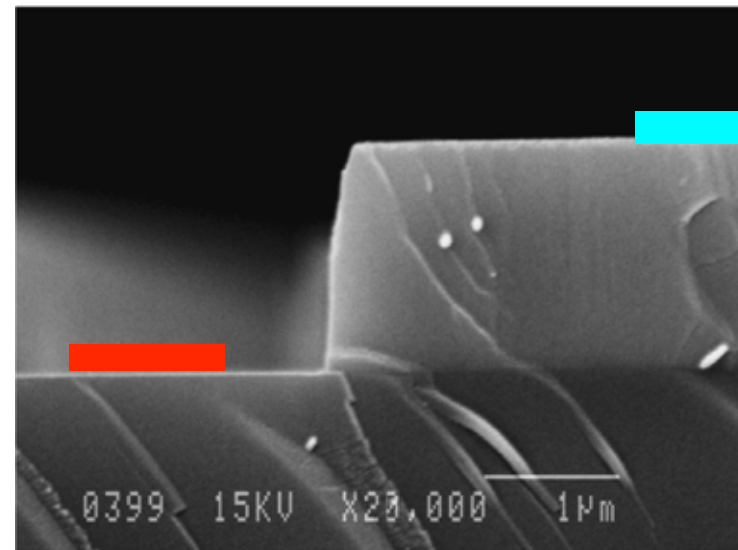
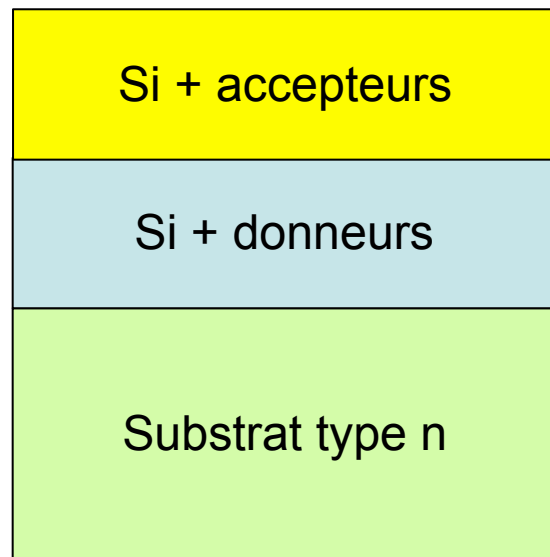


Image SEM d'une jonction p-n

Fabrication

Par implantation ou diffusion

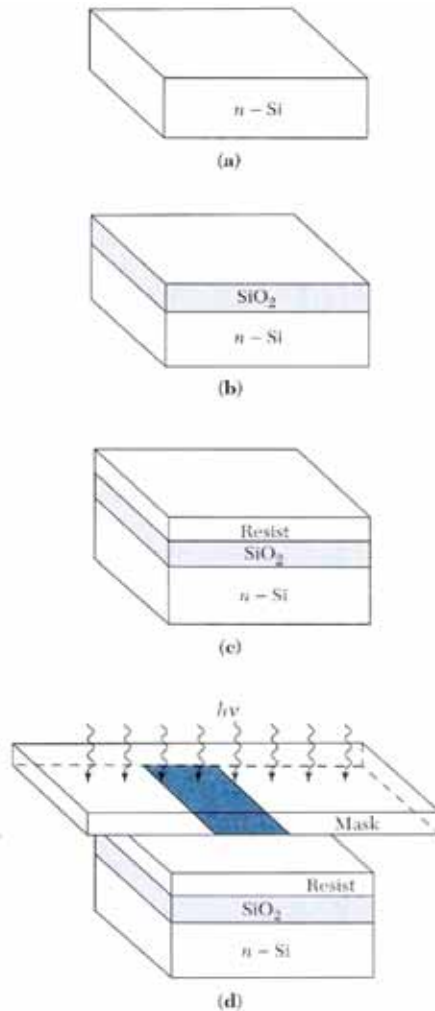


Fig. 1 (a) A bare n -type Si wafer. (b) An oxidized Si wafer by dry or wet oxidation. (c) Application of resist. (d) Resist exposure through the mask.

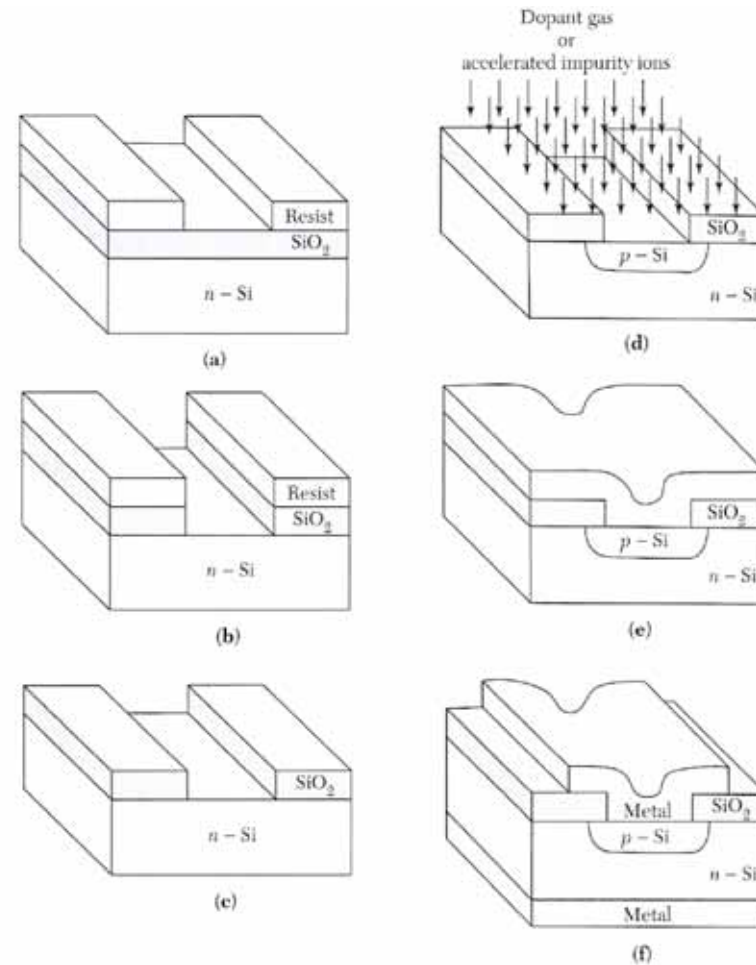
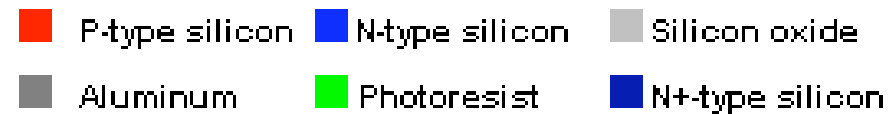
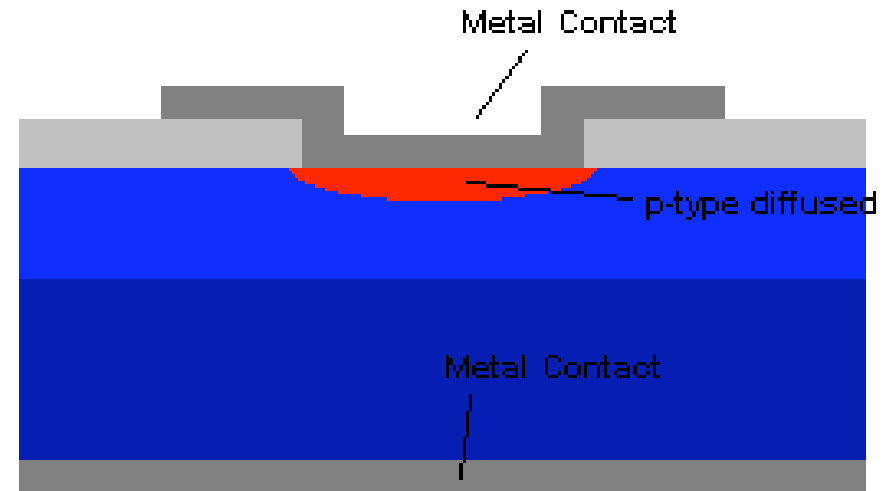


Fig. 2 (a) The wafer after the development. (b) The wafer after SiO_2 removal. (c) The final result after a complete lithography process. (d) A p - n junction is formed in the diffusion or implantation process. (e) The wafer after metallization. (f) A p - n junction after the complete processes.

