Juntura metal-semiconductor

Dispostivos Semiconductores

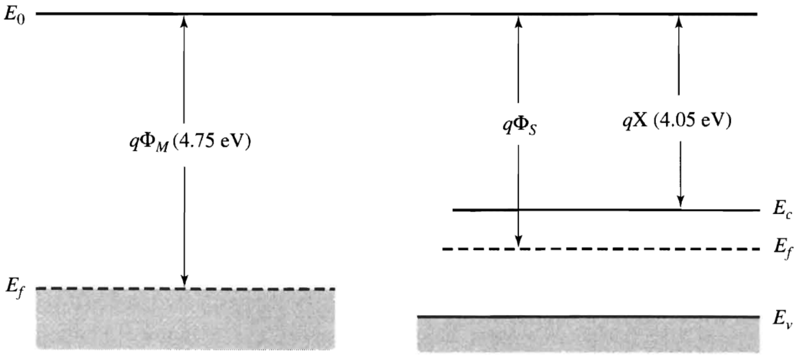
Maestría en Ciencias de la Ingeniería

Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ingeniería

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

Tabla de contenido

Diagrama de bandas juntura M-SC ideal



E_o es la energía que tendría el e^- si estuviera libre de la influencia del material.

$\Phi_{M,S} = E_o - E_f$ es la función trabajo.

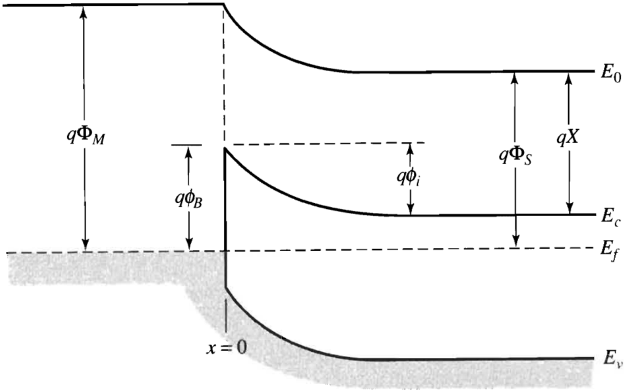
$\chi = E_o - E_c$ es la afinidad electrónica y es una propiedad del material SC.

Por ejemplo, para una juntura aluminio-silicio, $\Phi_M = 4{,}1$ eV y $\chi = 4{,}05$ eV

Lo **más común** es tener que $\Phi_M > \Phi_S$, entonces al poner en contacto ambos materiales, habrá un flujo neto de e^- del SC al M, lo que genera una zona de vacimiento en el SC y una **flexión de las bandas** por la generación de un $\mathscr{E}$.

Para armar el nuevo diagrama de bandas en ETD $(V_{app} = 0)$, hay que tener en cuenta:

- E_o es continuo.
- E_f es independiente de la posición.
- Φ_M, χ y E_g son constantes de los materiales.
- Lejos del contacto $E_c - E_f$ no cambia.

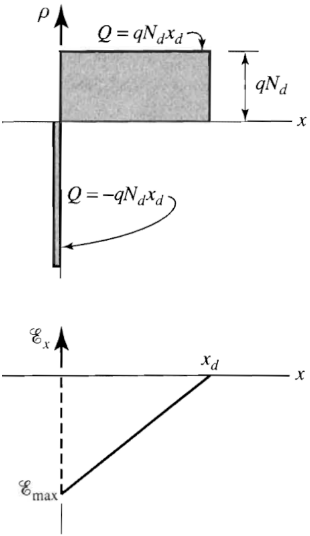


La magnitud de la barrera de potencial entre M y SC es:

$$q\phi_B = q\left(\Phi_M - \chi\right) \tag{1}$$

La tensión de juntura (*built-in*) es:

$$q\psi_{bi} = q\phi_i = q\phi_B - (E_c - E_f)_{bulk} \tag{2}$$



En el SC se genera una zona de vaciamiento (SCR) y una región con densidad de carga despreciable (QNR).

