

Diodo P-N

Dispositivos 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

- 1 Diodo ideal vs. real
- 2 Corriente de recombinación
- 3 Corriente de generación
- 4 Alto nivel de inyección
- 5 Efecto resistencia serie
- 6 Ruptura de la juntura en inversa
 - Efecto túnel
 - Efecto avalancha
- 7 Capacitancia del diodo
 - Capacitancia de juntura
 - Capacitancia de difusión

Diodo real vs. ideal

En la clase anterior se obtuvo la **ecuación del diodo ideal** (ec. 2.20):

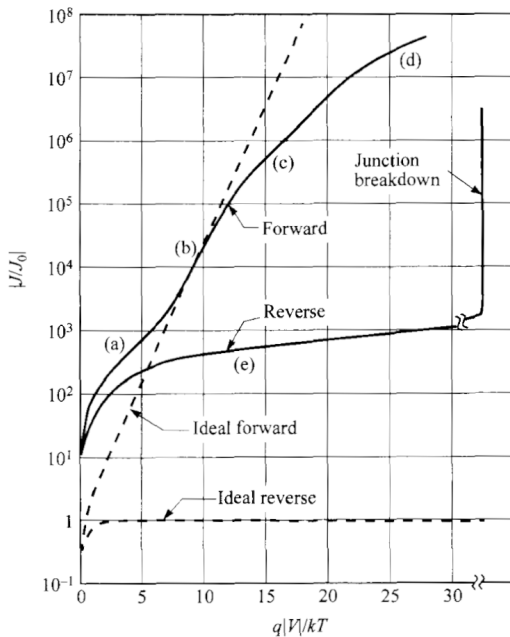
$$J = J_n + J_p = -J_o \left[\exp \left(\frac{V_{app}}{V_{th}} \right) - 1 \right]$$

donde,

$$J_o = q n_i^2 \left(\frac{D_n}{W_p N_a} + \frac{D_p}{(W_n - W_d) N_d} \right)$$

Al medir la característica I-V de un **diodo real** se observa que es necesario introducir modificaciones a la expresión anterior para que la misma ajuste correctamente la curva experimental.

A continuación se presenta la curva normalizada de J/J_o vs. V_{app}/V_{th} para un **típico diodo de silicio** y la curva correspondiente a la ec. 2.20.



Corriente de recombinación (a)

En **directa**, la concentración de portadores en la SCR aumenta respecto de ETD $\Rightarrow U(V_{app}, x) > 0 \Rightarrow$ **recombinación neta**.

En una clase previa, se obtuvo que en la SCR (ec. 2.14):

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

Usando la ecuación anterior, se puede reescribir la ec. 1.52:

$$U(V_{app}, x) = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} n_i^2 \left[\exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) - 1 \right] N_t}{\sigma_n (n + n_i) + \sigma_p \left[\frac{n_i^2}{n} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) + n_i \right]} \quad (1)$$

De esta manera, se tiene una **corriente adicional en la SCR**:

$$J_R(V_{app}) = q \int_0^{W_d} U(V_{app}, x) dx \quad (2)$$

La integral de la ec. 11 no permite llegar a una expresión analítica “sencilla”. Un camino alternativo es calcular una cota máxima de la **corriente de recombinación**:

$$J_R (V_{app} > 0) \approx q U_{max} W_d \quad (3)$$

donde

$$U_{max} = \left. \frac{dU [V_{app}, n(x)]}{dn(x)} \right|_{x=x_m} = 0 \quad (4)$$

Lo que da las siguientes concentraciones en la posición del máximo:

$$n(x_m) = \sqrt{\sigma_p / \sigma_n} n_i \exp (qV_{app} / 2kT) \quad (5)$$

$$p(x_m) = \sqrt{\sigma_n / \sigma_p} n_i \exp (qV_{app} / 2kT) \quad (6)$$

De las ecuaciones anteriores se puede apreciar que $\sigma_n n(x_m) = \sigma_p p(x_m)$, lo que implica que U es máxima en los lugares donde la probabilidad de captura de un e^- es igual a la de un h^+ .