Junction p-n fabrication

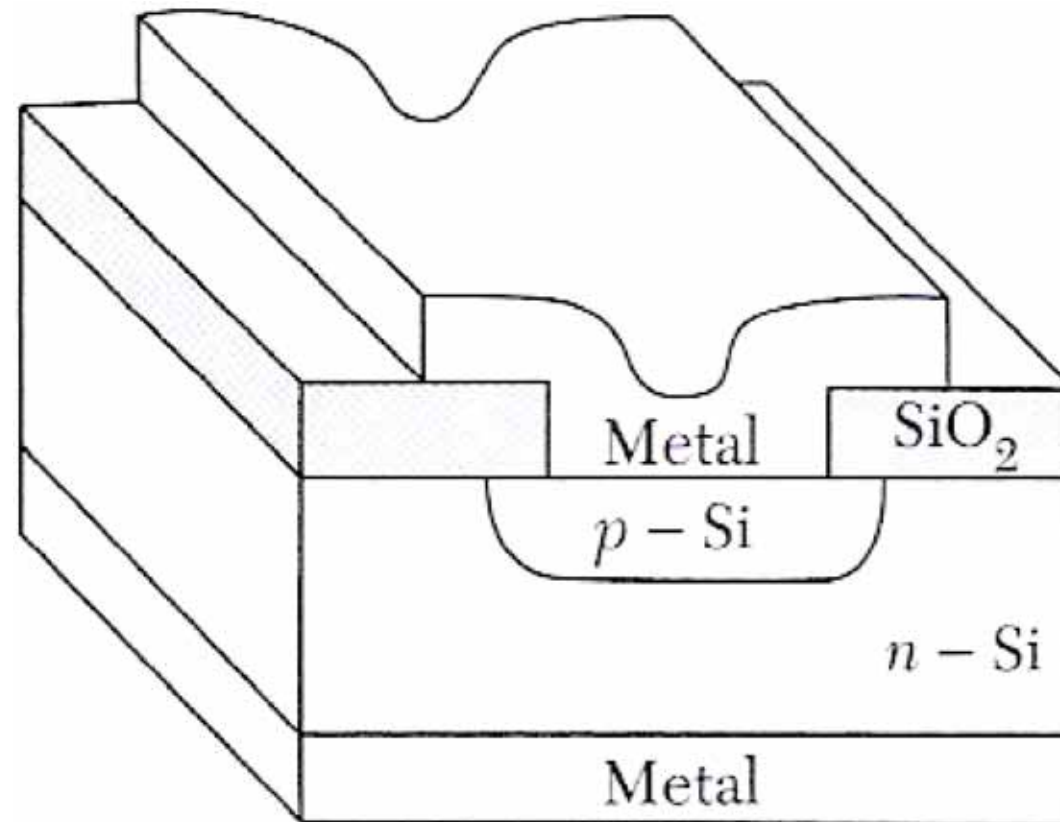
PNDIODE



<http://jas.eng.buffalo.edu/education/fab/pn/diodeframe.html>

Fabrication

Composant final



La jonction p-n

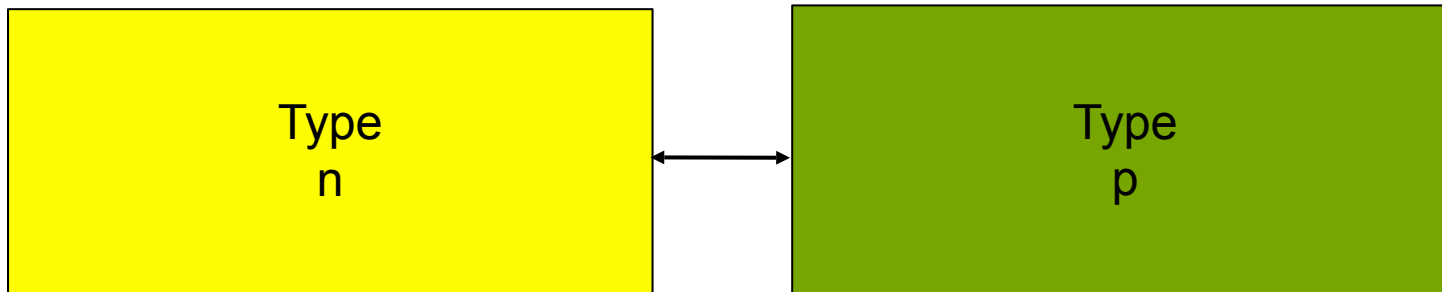
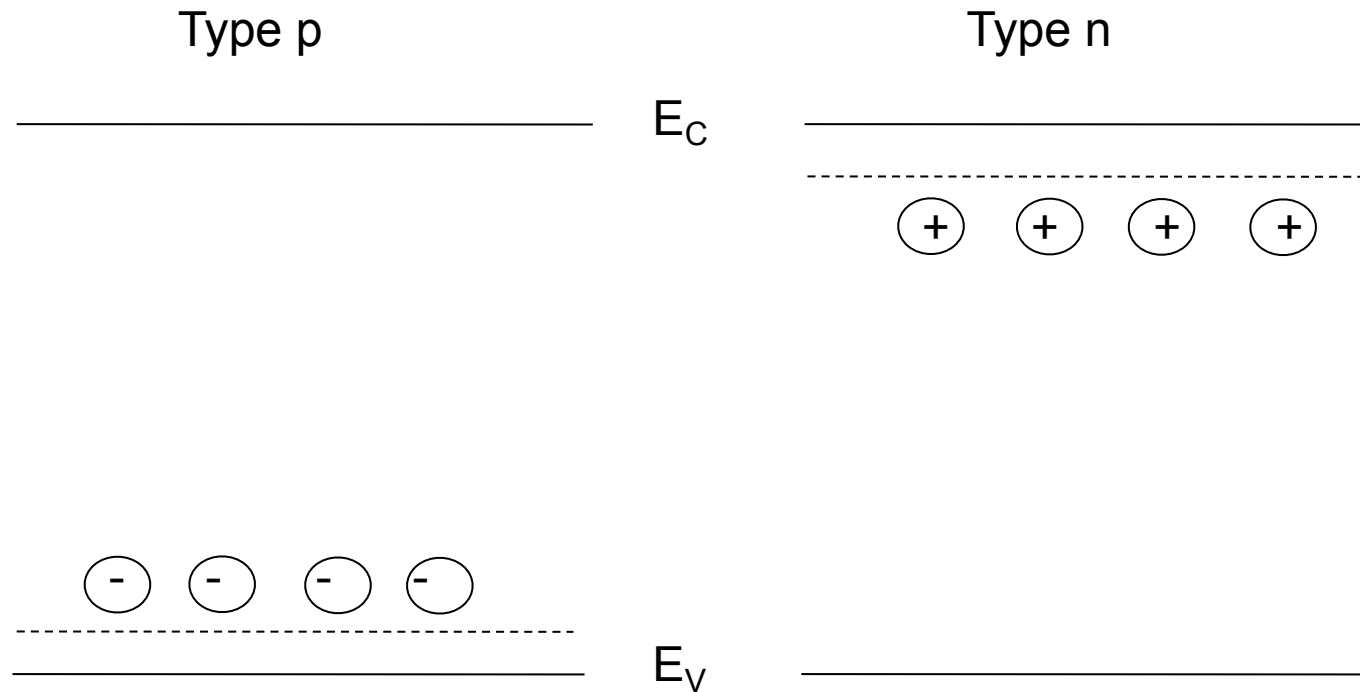


Diagramme de bande

- A l'équilibre



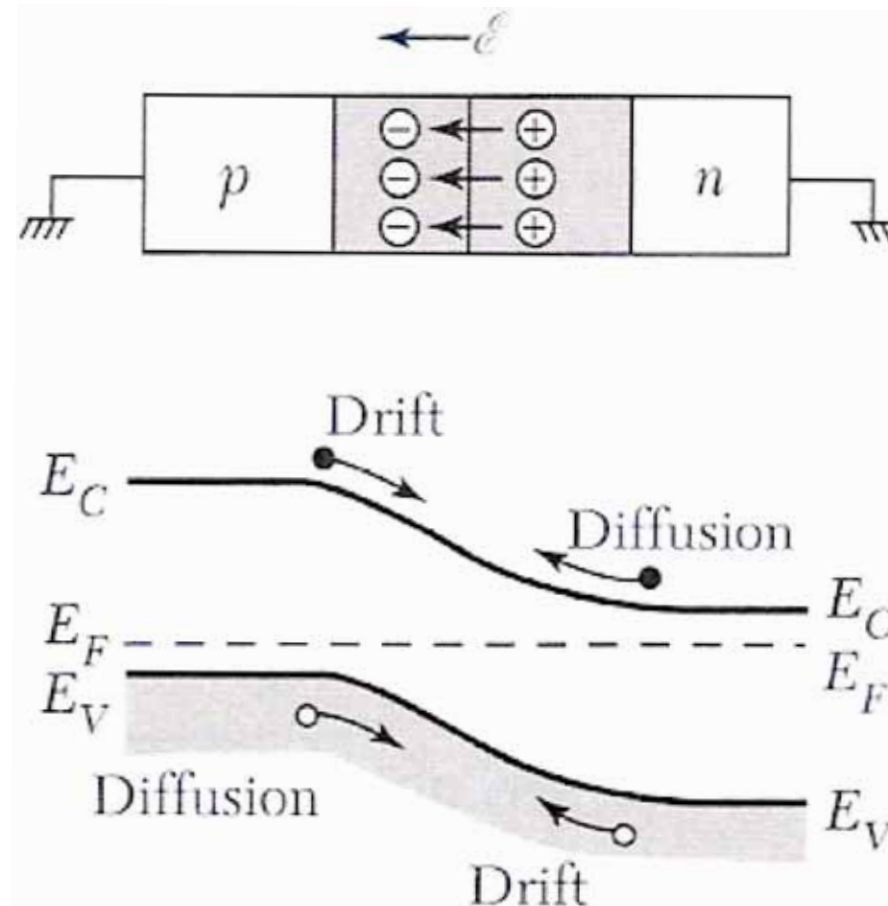
Gradients de concentration \Rightarrow il existe un courant de diffusion $\Rightarrow J_{\text{diff}}$

Les impuretés ne sont plus compensées \Rightarrow un champ électrique se forme $\Rightarrow J_{\text{cond}}$

Les deux courants sont de signe opposé

Diagramme de bande

- A l'équilibre



<http://jas.eng.buffalo.edu/education/pn/pnformation3/>

Diagramme de bande

- A l'équilibre (pas d'excitation externe)

Le niveau de Fermi doit être constant

$$J_n = -\sigma_n \text{ grad } V_F \quad \textit{Equation générale des courants}$$

or $\text{grad } V_F = 0$

d'où $J_n = 0$ (idem pour J_p)

$$J = J_{\text{dérive}} + J_{\text{diffusion}} = 0$$

Il n'y a pas de courant dans la jonction

Le courant de dérive compense exactement le courant de diffusion

Zone de charge d'espace

La zone de charge d'espace ou zone de déplétion

Charges fixes

Charges mobiles

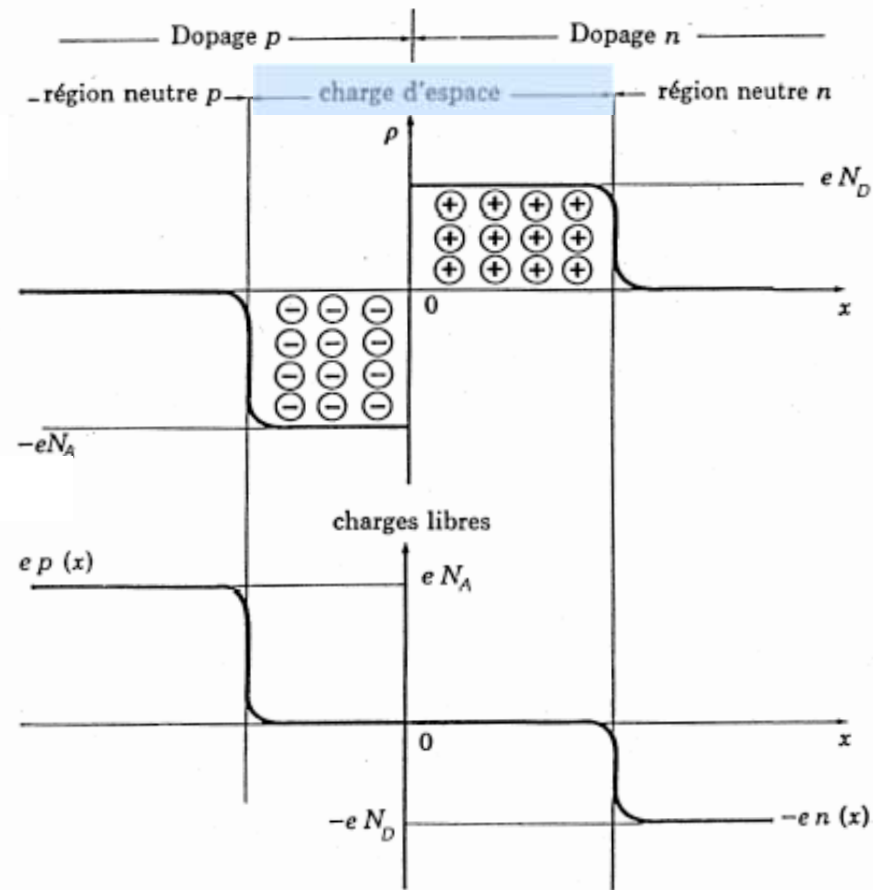
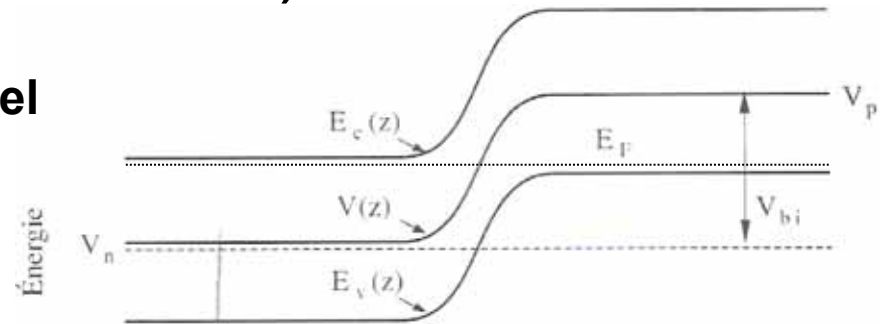


Diagramme de bande

- A l'équilibre (pas d'excitation externe)

Calcul de la hauteur de barrière de potentiel



$$qV_{bi} = E_G - (E_C - E_F)_n - (E_F - E_V)_p$$

avec
$$E_F = E_c - kT \ln \frac{N_c}{n} = E_v + kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (n \approx N_D \text{ et } p \approx N_A)$$

En considérant que toutes les impuretés sont ionisées, nous obtenons

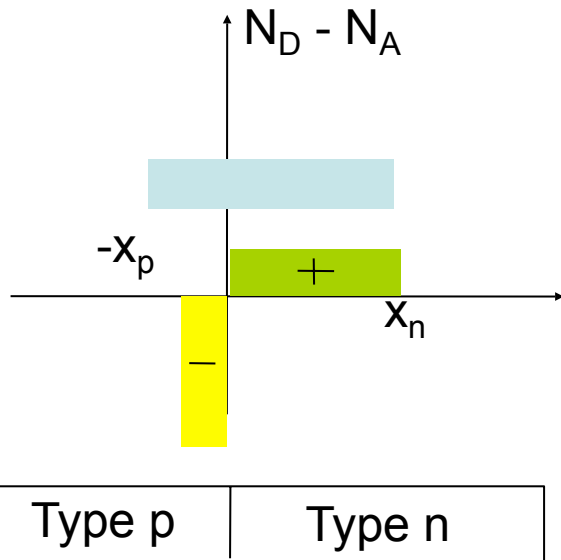
$$qV_{bi} = E_g - k_B T \ln \left(\frac{N_v N_c}{N_A N_D} \right) \quad (\text{built-in potential})$$

	N_c (10^{19} cm^{-3})	N_v (10^{19} cm^{-3})
Si	2.7	1.1
Ge	1	0.5
GaAs	0.04	1.3

Cette barrière de potentiel est la conséquence directe de l'apparition de zones chargées positivement et négativement sous l'effet de la diffusion des porteurs. C'est ce qui conduit à l'équilibre

Zone de charge d'espace (ZCE)

Approximation d'une jonction abrupte



$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = q \frac{N_A}{\epsilon} \quad \text{pour} \quad -x_p \leq x < 0$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -q \frac{N_D}{\epsilon} \quad \text{pour} \quad 0 < x \leq x_n$$

