Juntura P-N

Dispostivos Semiconductores

Maestría en Ciencias de la Ingeniería

Universidad de Buenos Aires, Falcultad de Ingeniería

Docentes a cargo: **M. G. González y S. H. Carbonetto**

Tabla de contenido

Juntura P-N

En la práctica un dispositivo basado en una juntura P-N se implementa dopando una parte de una región previamente dopada con la impureza opuesta:

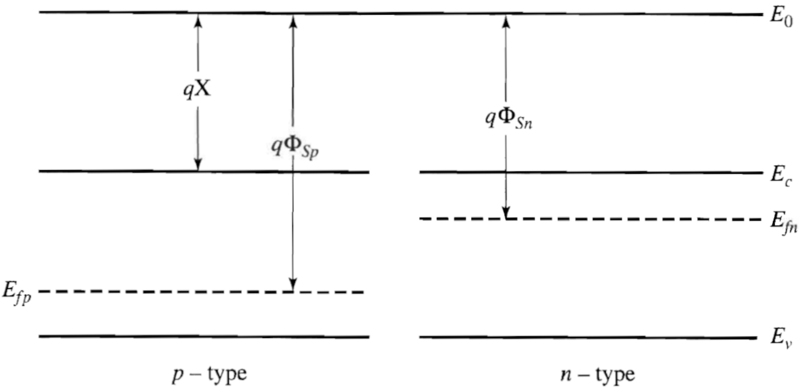
- Si $N_d - N_a > 0$, la región es tipo N
- $N_d - N_a \approx 0$, la región está **compensada**
- $N_d - N_a < 0$, la región es tipo P

En este curso, para **hacer más simple el análisis**, se supondrá que:

- Es tipo N si $N_d >> N_a$
- Es intrínseco si $n_i >> N_{d,a}$
- Es tipo P si $N_a >> N_d$

Es interesante destacar que la juntura P-N no solo se usa en los diodos sino que también es parte **esencial** en los transistores MOSFET y TBJ.

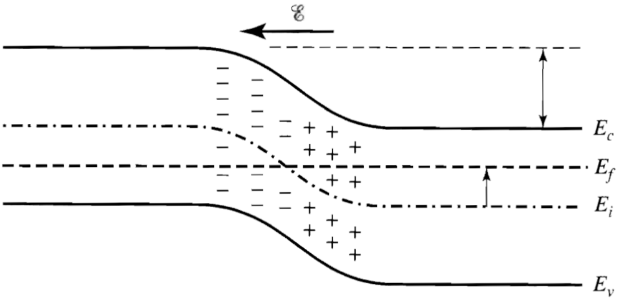
Diagrama de bandas juntura P-N abrupta



* Los parámetros E_g y χ son únicos para todo el material.

* En ETD $(J_n + J_p = 0)$, no hay variación espacial de la E_f.

Tensión de contacto



Usando las **relaciones de Boltzmann** (ecs. 1.36 y 1.37) se puede obtener la tensión de contacto, ψ_{bi} (*recordar que las bandas son para energía* e^-):

$$\psi_{bi} = \frac{E_{i_n} - E_{i_p}}{-q} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{n_o} p_{p_o}}{n_i^2}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_d N_a}{n_i^2}\right) \qquad (1)$$

Aproximación de vaciamiento

La forma más común de modelar la juntura es dividirla en **tres regiones**:

- banda plana lado P
- banda de flexión
- banda plana lado N

En la región donde se flexionan las bandas $n_n << N_d$ y $p_p << N_a$ dado que ψ_i cambia mucho con respecto a ψ_f (ver ecs. 1.36 y 1.37). Por lo tanto, se puede considerar esta región **libre de portadores**. De esta manera, las impurezas quedan descompensadas y se forma una **región de carga espacial (SCR)**.

Por otro lado, en las regiones de banda plana no hay una densidad de carga neta apreciable y por eso se denominan **regiones cuasi-neutrales (QNRs)**.

La transición entre las regiones se considera **abrupta**.

El conjunto de estas suposiciones se conoce como **aproximación de vaciamiento**.