Sustituyendo la ec. 5 en 1,

$$U_{max} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} n_i^2 \left[\exp \left(\frac{V_{app}}{V_{th}} \right) - 1 \right] N_t}{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} n_i \exp \left(\frac{V_{app}}{2V_{th}} \right) + n_i (\sigma_n + \sigma_p)} \quad (7)$$

Si $V_{app} \gg V_{th}$, la expresión anterior se puede simplificar:

$$U_{max} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i \exp \left(\frac{V_{app}}{2V_{th}} \right) N_t \quad (8)$$

Reemplazando en la ec. 3 se obtiene la **corriente de recombinación**:

$$J_R(V_{app} \gg V_{th}) \approx q \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i N_t W_d \exp \left(\frac{V_{app}}{2V_{th}} \right) \quad (9)$$

Corriente de generación (e)

En **inversa** se mantiene la hipótesis de la aproximación de vaciamiento en la cual en la SCR $n; p \ll n_i$. En este caso, la ec. 1.52 se reescribe como:

$$U(V_{app} < 0) = -\frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} n_i N_t \left[1 - \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \right]}{\sigma_n + \sigma_p} \quad (10)$$

Como $U < 0$, se tiene una **corriente de generación** que se puede determinar resolviendo la integral de la ec. 11:

$$J_G(V_{app} < 0) = -\frac{q n_i W_d}{\tau_n + \tau_p} \left[1 - \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \right] \quad (11)$$

donde $\tau_{n,p}$ son los tiempos de vida de los portadores minoritarios definidos en las ecs. 1.57 y 1.58.

Alto nivel de inyección (c)

Planteando la ec. 1.46 en $x = 0$ (entre SCR y QNR-p) en **directa**:

$$p_p(0)n_p(0) = [p_{p_o}(0) + \Delta p_p(0)] [n_{p_o}(0) + \Delta n_p(0)] = n_i^2 \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right)$$

En directa, se cumple $\Delta n_p(0) \gg n_{p_o}(0)$:

$$[p_{p_o}(0) + \Delta p_p(0)] \Delta n_p(0) \approx n_i^2 \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (12)$$

Si no se supone nada acerca del **nivel de inyección** pero manteniendo la hipótesis de **cuasi-neutralidad** ($\Delta n_p = \Delta p_p$),

$$\Delta n_p(0) = \frac{p_{p_o}(0)}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{p_{p_o}(0)^2} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right)} - 1 \right] \quad (13)$$

En condición de baja inyección ($\Delta n_p = \Delta p_p \ll p_{p_o}$), la ec. 13 tiene la forma:

$$\Delta n_p(0) \approx n_{p_o}(0) \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (14)$$

Que es el mismo resultado al que se llegó en la ec. 2.12.

Por otro lado, en el caso de **alta inyección**, se obtiene:

$$\Delta n_p(0) \approx n_i \exp\left(\frac{V_{app}}{2V_{th}}\right) \quad (15)$$

Siguiendo el mismo procedimiento de la clase anterior, se puede obtener la corriente del diodo en estas condiciones:

$$J_{HI} = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp\left(\frac{V_{app}}{2V_{th}}\right) \quad (16)$$

Caída de tensión en las QNRs (d)

Para estas tensiones y corrientes se debe considerar el efecto asociado con la **resistividad finita en las QNRs**. Por lo tanto, la caída de tensión en la SCR es:

$$V_{SCR} = V_{app} - V_{QNRp} - V_{QNRn} \quad (17)$$

En este caso ($V_{app} \gg 0$), la corriente puede escribirse como:

$$J_{HV} = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp\left(\frac{V_{SCR}}{2V_{th}}\right) = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp\left(\frac{V_{app} - (V_{QNRp} + V_{QNRn})}{2V_{th}}\right) \quad (18)$$

Caída de tensión en las QNRs (d)

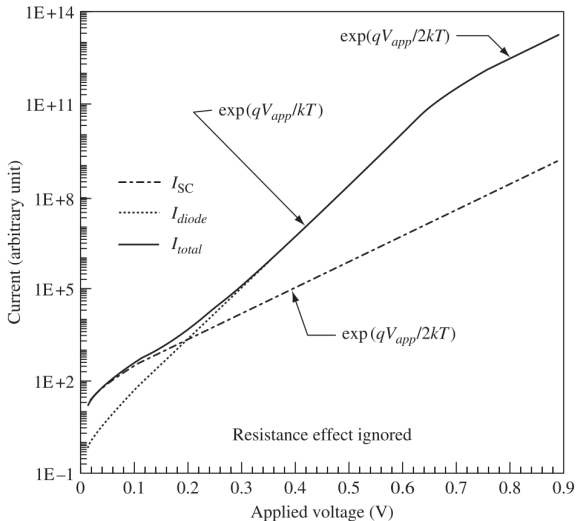
$$J_{HV} = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp \left(\frac{V_{SCR}}{2V_{th}} \right) = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp \left(\frac{V_{app} - (V_{QNRp} + V_{QNRn})}{2V_{th}} \right)$$