Neutralité électrique: $x_p N_A = x_n N_D$

Extension de la ZCE: $W = x_p + x_n$

Calcul du champ électrique dans ZCE

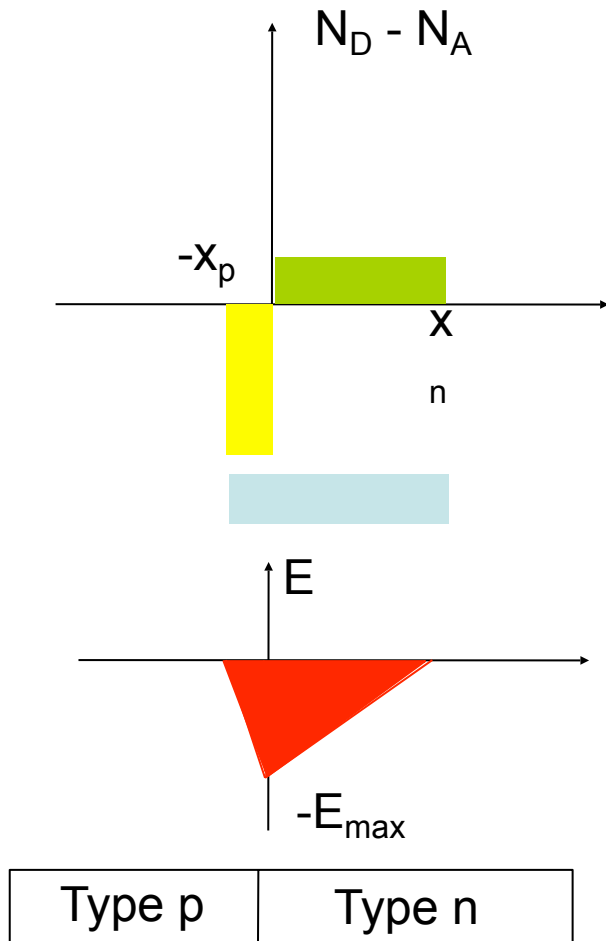
$$E = -\frac{d\phi}{dx} = -q \frac{N_A(x + x_p)}{\epsilon} \quad [x_p, 0]$$

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

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

Zone de charge d'espace

Cas d'une jonction abrupte



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

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

Extension de la zone de charge d'espace

Zone de charge d'espace

Exemple: Silicium

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

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

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

On trouve:

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

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

$$E_{\max} = 5 \times 10^4 \text{ V/cm} \quad E_{\max} = 2V_{bi} / W$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$$

$$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$\varepsilon_r = 11.9$$

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

Zone de charge d'espace

Zone de charge d'espace dans types n et p

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

D'où

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

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

En pratique $N_D \gg N_A$ d'où

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \frac{V_{bi}}{N_A}} \quad \text{et} \quad x_p = W$$

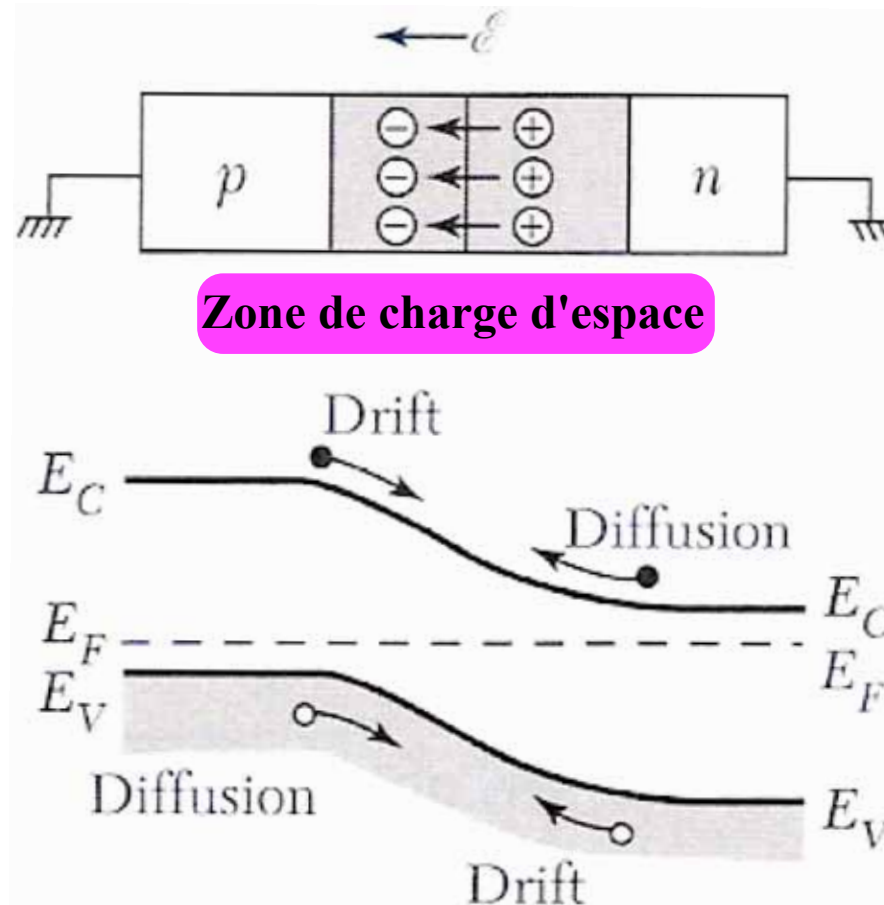
(333 nm)

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

<http://jas.eng.buffalo.edu/education/pn/pnformation3/>

Jonction pn à l'équilibre

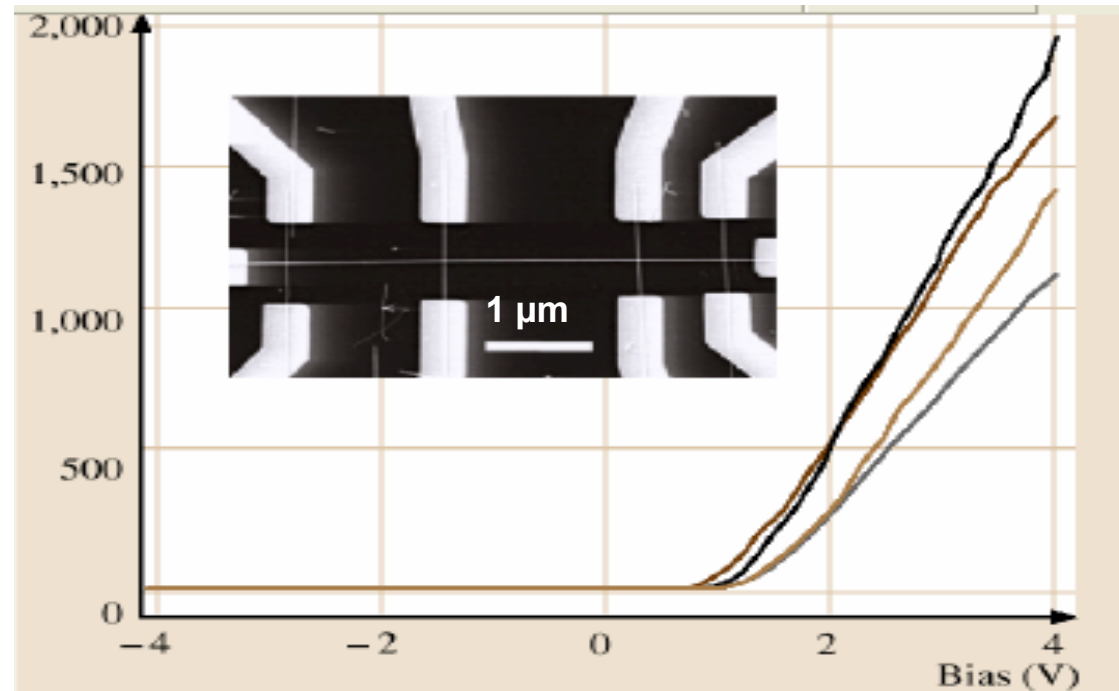
Résumé



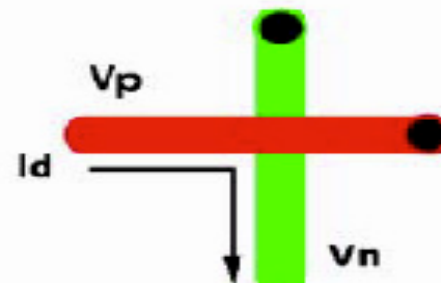
Zone de charge d'espace

Le courant de dérive compense exactement le courant de diffusion

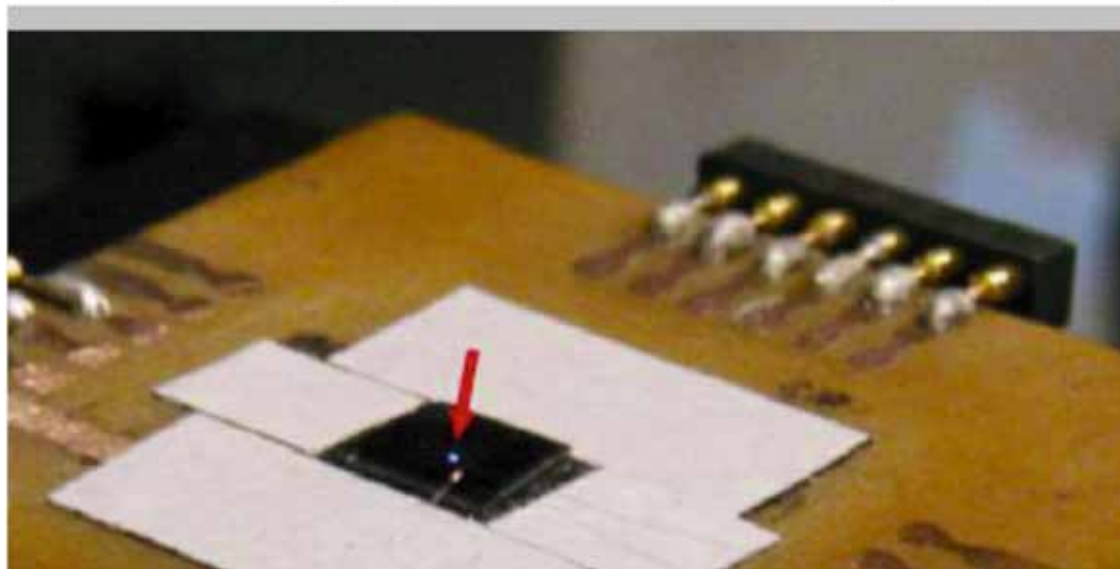
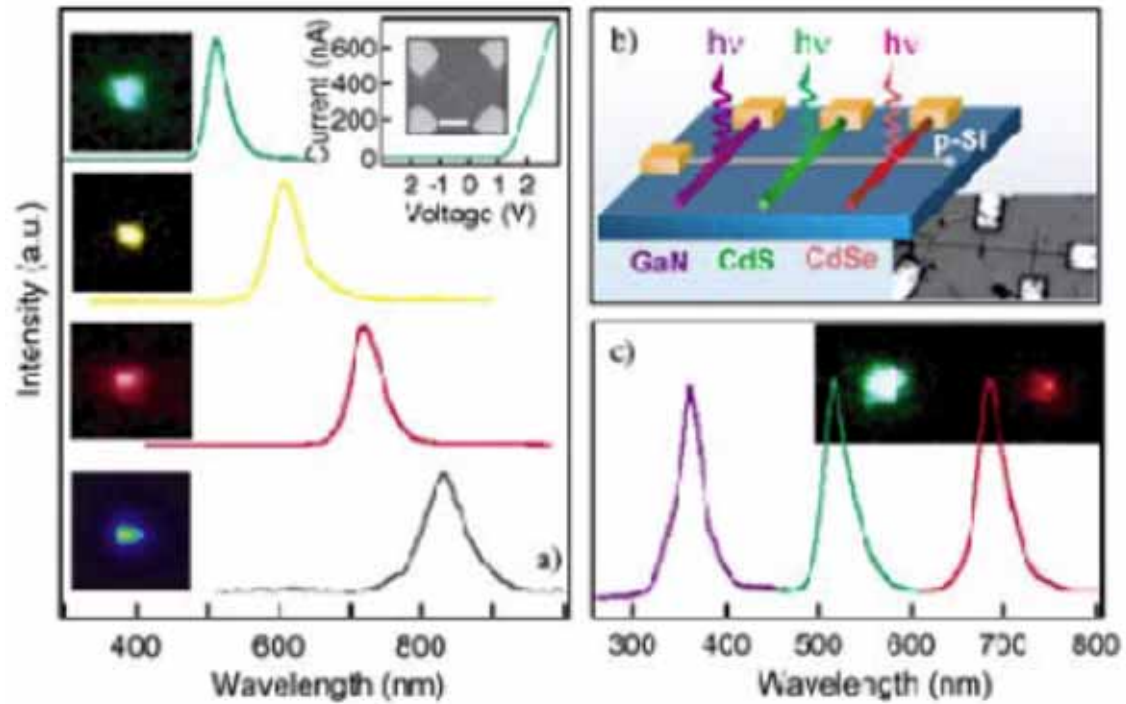
Jonction p-n: nanofils