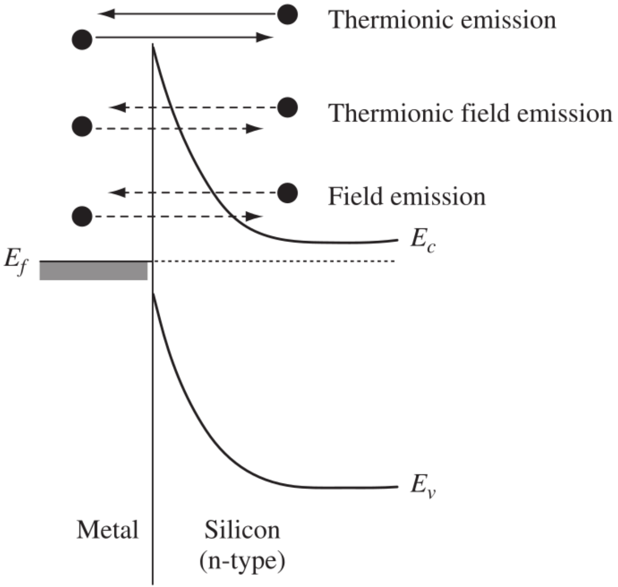
En el M se genera una densidad de carga superficial en el interface M-SC.

Siguiendo el **mismo procedimiento** realizado para juntura $p-n$, se obtiene el $\mathscr{E}_m$ y el W_d:

$$\mathscr{E}_m = -\frac{qN_d W_d}{\epsilon_{Si}} \quad (3)$$

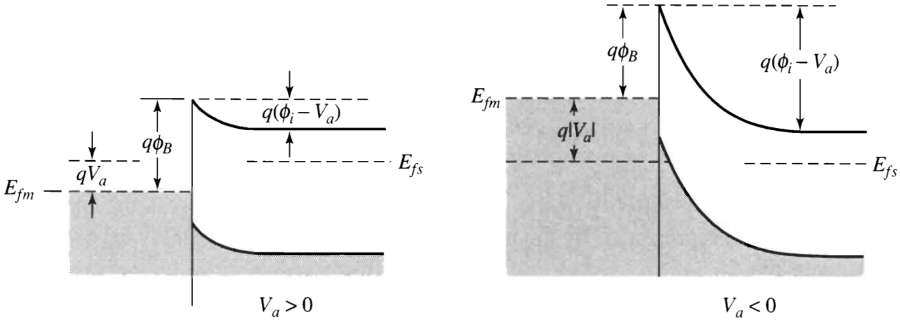
$$W_d = x_d = \sqrt{\frac{2\psi_{bi}\epsilon_{Si}}{qN_d}} \quad (4)$$

Principales procesos de transporte



Tensión aplicada

La juntura M-SC se comporta como un **dispositivo rectificador**.



En CCE ($V_r < V_{app} << \psi_{bi}$):

$$W_d = \sqrt{\frac{2\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)\epsilon_{Si}}{qN_d}} \tag{5}$$

Corrientes en la juntura M-SC

Para una juntura M-SC diseñada para ser un diodo, el dopaje del SC no es tan alto y entonces W_d es tal que el **proceso dominante es la emisión termoiónica**.

En **directa**:

- En el M, e^- siguen viendo una barrera de $q\phi_B$.
- En la BC del SC, e^- ven una barrera de menor amplitud $q(\psi_{bi} - V_{app})$.
- En la BV del SC, h^+ también ven una barrera de menor amplitud pero no hay niveles de energía disponibles (ver diagrama de bandas).

Por lo tanto, hay un flujo neto de e^- desde el SC hacia M, es una **corriente de mayoritarios**.

Al ser una corriente de mayoritarios, su **respuesta temporal es más rápida** que la del diodo PN.

En **inversa**:

Sucede algo similar pero con corrientes mucho más bajas.

La emisión termoiónica puede ser modelada como un gas ideal que sigue la **distribución de Boltzmann** (DB) en la distribución de la energía.