Intengrando la ec. de Poisson 1.30 con la ρ_{net} obtenida de la aprox. de vaciamiento y teniendo en cuenta que $N_{d,a}^{+,-} = N_{d,a}$, se puede obtener el $\mathscr{E}(x)$ cuyo valor máximo se encuentra en $x = 0$:

$$\mathscr{E}_m = \left| -\frac{d\psi_i}{dx} \right|_{x=0} = \frac{qN_{d,a}x_{n,p}}{\epsilon_{Si}} \qquad (2)$$

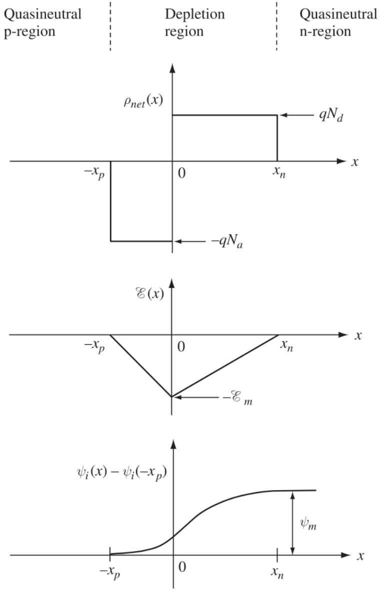
A partir de $\mathscr{E}(x)$ se llega a ψ_m:

$$\psi_m = \frac{\mathscr{E}_m\left(x_n + x_p\right)}{2} = \frac{\mathscr{E}_m W_d}{2} \qquad (3)$$

Con las ecs. 2 y 3 se puede despejar W_d:

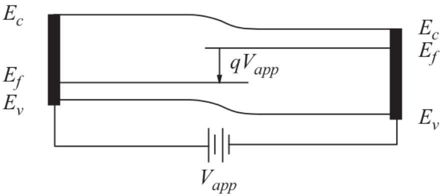
$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}\left(N_a + N_d\right)\psi_m}{qN_aN_d}} \qquad (4)$$

En **ETD**, $\psi_m = \psi_{bi}$



Unión polarizada externamente

Al aplicar una **tensión externa** V_{app}, $E_{f_n} \neq E_{f_p}$ y la caída de tensión total en la juntura es $\psi_m = \psi_{bi} - V_{app}$.



Si $\psi_m < \psi_{bi}$ ($V_{app} > 0$), entonces la juntura está en **directa**.

Si $\psi_m > \psi_{bi}$ ($V_{app} < 0$), entonces la juntura está en **inversa**.

La juntura P-N actúa como un **dispositivo rectificador**:

- En **directa**, se reduce ψ_m, lo que genera una **inyección de portadores mayoritarios** que resulta en una **corriente grande**.
- En **inversa**, se incrementa ψ_m, lo que genera una **extracción de portadores minoritarios** que resulta en una **corriente despreciable**.

El modelo obtenido con la aprox. de vaciamiento puede ser **adaptado** si se cumple $V_r < V_{app} << \psi_{bi}$:

- en la SCR $n, p << N_d, N_a$.
- la caída de tensión en las QNRs es despreciable con respecto a ψ_m.

De este forma, se puede reutilizar la ec. 4:

$$W_d = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}\left(N_a + N_d\right)\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)}{qN_aN_d}} \qquad (5)$$

donde

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}N_a\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)}{q\left(N_a + N_d\right)N_d}} \qquad (6)$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}N_d\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)}{q\left(N_a + N_d\right)N_a}} \qquad (7)$$

Juntura P-N degenerada

En muchas aplicaciones (transistores MOSFET y TBJ), uno de los lados se encuentra impurificado de forma degenerada: $p^+ - n$ o $p - n^+$.

La primera consecuencia de esto es que W_d se extiende principalmente en el **lado menos dopado** (ver. ecs. 6 y 7).

Como se explicó en una clase anterior, en estos casos es **una buena aproximación** suponer que $E_f \approx E_c$ (para n^+) o $E_f \approx E_v$ (para p^+), entonces se puede reescribir la ec. 1:

$$\psi_{bi_{p^+}} = \frac{(E_v - E_{i_p})}{-q} + \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \approx \frac{E_g}{2q} + \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \tag{8}$$

$$\psi_{bi_{n^+}} = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) + \frac{(E_c - E_{i_n})}{q} \approx \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) + \frac{E_g}{2q} \tag{9}$$

donde $E_g/2q \approx 550$ mV.