Diode à jonction p-n



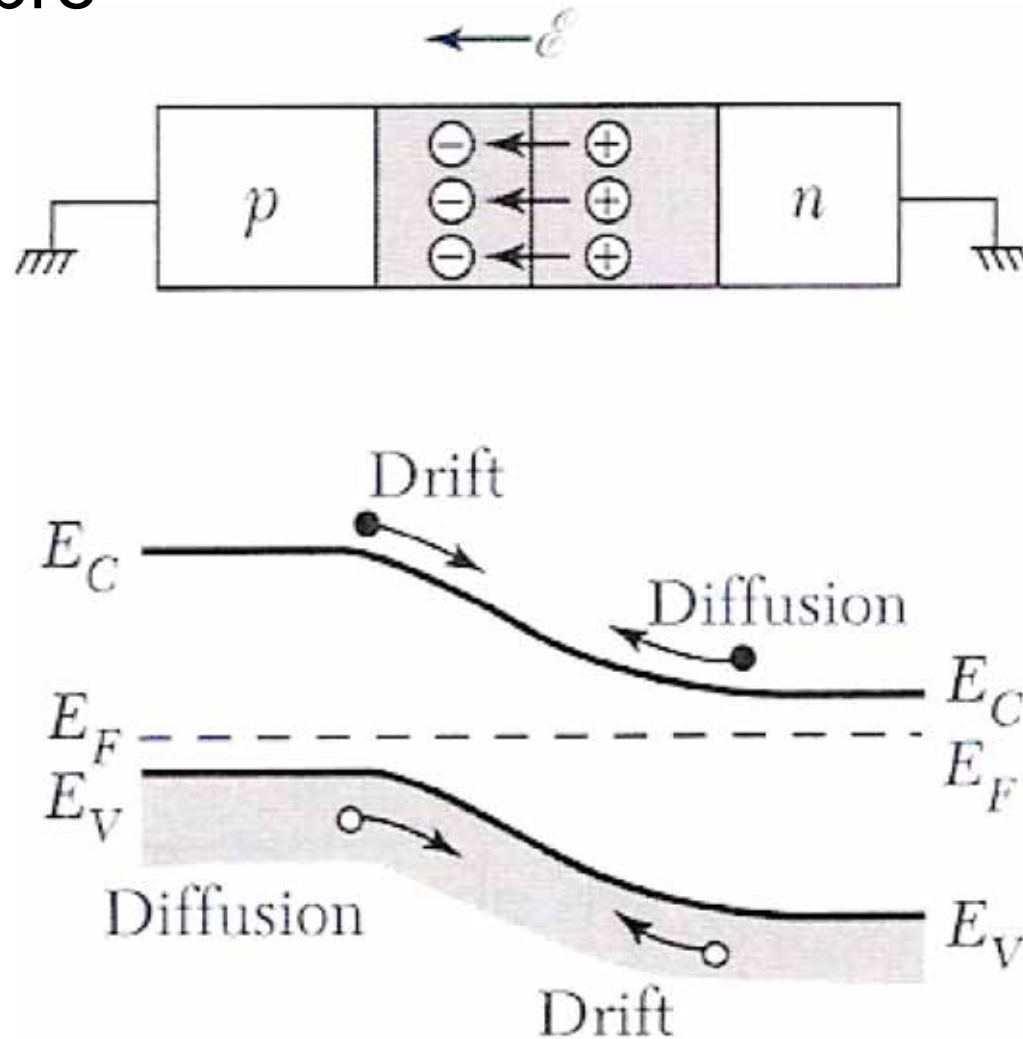
LEDs à nanofils



C. Lieber, Harvard (USA)

Diagramme de bande

- A l'équilibre



<http://jas.eng.buffalo.edu/education/pn/pnformation3/>

Caractéristiques à l'équilibre

- Apparition d'une zone de déplétion (zone de charge d'espace)
- Charges positives et négatives portées par les donneurs et les accepteurs sont fixes
- Pas de courant à l'équilibre

Zone de charge d'espace

Exemple: Silicium

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

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

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

On trouve:

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

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

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

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

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$$

$$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$\varepsilon_r = 11.9$$

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

Zone de charge d'espace

Zone de charge d'espace dans types n et p

$$W = x_n + x_p$$

$$x_n N_D = x_p N_A \text{ (condition de neutralité)}$$

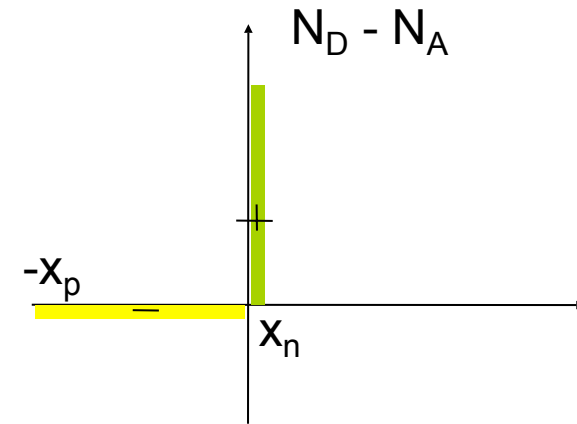
D'où

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

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

En pratique $N_D \gg N_A$ d'où

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \frac{V_{bi}}{N_A}} \quad \text{et} \quad x_p = W$$



Type p

Type n

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

Jonction p-n hors équilibre

Lorsque l'on applique une différence de potentiel, la jonction n'est plus à l'équilibre

Aperçu

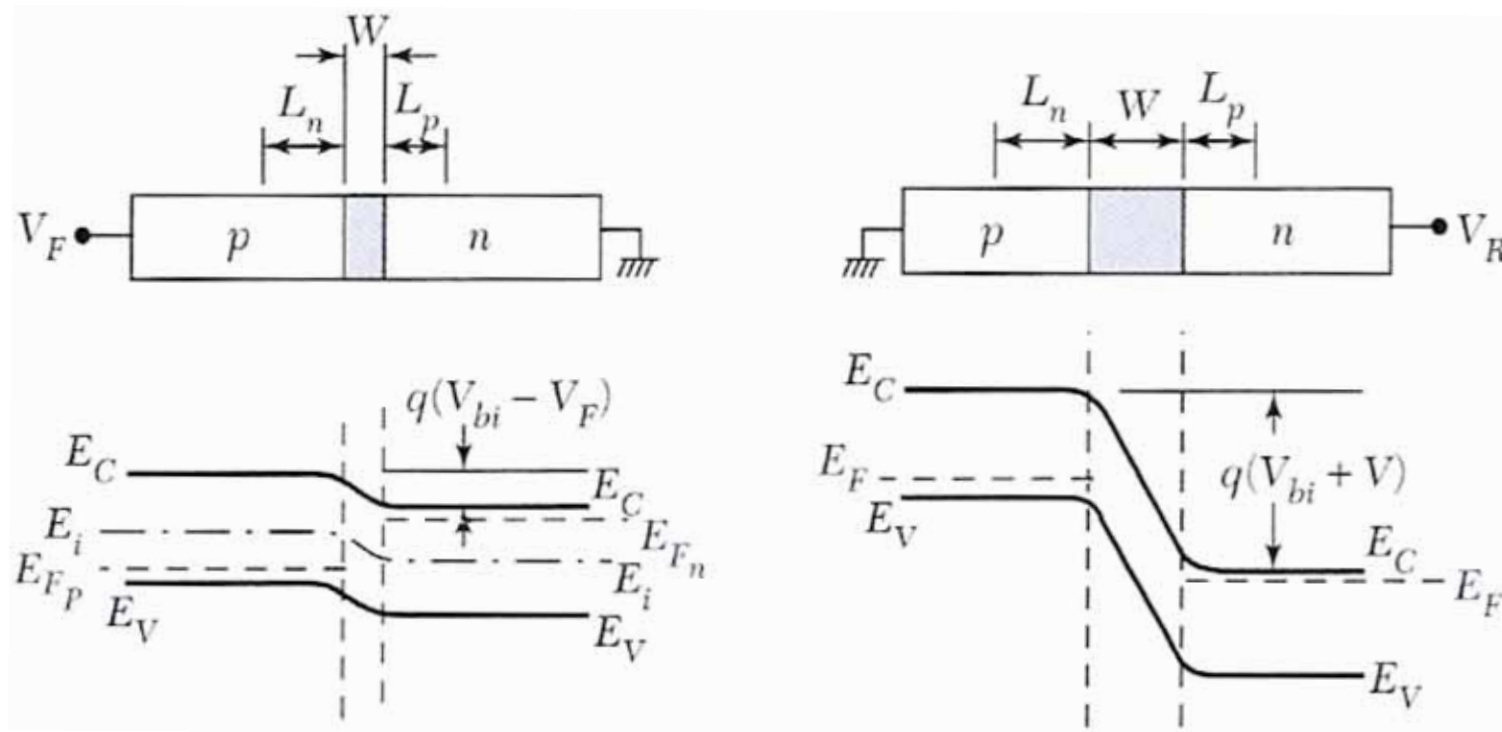
Hors équilibre le calcul liant W et V reste valide avec V_{bi} remplacé par $V_{bi}-V$ et $V = V_p - V_n$

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \left(V_{bi} - (V_p - V)_n \right)}$$

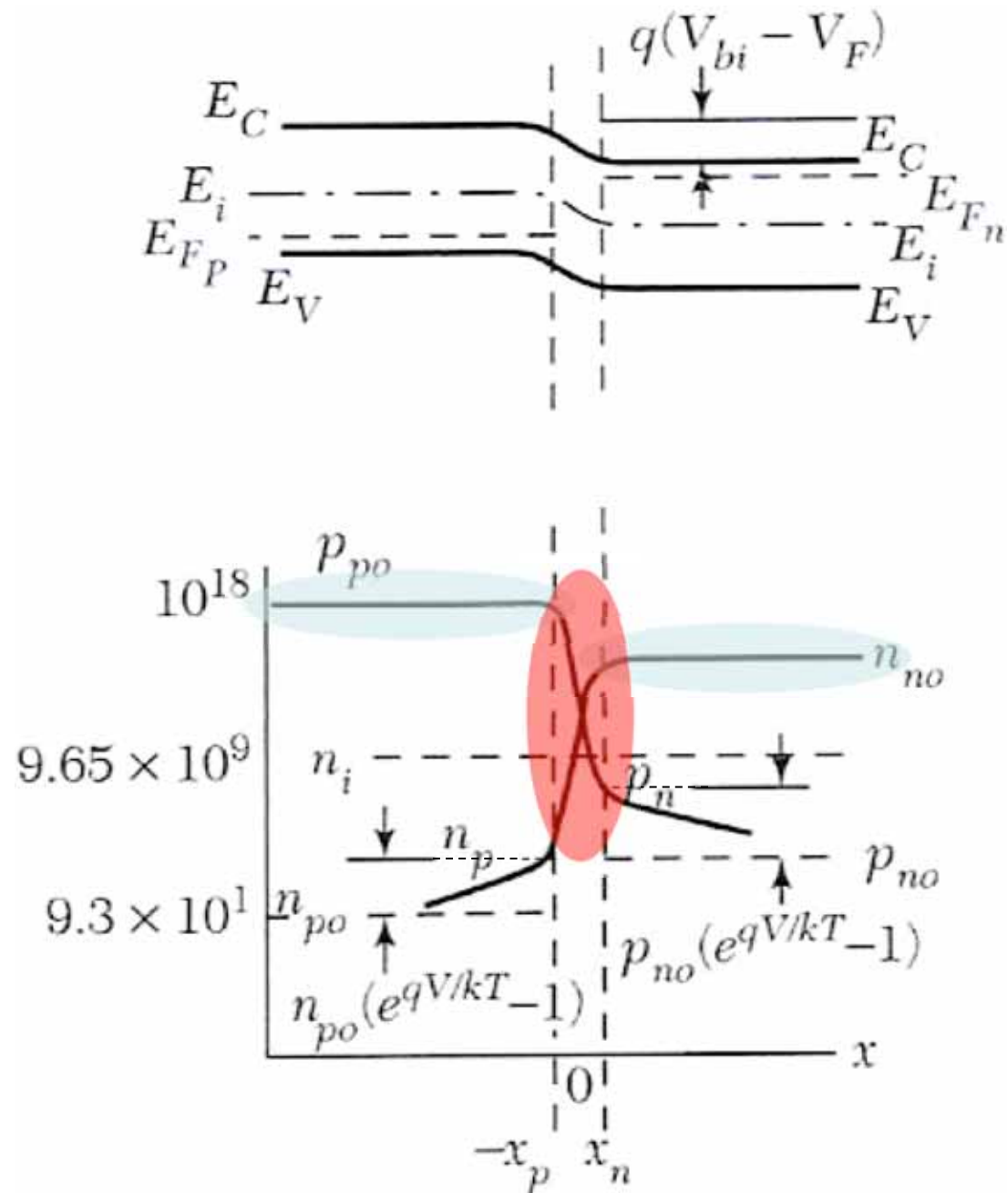
Jonction p-n hors équilibre

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

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



Caractéristiques I-V



Caractéristiques I-V

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

Type n:

$$n_{n0} = N_D \text{ et } p_{n0} = n_i^2 / N_D$$

Type p:

$$p_{p0} = N_A \text{ et } n_{p0} = n_i^2 / N_A$$

$$n = N_c e^{(E_F - E_c) / kT}$$

$$p = N_v e^{(E_v - E_F) / kT}$$

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

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

On en déduit

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

Ou

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

Les densités d'électrons et de trous des deux côtés de la jonction sont reliées par le potentiel V_{bi}