En ETD, $|J_{MS}| = |J_{SM}|$ y dependen de la cantidad de portadores en la interfase M-SC:

$$n_s(0) = N_c \exp\left[-\left(E_c(0) - E_f(0)\right)/kT\right] = N_c \exp\left[-q\phi_B/kT\right] \quad (6)$$

Para escribir n_s en función de N_d, se usan las ecs. 2 y 1.20:

$$n_s(0) = N_d \exp\left[-q\phi_{bi}/kT\right] \quad (7)$$

Según la DB, las corrientes serán proporcionales a n_s:

$$|J_{MS}| = |J_{SM}| = K N_d \exp\left[-q\phi_{bi}/kT\right] \quad (8)$$

donde K es una constante de proporcionalidad.

En CCE ($V_r < V_{app} << \psi_{bi}$):

$$n_s(0) = N_d \exp\left[-\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)/kT\right] \tag{9}$$

En base a lo discutido en diapositivas anteriores:

$$J = J_{MS} - J_{SM} = KN_d \exp\left(-\frac{\psi_{bi} - V_{app}}{V_{th}}\right) - KN_d \exp\left(-\frac{\psi_{bi}}{V_{th}}\right) \tag{10}$$

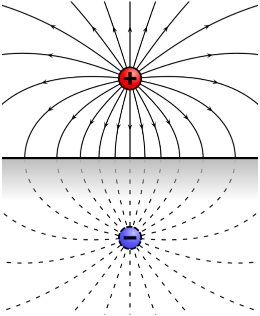
De donde se puede obtener la **ecuación ideal del diodo Schottky**:

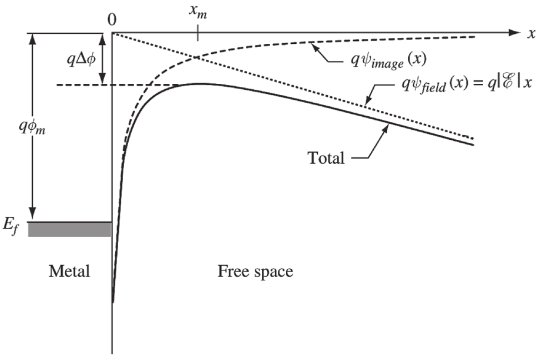
$$J = KN_d \exp\left(-\frac{\psi_{bi}}{V_{th}}\right)\left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1\right] = J_o\left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1\right] \tag{11}$$

Reducción de la barrera de Schottky

El **método de las imágenes** se usa para resolver problemas electrostáticos.

$$\psi_{img} = -\int_{\infty}^{x} \mathscr{E}_{img}\, dx = -\frac{q}{16\pi\epsilon_o x}$$





$$F_{img}(x) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_o (2x)^2}$$

$$\mathscr{E}_{img}(x) = \frac{q}{16\pi\epsilon_o x^2}$$

$$PE(x) = -q\left[\psi_{img} + \psi_{field}\right]$$

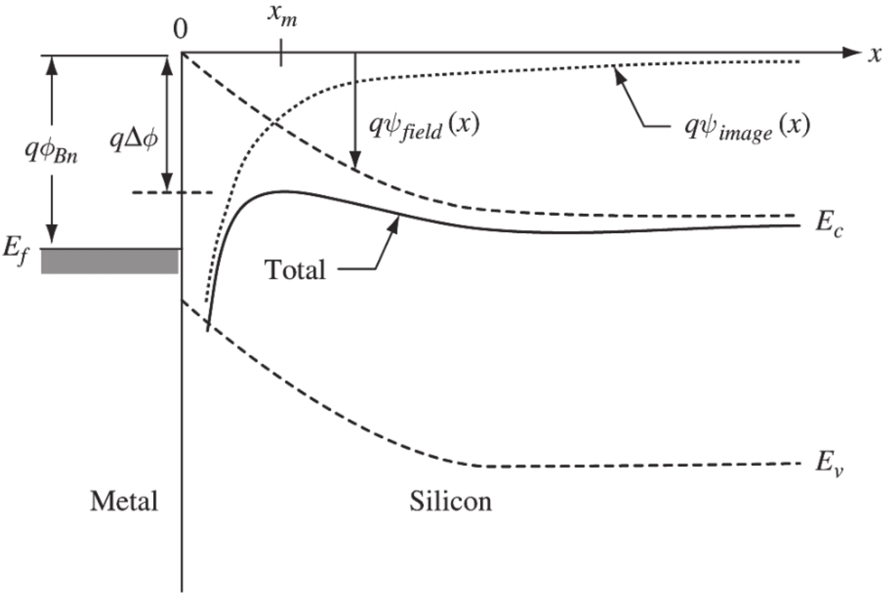
Se puede apreciar que la función $PE(x)$ tiene un máximo en x_m, que se puede determinar como:

$$x_m\Big|_{\frac{dPE(x)}{dx}=0} = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_o|\mathscr{E}|}} \tag{12}$$

En x_m se puede encontrar la expresión para $\Delta\phi$:

$$q\Delta\phi = \sqrt{\frac{q^3|\mathscr{E}|}{4\pi\epsilon_o}} \tag{13}$$

El **mismo concepto** se puede aplicar a la juntura M-SC, cambiando ϵ_o por ϵ_{Si} y que el $\mathscr{E}$ es el asociado con la flexión de la BC.


0
x_m
x
$q\phi_{Bn}$
$q\Delta\phi$
$q\psi_{field}(x)$
$q\psi_{image}(x)$
E_f
E_c
Total
E_v
Metal
Silicon

Se puede demostrar que el x_m se encuentra muy cerca de la interfase M-SC y su valor es mucho menor que W_d, por lo tanto, x_m y $\Delta\phi$ están determinados por el $\mathscr{E}_m$:

$$x_m \approx \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_{Si}|\mathscr{E}_m|}} \qquad \wedge \qquad q\Delta\phi \approx \sqrt{\frac{q^3|\mathscr{E}_m|}{4\pi\epsilon_{Si}}} \tag{14}$$

El valor de $\mathscr{E}_m$ depende de V_{app}:

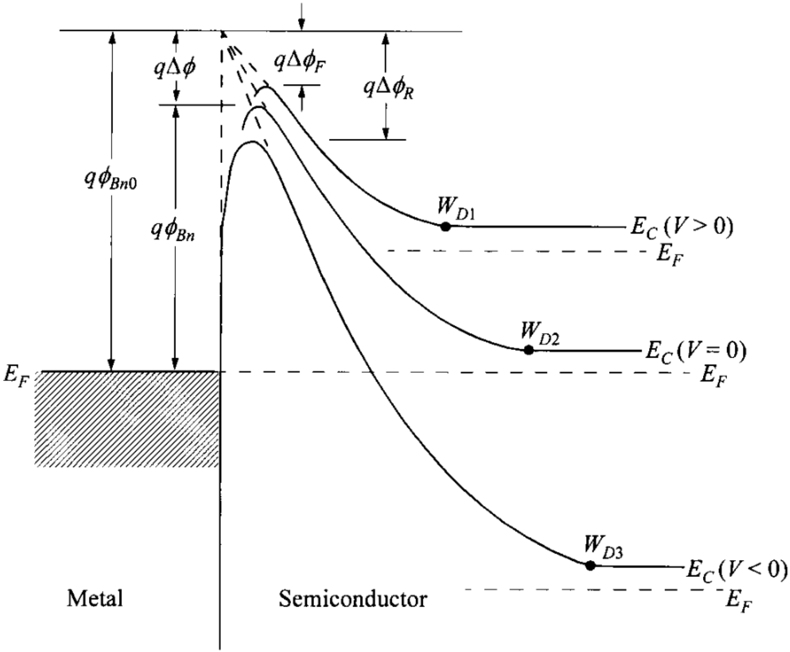
- Si $V_{app} > 0 \Rightarrow \mathscr{E}_m \downarrow \Rightarrow \Delta\phi << \psi_{bi}$
- Si $V_{app} < 0 \Rightarrow \mathscr{E}_m \uparrow \Rightarrow |\Delta\phi|$ no es despreciable

¿Cómo afecta esto a la ec. 11?