$$J_{HV} = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp \left(\frac{V_{app} \left(1 - \frac{V_{QNRp} + V_{QNRn}}{V_{app}} \right)}{2V_{th}} \right) = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp \left(\frac{V_{app}}{m(V_{app})V_{th}} \right)$$

$$J_{HV} = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp \left(-\frac{V_{QNRp} + V_{QNRn}}{2V_{th}} \right) \exp \left(\frac{V_{app}}{2V_{th}} \right) = J'_o(V_{app}) \exp \left(\frac{V_{app}}{2V_{th}} \right)$$

donde

$$J'_o = \frac{N_a}{n_i} J_o \exp \left(-\frac{V_{QNRp} + V_{QNRn}}{2V_{th}} \right) \quad m = \frac{2}{\left(1 - \frac{V_{QNRp} + V_{QNRn}}{V_{app}} \right)}$$

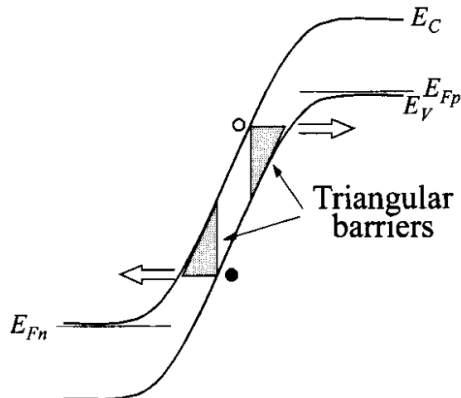


A partir del **gráfico de Gummel** se puede obtener el factor de idealidad m :

$$J(V_{app} > 0) = J_o(V_{app}) \exp\left(\frac{V_{app}}{mV_{th}}\right) \quad (19)$$

Ruptura Zener

En **inversa**, cuando la flexión de las bandas se hace muy abrupta, la fuerza ejercida por \mathcal{E} es lo suficientemente grande como para arrancar un e^- de su enlace covalente para crear un par e-h. El fenómeno ocurre en la SCR.



La barrera de potencial es elevada pero su ancho es pequeño \Rightarrow existe una probabilidad no nula de que transmitan portadores entre las bandas a ambos lados de la juntura.

Esto fenómeno se denomina **efecto túnel entre bandas**.

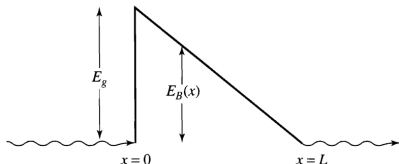
Actualmente, este efecto es una causa importante en las corrientes de fuga en dispositivos VLSI.

El **coeficiente de transmisión** se puede determinar usando la aproximación de WKB (Wentzel–Kramers–Brillouin):

$$T_t(E) = \exp \left[-\frac{4\pi}{h} \int_0^L \sqrt{2m^*} \sqrt{-q\psi_i(x) - E} dx \right] \quad (20)$$

Aproximando a una barrera triangular:

$$\mathcal{E} = -d\psi_i/dx \Rightarrow \mathcal{E} = \text{cte.}$$



donde $E_B = -q\psi_i$ y $L = E_g/(q\mathcal{E})$

Aplicando en la ec. 20,

$$T_t \approx \exp \left[-\frac{4\pi}{h} \int_0^L \sqrt{2m^*} \sqrt{q\mathcal{E}} dx \right]$$

Resolviendo la integral:

$$T_t \approx \exp \left(-\frac{8\pi\sqrt{2m^*}E_g^{3/2}}{3q\hbar\mathcal{E}} \right) \quad (21)$$

Una aproximación para obtener una expresión de la corriente neta J_{b-b} en **en estado estacionario** es:

$$J_{BC \rightarrow BV} = C_0 \int f_C(E) g_C(E) T_t [1 - f_V(E)] g_V(E) dE$$

$$J_{BV \rightarrow BC} = C_0 \int f_V(E) g_V(E) T_t [1 - f_C(E)] g_C(E) dE$$

$$J_{b-b} = J_{BC \rightarrow BV} - J_{BV \rightarrow BC} = \int_{E_{fp}}^{E_{fn}} C_0 [f_C - f_V] T_t g_C g_V dE \quad (22)$$