Caractéristiques I-V

Aperçu

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

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 des faibles injections. Dans ce cas: $n_n \approx n_{n0}$

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})

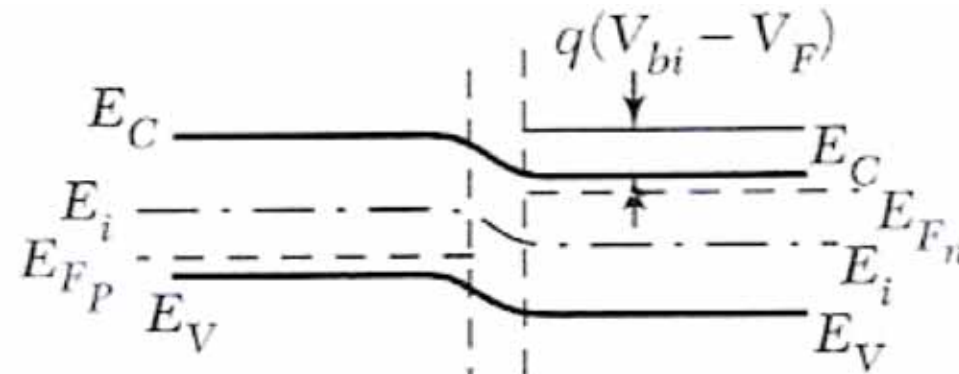
ou encore $n_p - n_{p0} = n_{p0}(\exp(qV/kT) - 1)$ du côté p en $x = -x_p$

de façon similaire, nous avons

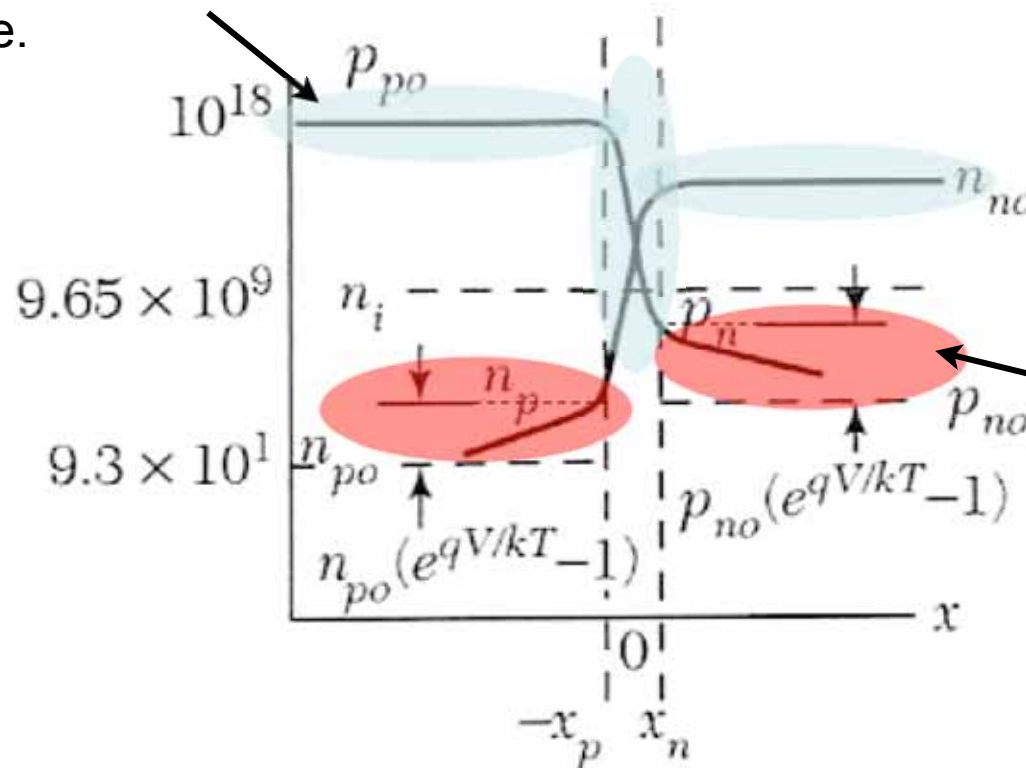
$p_n - p_{n0} = p_{n0}(\exp(qV/kT) - 1)$ du côté n en $x = x_n$

Relations de Shockley

Caractéristiques I-V



Jusqu'à présent nous avons décrit les densités de porteurs majoritaires et leur évolution au travers de la zone de charge d'espace.



Il reste à décrire comment on passe de ces valeurs aux valeurs à l'équilibre loin de la jonction

Caractéristiques I-V

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:

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

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

R_n : taux de recombinaison

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

$G_n - R_n$: retour à l'équilibre avec un temps caractéristique τ_n

$$G_n - R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

← écart à l'équilibre

← temps de vie

Caractéristiques I-V

D'où en régime continu (et avec $E=0$ dans les couches neutres)

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

Soit:

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \left(\frac{n_p - n_{p0}}{D_n \tau_n} \right) = 0$$

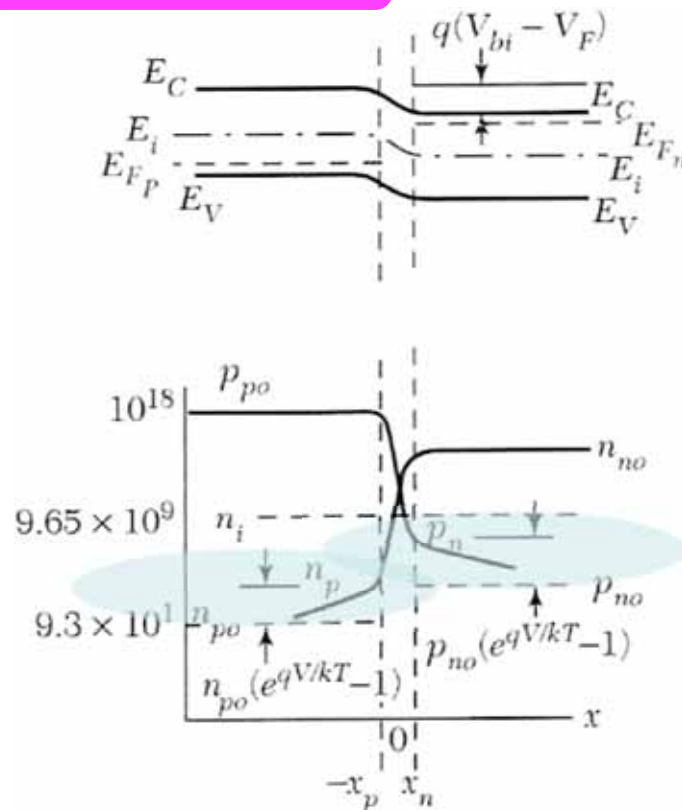
Caractéristiques I-V

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

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

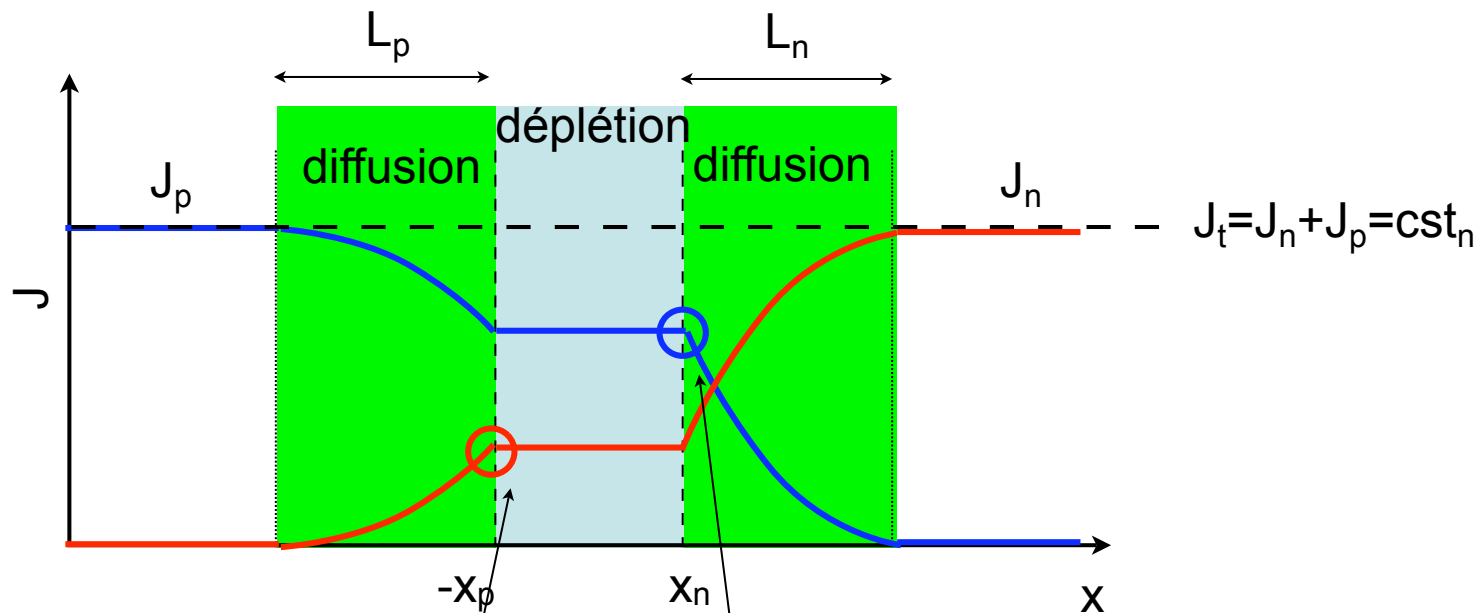
L_n est la **longueur de diffusion** des électrons dans le type p



Caractéristiques I-V

Admettre

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



Le courant total s'écrit alors

$$J = J_n(x_n) + J_{p,diff}(x_n) = J_{n,diff}(-x_p) + J_{p,diff}(x_n)$$

Points où il est aisé de calculer les courants

Caractéristiques I-V

Le courant total s'écrit alors

$$\begin{aligned} J &= J_n(-x_p) + J_p(x_n) \\ &= \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{qV/kT} - 1) + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{qV/kT} - 1) \end{aligned}$$

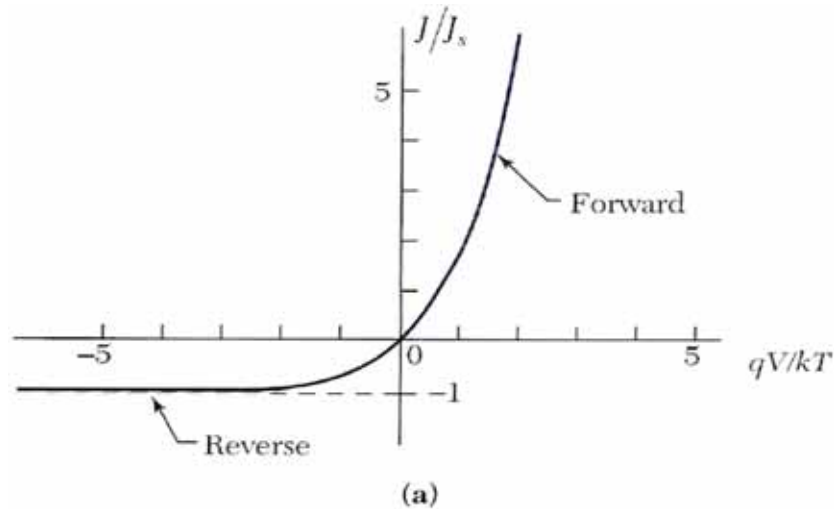
$$J = J_s (e^{qV/kT} - 1) \quad \text{avec} \quad J_s = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \quad \text{Courant de saturation (diode idéale)}$$