El efecto de disminución de la barrera de Schottky es más apreciable para $V_{app} < 0 \Rightarrow$ en **inversa se espera una corriente más grande** que la predicha por la ecuación ideal.

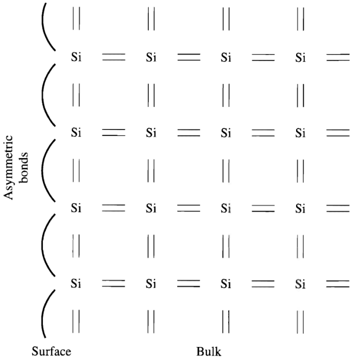
Para tener en cuenta este efecto se debe modificar la ec. 2:

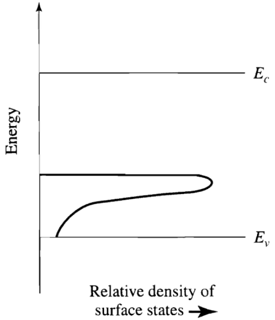
$$q\psi_{bi} = q\phi_B - q\Delta\phi - (Ec - Ef)_{bulk} = q\phi_B - q\Delta\phi - \ln\left(N_c/N_d\right)_{bulk} \tag{15}$$


$q\phi_{Bn0}$
$q\Delta\phi$
$q\phi_{Bn}$
$q\Delta\phi_F$
$q\Delta\phi_R$
W_{D1}
$E_C\,(V>0)$
E_F
W_{D2}
$E_C\,(V=0)$
E_F
W_{D3}
$E_C\,(V<0)$
E_F
E_F
Metal
Semiconductor

Los **estados superficiales** (ES) son estados permitidos extras que están presentes en la superficie y no en *bulk*. Son fuentes de ES:

- las funciones de onda de los e^- se ven perturbadas por la terminación de la función potencial del cristal.
- la presencia de átomos "foráneos" o defectos en la superficie del cristal y $D_s \approx N_0^{2/3} \approx 5 \times 10^{15}$ cm^{-2}.

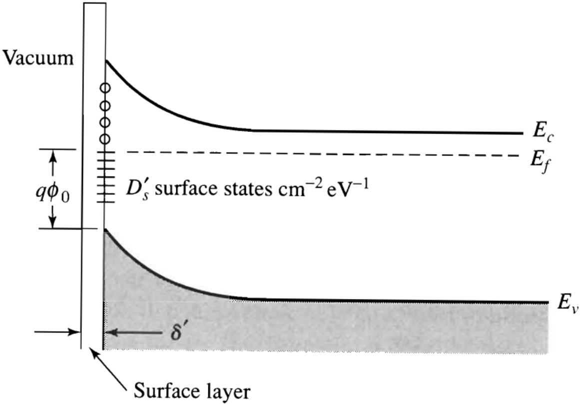


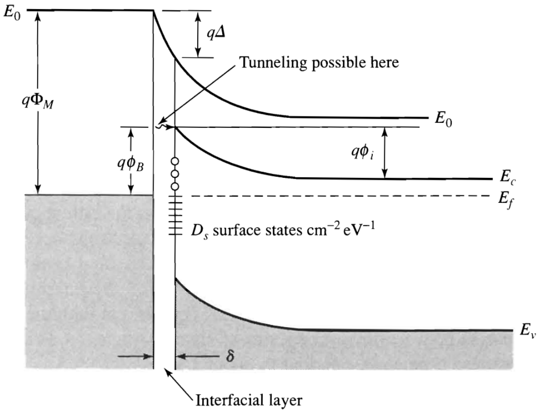


Para tener en cuenta los ES en el modelo de bandas, se trata a la juntura como si tuviera una **región intermedia** entre los dos materiales.

El ancho de este región es tan pequeño (~ 1 nm) que no actúa como barrera (hay efecto túnel) pero si puede soportar una caída de tensión.