Condición de cuasi-equilibrio

Cuando la juntura no se encuentra en ETD, además de la **aprox. de vaciamiento**, se usará:

- **Cuasi-neutralidad (CN)**

  De una clase anterior se sabe que la respuesta de los portadores mayoritarios es rápida, lo que implica que los minoritarios inyectados son "neutralizados" casi instantáneamente tal que en las QNRs,

$$\Delta p_p(x) = \Delta n_p(x) \qquad \wedge \qquad \Delta n_n(x) = \Delta p_n(x) \tag{10}$$

- **Bajo nivel de inyección (BNI)**

  Se da cuando la densidad de los portadores minoritarios inyectados es pequeña con respecto a la de los portadores mayoritarios en las QNRs,

$$p_p >> n_p \qquad \wedge \qquad n_n >> p_n \tag{11}$$

En CCE ($V_r < V_{app} << \psi_{bi}$), en los **bordes de la SCR**:

$$\frac{n(x_n)}{n(-x_p)} \approx \exp\left(\frac{\psi(x_n) - \psi(-x_p)}{kT/q}\right) = \exp\left(\frac{\psi_{bi} - V_{app}}{kT/q}\right)$$
$$\frac{p(x_n)}{p(-x_p)} \approx \exp\left(-\frac{\psi(x_n) - \psi(-x_p)}{kT/q}\right) = \exp\left(-\frac{\psi_{bi} - V_{app}}{kT/q}\right)$$

Dada la **hipótesis de BNI**, $n(x_n) = N_d$ y $p(-x_p) = N_a$, por lo tanto:

$$n(-x_p) = N_d \exp\left(-\frac{\psi_{bi} - V_{app}}{kT/q}\right) = \frac{n_i^2}{N_a} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (12)$$
$$p(x_n) = N_a \exp\left(-\frac{\psi_{bi} - V_{app}}{kT/q}\right) = \frac{n_i^2}{N_d} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (13)$$

Las ecs. 12 y 13 permiten apreciar más claramente la perturbación que sufren los portadores minoritarios al polarizar la juntura.

Variación espacial de los cuasi-niveles de Fermi

A partir de las ecs. 12 y 13 y de la ec. 1.46, se puede llegar a que:
En **directa**:

$$\phi_p(x_n) - \phi_n(x_n) = V_{app} \qquad \wedge \qquad \phi_p(-x_p) - \phi_n(-x_p) = V_{app}$$

En **inversa**:

$$\phi_p(x_n) - \phi_n(x_n) = -V_{app} \qquad \wedge \qquad \phi_p(-x_p) - \phi_n(-x_p) = -V_{app}$$

Según la ec. 1.56 ($d\{n, p\}/dt = 0$ y $U \approx 0$), $J_n(x) = J_n$ y $J_p(x) = J_p$. Por lo tanto, derivando a ambos lados de las ecs. 1.45 y 1.46 se puede obtener lo siguiente:

$$\frac{dJ_n}{dx} = 0 = -q\,\mu_n\,\frac{dn}{dx}\,\frac{d\phi_n}{dx} - q\,\mu_n\,n\,\frac{d^2\phi_n}{dx^2}$$

$$\frac{dJ_p}{dx} = 0 = -q\,\mu_p\,\frac{dp}{dx}\,\frac{d\phi_p}{dx} - q\,\mu_p\,p\,\frac{d^2\phi_p}{dx^2}$$

Los términos $n\,\frac{d^2\phi_n}{dx^2}$ y $p\,\frac{d^2\phi_p}{dx^2}$ son cero porque, en la SCR, $n = p = 0$ (hipótesis de la aproximación de vacimiento).

Por lo tanto, para mantenerse la igualdad de la ecuación, los términos $\frac{dn}{dx}\,\frac{d\phi_n}{dx}$ y $\frac{dp}{dx}\,\frac{d\phi_p}{dx}$ deben ser también cero.

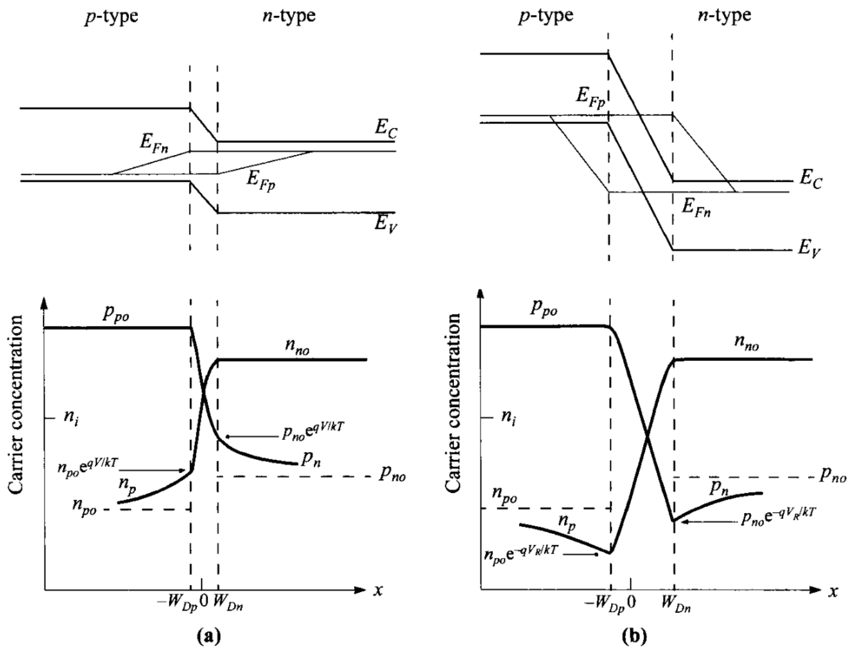
Dado que n y p varían mucho con respecto a x en la SCR, entonces $\frac{d\phi_n}{dx} = \frac{d\phi_p}{dx} \approx 0$.