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

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

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

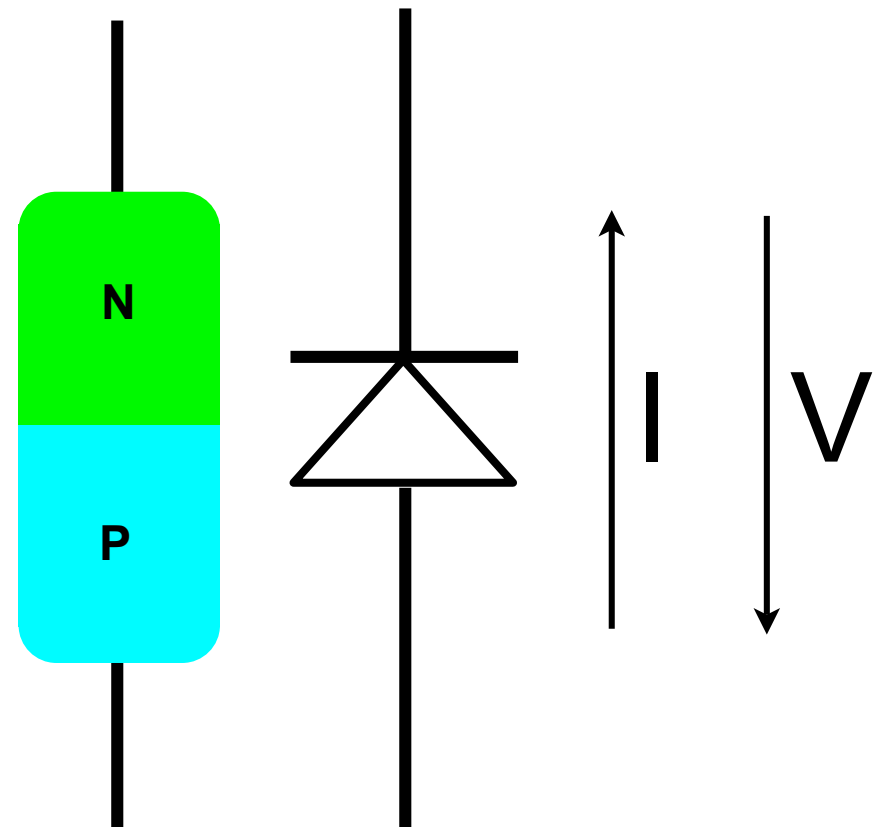
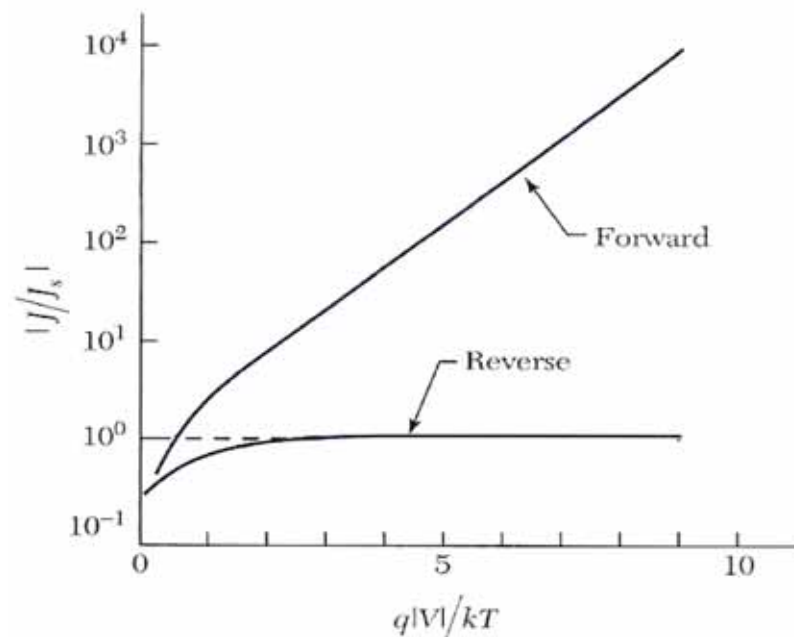
Caractéristiques I-V



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

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

Quand $V>0$, J augmente rapidement



Caractéristiques I-V

Calcul du courant J_s dans une jonction p-n silicium

$$N_A=5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}, N_D=1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}, n_i \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$D_n=21 \text{ cm}^2/\text{s}, D_p=10 \text{ cm}^2/\text{s}, \tau_n=\tau_p=5 \times 10^{-7} \text{ s}$$

$$J_s = 8.6 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$$

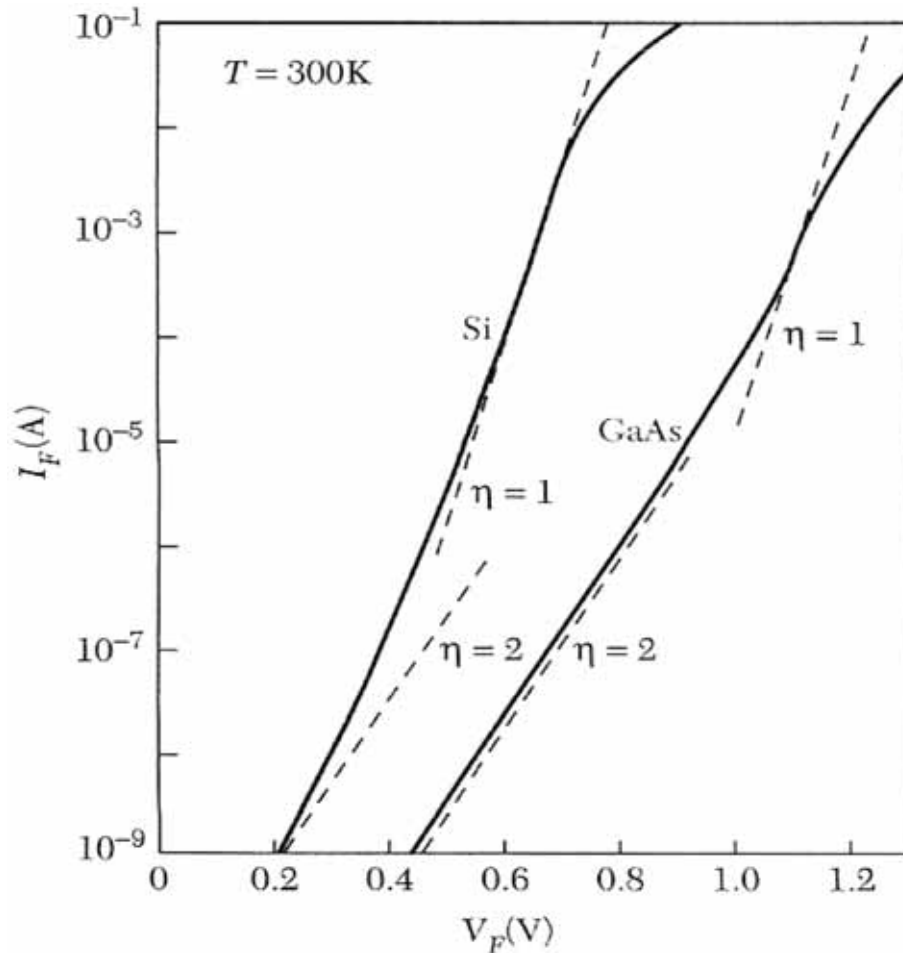
soit dans un dispositif dont la taille va être de quelques microns un courant de l'ordre du femto(10^{-15})-ampère.

Une diode en inverse ne laisse pas passer de courant

En revanche, pour $V = 1 \text{ V}$ (*polarisation en directe*), $J = 2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$

Caractéristiques I-V

Caractéristiques réelles



$$J = J_s (e^{qV/kT} - 1)$$

La jonction p-n en Java

Formation jonction p-n

<http://jas.eng.buffalo.edu/education/pn/pninformation3/#>

La jonction pn polarisée

<http://jas.eng.buffalo.edu/education/pn/biasedPN/>

Courants dans une jonction pn polarisée en direct

<http://jas.eng.buffalo.edu/education/pn/current/>

Courbes I-V

<http://jas.eng.buffalo.edu/education/pn/iv/#>

Caractéristiques I-V

Dans le cas général, les caractéristiques I-V ne suivent l'équation précédente que sur une plage restreinte de courant.

⇒ d'autres mécanismes sont à prendre en compte dont les deux principaux sont

i) Génération et/ou recombinaison dans la zone de déplétion

ii) Résistance série

Courant de recombinaison

En fait l'hypothèse que les courants de chaque porteurs ne varient pas dans la zone de charge d'espace est imparfaite. Il existe aussi un courant de recombinaison dans la charge d'espace.

Le courant total s'écrit

$$J = J_{p,diff} + J_{n,diff} + J_{dép}$$

Polarisation en direct

En **direct**, $V > 0$, $J_{dép}$ est un courant de **recombinaison** dans la zone de déplétion: recombinaison via des phonons (chaleur) ou radiative (lumière). Les porteurs tendent à se recombiner pour retourner à leur valeur d'équilibre.

Nous avons: $p_n n_p = p_{n0} n_{n0} \exp(qV/k_B T) = n_i^2 \exp(qV/k_B T)$ ($p_n = p_{n0} \exp(qV/k_B T)$)

La probabilité de recombinaison atteint une valeur maximum quand $n_n = p_n = n_i \exp(qV/2k_B T)$. Ceci est vérifié quand les centres de recombinaison sont au milieu de la bande interdite, ce qui est en général le cas

On peut alors montrer que le courant de recombinaison s'écrit

$$J_{rec} = \frac{1}{2} \left(\frac{q n_i w}{\tau_r} \right) e^{\frac{qV}{2k_B T}} \quad \tau_r \text{ est le temps de recombinaison}$$

Courant de génération

En fait l'hypothèse que les courants de chaque porteurs ne varient pas dans la zone de charge d'espace est imparfaite. Il existe aussi un courant de recombinaison dans la charge d'espace.

Le courant total s'écrit

$$J = J_{p,diff} + J_{n,diff} + J_{dép}$$

Polarisation en inverse

En **inverse**, $V < 0$, $J_{dép}$ est un courant de **génération de** paires électron-trous dans la zone de déplétion

On peut alors montrer que le courant de génération s'écrit

τ_r est le temps de recombinaison

$$J_{gen} = -\frac{qn_i w}{2\tau_r} \quad w = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{bi} - V)}$$

Courant de recombinaison

L'expression générale peut s'écrire

$$J \approx e^{qV / \eta kT}$$

avec η le facteur d'idéalité de la jonction

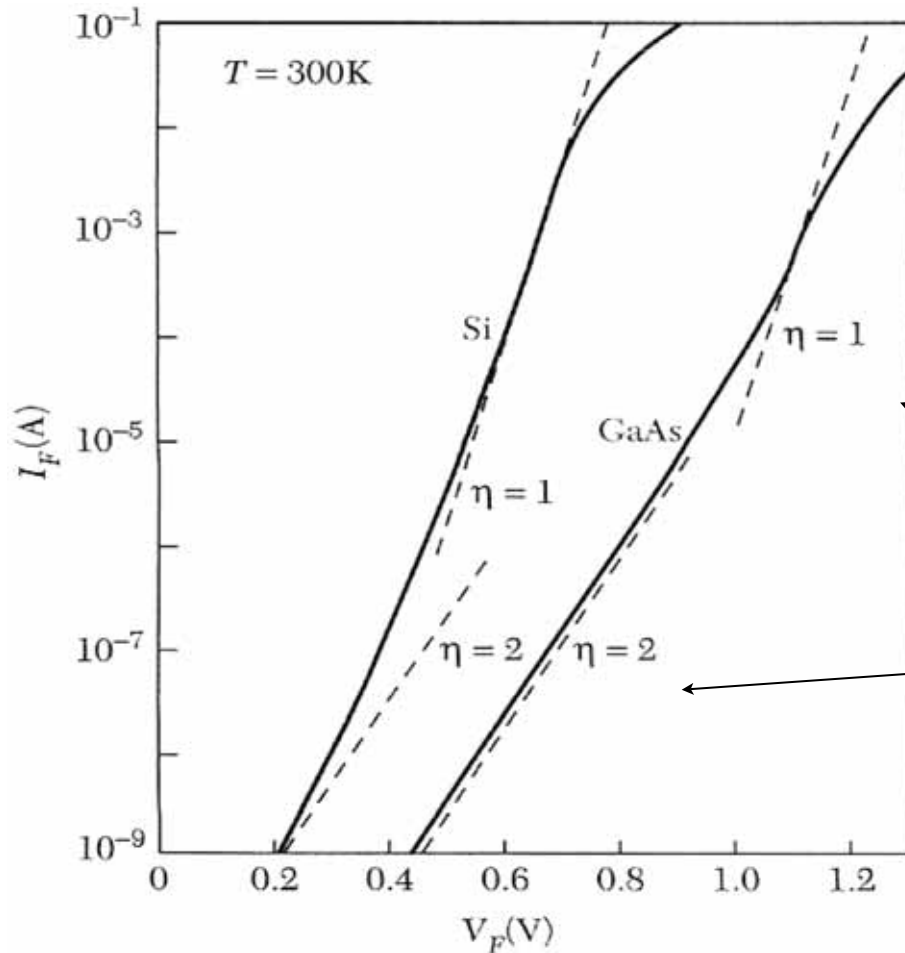
i) Cas idéal d'un courant de diffusion: $\eta=1$