¿Qué sucede en **vacío-SC** donde se suponen ES aceptores, (ocupado $= -$ y desocupado $=$ neutral)?





Dado que el E_f está fijado por D_s, la ec. 1 se ve modificada:

$$q\phi_B = E_g - q\phi_o \qquad (16)$$

donde ϕ_o es el obtenido con vacío (ver diapo. anterior):

$$q\phi_o = E_f - E_v \qquad (17)$$

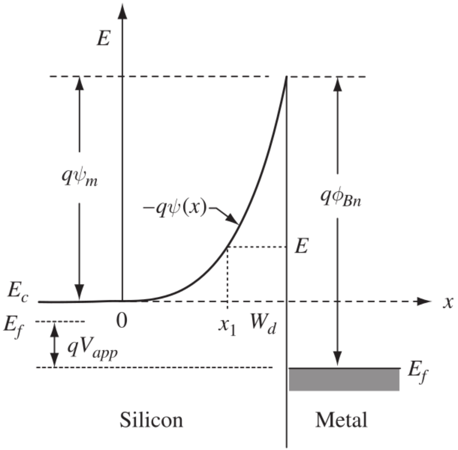
Por lo tanto, ϕ_B es independiente del metal y dado que $\phi_o \approx 1/3E_g$:

$q\phi_B \approx 0{,}75$ eV (silicio tipo N)

Por lo tanto, si se consideran los ES, la ec. 2 se debe modificar:

$$q\psi_{bi} = E_g - q\phi_o - (E_c - E_f)_{bulk} = E_g - q\phi_o - kT\ln(N_c/N_d) \qquad (18)$$

Contactos óhmicos



Se elige el origen de coordenadas $x = 0$ entre la QNR y la SCR y $\psi(x)$ es la función potencial relacionada con E_c en $0 \leqslant x \leqslant W_d$.

Integrando dos veces la ec. de Poisson se puede obtener $\psi(x)$:

$$\psi(x) = -\frac{qN_d x^2}{2\epsilon_{Si}} - \frac{E_c(x<0)}{q} \tag{19}$$

En la aproximación WKB para tuneleo a través de un barrera de energía, el **coeficiente de transmisión** para $-q\psi(x)$ para un e^- con energía E es:

$$T_t(E) = \exp\left[-\frac{4\pi}{h}\int_x^{W_d}\sqrt{2m^*}\sqrt{-q\psi(x)-E}\,dx\right] \tag{20}$$

Interesa conocer como un e^- de la QNR con energía $E_c(x<0)$ pasa al M para $|V_{app}| << \psi_{bi}$ donde los e^- tiene una energía térmica ($kT \approx$ 26 meV) que es pequeña comparada con la altura de la barrera $q\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)$:

$$T_t(E = E_c(x<0)) = \exp\left[-\frac{q\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)}{E_\infty}\right] \tag{21}$$

donde $E_\infty = \frac{qh}{4\pi}\sqrt{\frac{N_d}{m^*\epsilon_{Si}}}$

La **corriente óhmica por efecto túnel** es proporcional al $T_t(E)$:

$$J_{ohmic} \propto \exp\left[-\frac{q\left(\psi_{bi} - V_{app}\right)}{E_\infty}\right] \tag{22}$$

Una figura de mérito para cuantificar la calidad del contacto óhmico es la **resistividad específica**:

$$\rho_c \equiv \left(\frac{\partial J}{\partial V_{app}}\right)^{-1}_{V_{app}=0} \propto \frac{E_\infty}{q} \exp\left(\frac{q\phi_B}{E_\infty}\right) \tag{23}$$

En la expresión anterior se consideró silicio dopado fuertemente tal que $E_c = E_f$, entonces $\psi_{bi} \approx \phi_B$.

Para asegurar un buen valor de ρ_c (10^{-7} Ω cm^2), se debe usar una combinación de M-SC tal que:

- ϕ_B sea lo más bajo posible
- impurificar fuertemente para lograr maximizar $E_\infty = \frac{qh}{4\pi}\sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_{Si}}}$