$$\text{Si} \quad \frac{d\phi_{n,p}}{dx} \approx 0 \quad \Rightarrow \quad |\phi_p - \phi_n| = V_{app}$$

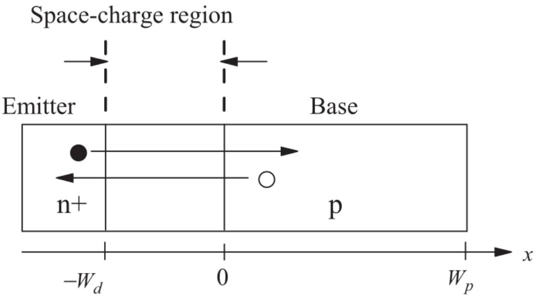
Aplicando esto en la ec. 1.46 se obtiene que,

En la **SCR**, tanto en directa como en inversa:

$$n(x)p(x) = n\,p = n_i^2 \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \tag{14}$$


p-type
n-type
E_C
E_Fn
E_Fp
E_V
Carrier concentration
p_po
n_no
n_i
p_no e^{qV/kT}
n_po e^{qV/kT}
p_n
n_p
p_no
n_po
-W_Dp 0 W_Dn
x
(a)
p-type
n-type
E_Fp
E_C
E_Fn
E_V
Carrier concentration
p_po
n_no
n_i
p_no
n_po
p_n
n_p
p_no e^{-qV_R/kT}
n_po e^{-qV_R/kT}
-W_Dp 0
W_Dn
x
(b)

Corrientes en una juntura asimétrica



Se considera como referencia de trabajo una juntura emisor-base $n^+ - p$ de un TBJ lateral con contactos óhmicos en los extremos.

Como $J_{n,p} =$ cte, entonces se puede obtener la expresión de corriente donde sea **más conveniente**, en este caso, las corrientes de minoritarios en las QNRs. En este sentido, se comienza por J_n planteando la ec. de continuidad para $dn_p/dt = 0$:

$$D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p_o}}{\tau_n} =^* D_n \frac{\partial^2 n'_p}{\partial x^2} - \frac{n'_p}{\tau_n} = 0 \quad (15)$$

*se supone $N_a(x) = N_a$

La solución a la ec. 15 es $n_p'(x) = A\exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + B\exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$

Como se explicó en una clase anterior, en la **mayoría de los dispositivos VLSI**, $L_{n,p} >> W$, por lo tanto las exponenciales se pueden expresar con los dos primeros términos de la expansión en serie de Taylor: $n_p'(x) = A' + B'(x/L_n)$

Usando las condiciones de contorno (ec. 12 y contacto metálico):

$$n_p'(x) = \frac{n_i^2}{N_a}\left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1\right]\left(1 - \frac{x}{W_p}\right) \qquad (16)$$

En las QNRs, como $\mathscr{E}(x) = 0$, las corrientes son de difusión:

$$J_n = qD_n\frac{dn_p}{dx} = -\frac{q\,D_n\,n_i^2}{W_p\,N_a}\left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1\right] \qquad (17)$$

Lo mismo se puede hacer para la J_p en el lado n:

$$p_n'(x) = \frac{n_i^2}{N_d}\left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1\right]\left(1 + \frac{x + W_d}{W_n - W_d}\right) \tag{18}$$

Entonces la corriente de minoritarios en la QNR del lado n es:

$$J_p = -qD_p\frac{dp_n}{dx} = -\frac{q\,D_p\,n_i^2}{(W_n - W_d)\,N_d}\left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1\right] \tag{19}$$

Finalmente, la corriente total o **ecuación del diodo ideal** es:

$$J = J_n + J_p = -J_o\left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1\right] \tag{20}$$

$$\text{donde } J_o = q\,n_i^2\left(\frac{D_n}{W_pN_a} + \frac{D_p}{(W_n - W_d)\,N_d}\right) \tag{21}$$

Característica I-V de un diodo ideal