ii) Cas où le courant de recombinaison domine: $\eta=2$

iii) Lorsque les deux contributions sont présentes: $\eta=1-2$

Caractéristiques I-V

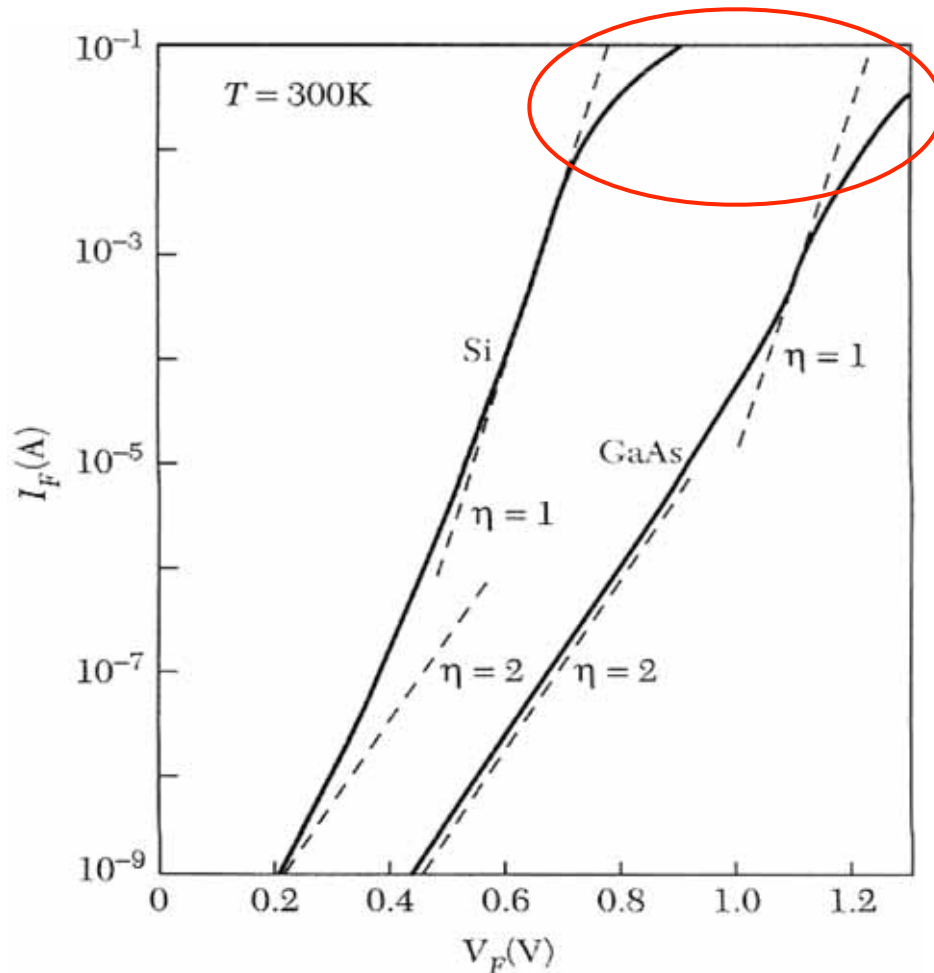
Caractéristiques réelles



$$J = J_s \left(e^{\frac{qV}{\eta k_B T}} - 1 \right)$$

facteur d'idéalité
entre 1 et 2

Caractéristiques I-V



Résistance série

A fort courant $\eta > 1$ et augmente continûment avec la tension

L'une des raisons principales est la présence d'une résistance série (R_s)

Potentiel induit par $V_r = R_s I$

Quand I faible (1 mA) et pour $R_s = 2$ ohms:
 $V_r = 2$ mV $\ll kT/q(300\text{K})$

Pour 100 mA $\Rightarrow V_r = 200$ mV

$$J \approx e^{(q(V - R_s I)) / \eta k T} = \frac{e^{qV / \eta k T}}{e^{qR_s I / \eta k T}}$$

Caractéristiques I-V

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

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{bi} + V_i)} \quad E_{\max} = 2V / W \propto \sqrt{V}$$

Le champ électrique E_{\max} ne peut pas augmenter indéfiniment lorsque V_i augmente car

$$F = qE_{\max} \Rightarrow \text{ionisation du matériau avec création de paires e-h}$$

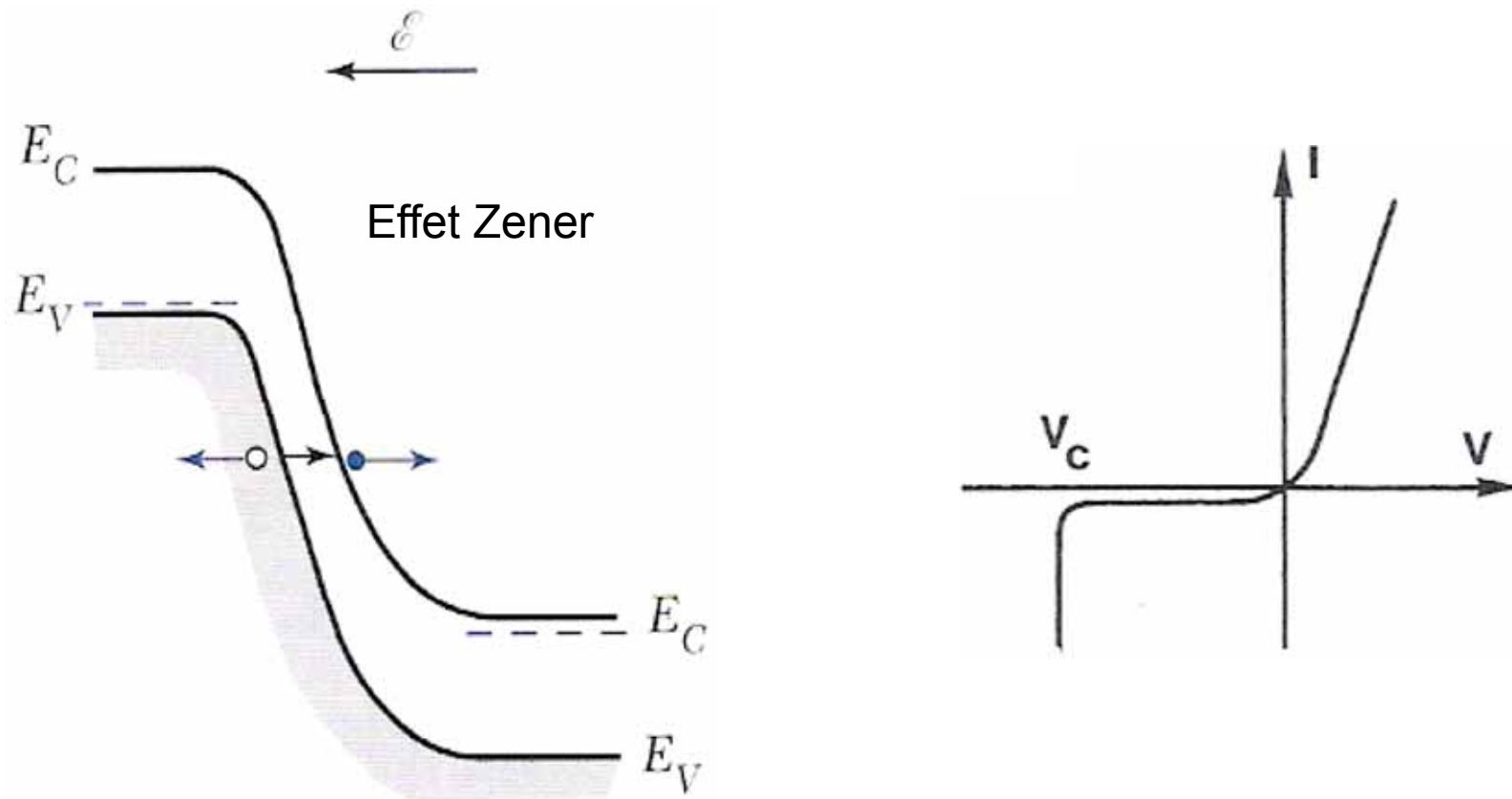
Dans le silicium $F = 10^6$ V/cm (champ de claquage)

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

Caractéristiques I-V

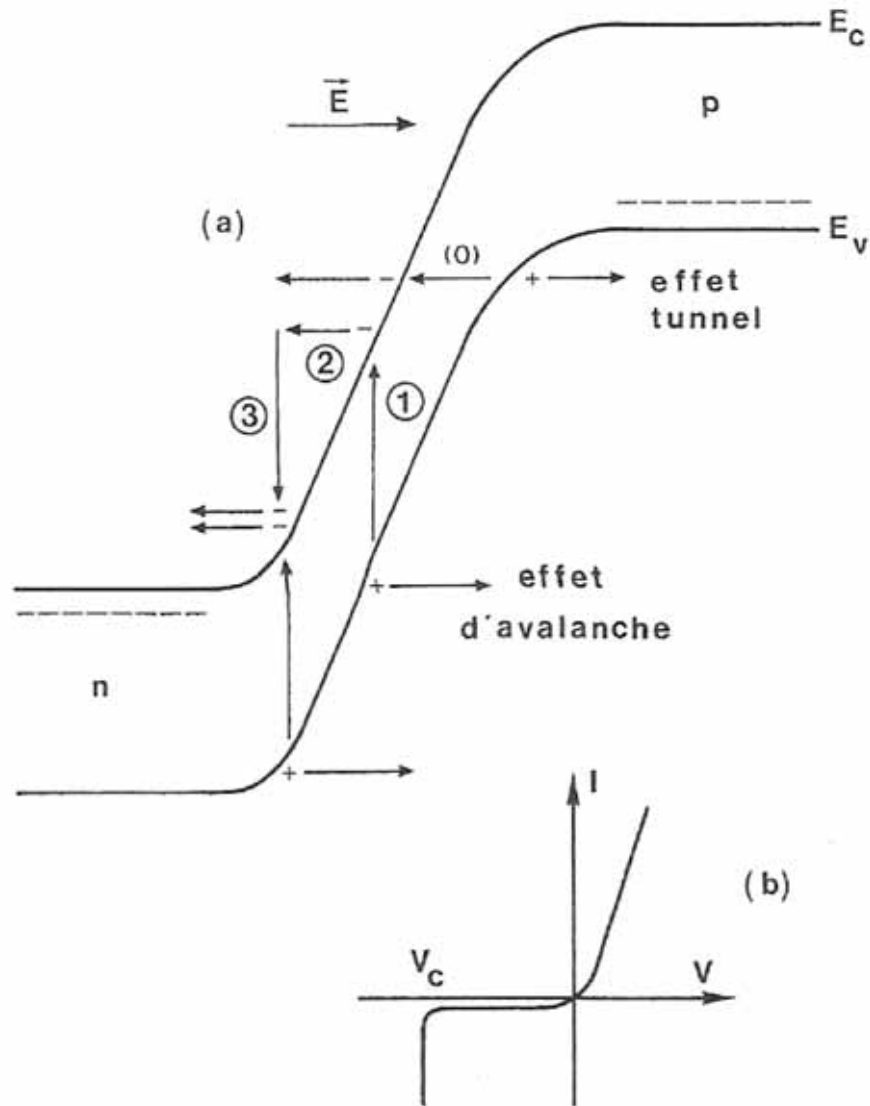


En pratique, l'effet Zener n'apparaît que dans les jonctions très dopées (W petite)

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

Lorsque les niveaux de dopages sont faibles \Rightarrow effet « avalanche »

Caractéristiques I-V



Diode à avalanche

Si la zone de charge d'espace est grande ($W > 0,1 \mu\text{m}$) \Rightarrow phénomène d'avalanche

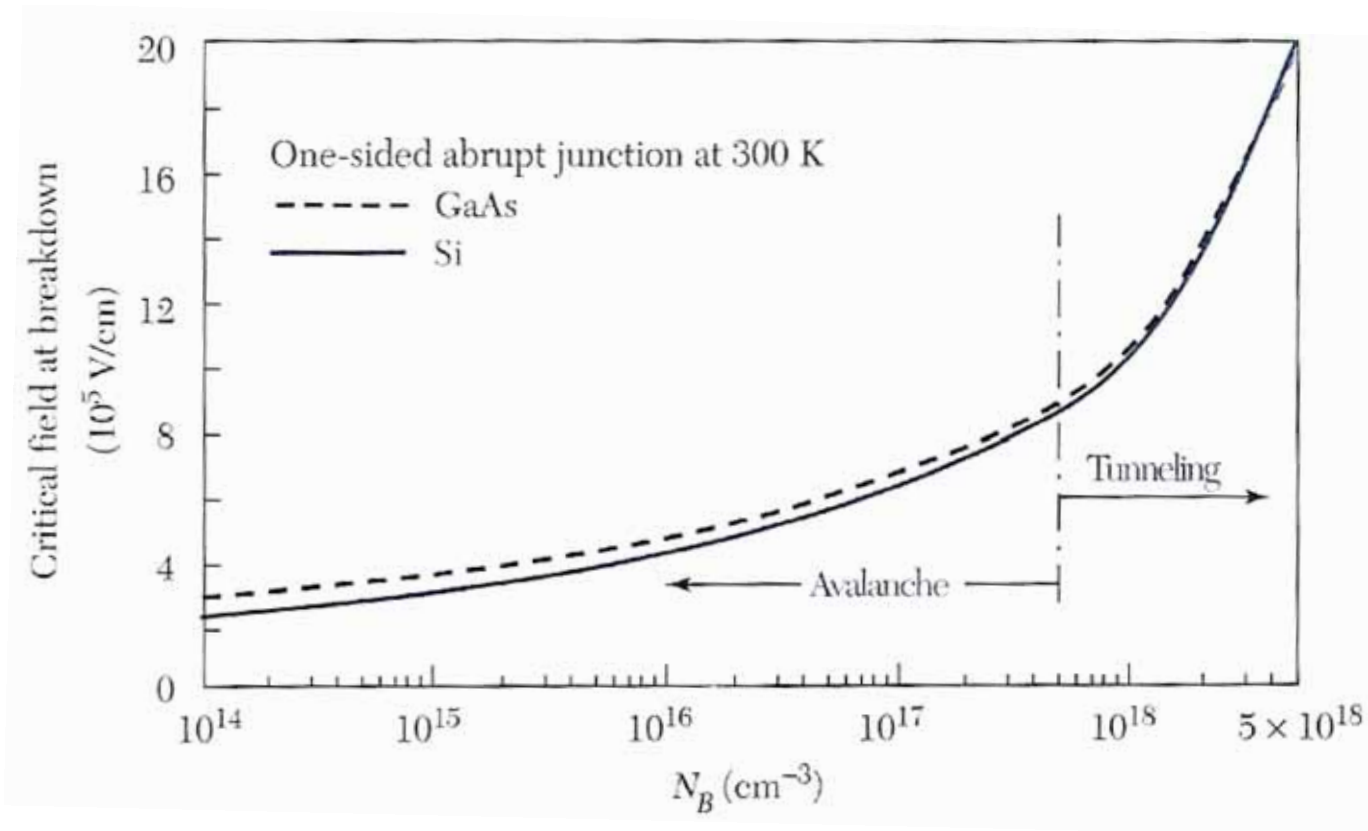
Lorsque le champ devient élevé (10^5 V/cm), les porteurs subissent une accélération importante qui conduit à la création de nouvelles paires e-h par ionisation du matériau, elles-mêmes responsables de nouvelles paires e-h, et ainsi de suite...

Avalanche (Réaction en chaîne)

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

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

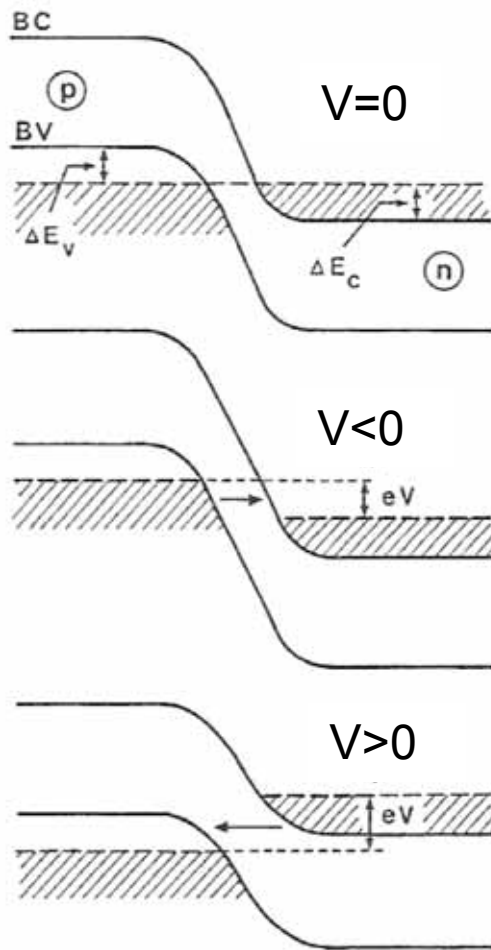
Caractéristiques I-V



Champ de claquage en fonction du dopage

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

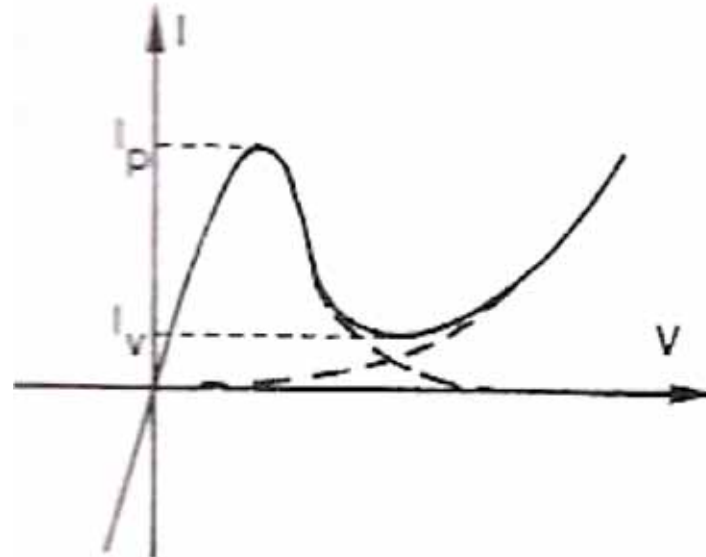
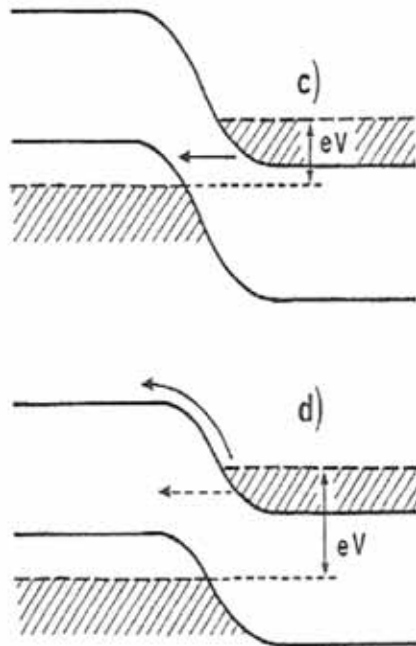
Etats occupés dans la BC même énergie que des états vides dans la BV \Rightarrow effet tunnel BC vers BV

Diode tunnel

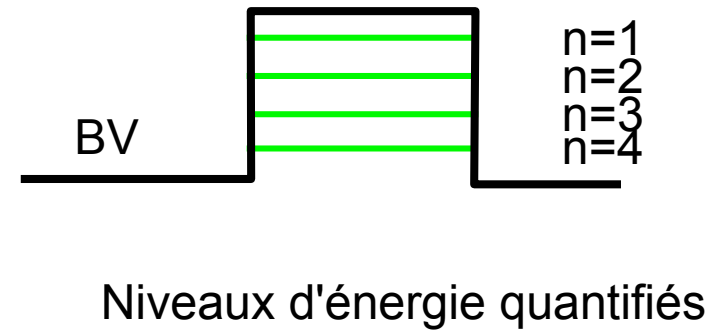
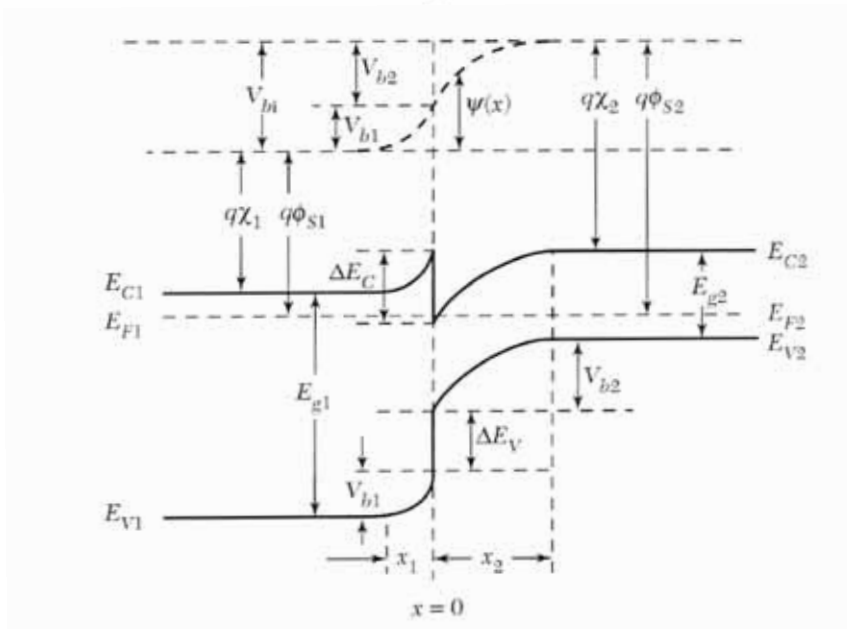
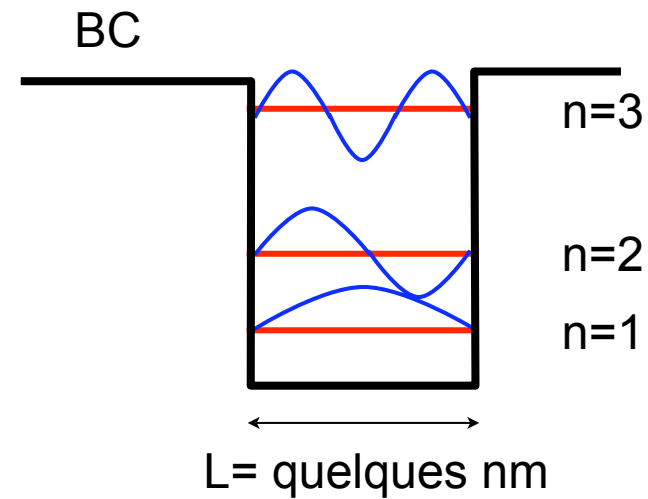
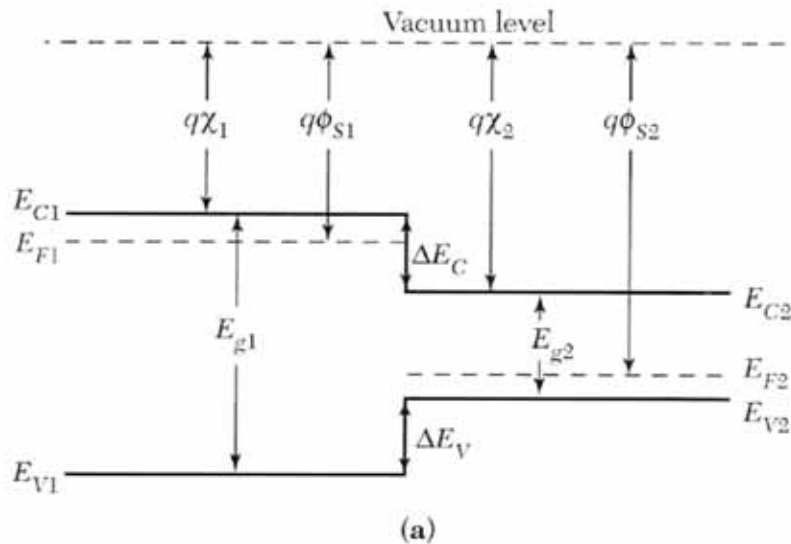
$V > 0$

Quand V augmente, le niveau de Fermi de la région n (BC) peut être supérieur au sommet de la BV \Rightarrow courant diminue

Pour des tensions élevées, le courant augmente de nouveau par injection thermique des porteurs



Hétérojonction et puits quantique



fin de la jonction p-n
complément:
capacité de la jonction
comportement en fréquence