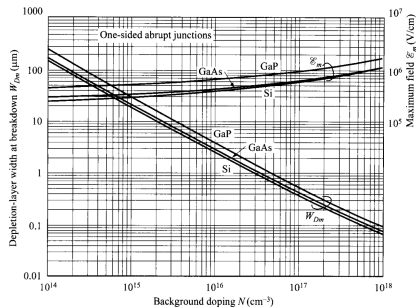
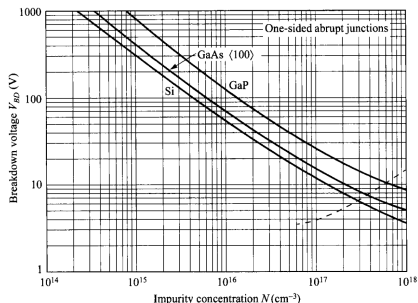
Trabajando un poco la ecuación anterior y usando $V_R = V_{app} - \psi_{bi}$:

$$J_{b-b} = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 \mathcal{E} V_R}{\pi h^2 E_g^{1/2}} \exp \left(-\frac{8\pi \sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3 q h \mathcal{E}} \right) \quad (23)$$

En $n^+ - p$, $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_m = \sqrt{2qN_a V_R / \epsilon_{Si}} \Rightarrow$ para obtener un **valor apreciable** de J_{b-b} , el dopado N_a debe ser elevado.

Ruptura por avalancha

El **mecanismo más usual** de ruptura en inversa es por efecto avalancha: los e^- ganan suficiente energía en el tiempo libre medio (τ) para generar en sus colisiones (con la red cristalina) nuevos pares e-h que a su vez, cada uno de ellos, generan otros pares e-h y así sucesivamente.



En línea punteada se muestra los valores de N_a a partir de los cuales **domina el efecto túnel**.

A partir de la figuras anteriores se pueden obtener **expresiones empíricas**:

$$V_{BC} \approx C_1 \left(\frac{E_g}{C_2} \right)^{3/2} \left(\frac{N_a}{C_3} \right)^{-3/4} \quad (24)$$

$$\mathcal{E}_m \approx \frac{C_4}{1 - C_5 \ln(N_a/C_3)} \quad (25)$$

donde $C_1 = 60 \text{ V}$, $C_2 = 1,1 \text{ eV}$, $C_3 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $C_4 = 4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ y $C_5 = 11/75$.

La expresión de W_{d_m} se puede obtener teniendo en cuenta que para una **juntura abrupta** $W_d = 2V_{BV}/\mathcal{E}$.

Capacitancia de juntura

Si se aplica un dV se genera un dQ' , tanto del lado n como del lado p, que aumenta o disminuye W_d :

$$Q'_{j_p} = -q N_a x_p (V_{app}) \quad \wedge \quad Q'_{j_n} = q N_d x_n (V_{app})$$

La **SCR actúa como un capacitor** cuya capacitancia por unidad de área se puede determinar como:

$$C'_j = \frac{d|Q_{j_n}|}{dV_{app}} = \frac{d|Q_{j_p}|}{dV_{app}} = \frac{\epsilon_{Si}}{W_d} = \sqrt{\frac{q N_a N_d \epsilon_{Si}}{2 (N_a + N_d) (\psi_{bi} - V_{app})}} \quad (26)$$

Es decir, es equivalente a un capacitor de placas paralelas de separación W_d y constante dieléctrica ϵ_{Si} . Esto se debe al hecho de que sólo **los portadores mayoritarios** en los bordes de la SCR responden a los cambios de V_{app} .

Capacitancia de difusión

Así como los mayoritarios responden ante un cambio en el ancho de la SCR, existe otra variación de carga con V_{app} en los **portadores de las QNRs**.

Para obtener la carga en exceso de minoritarios total en la QNR-p se integra la ec. 2.16 (área de un triángulo):

$$Q_n = -q \int_0^{W_p} n'_p(x) dx = \frac{qn_{p_o}W_p}{2} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (27)$$

Entonces, la capacitancia por unidad de área en la QNR-p es:

$$C'_{d_n} = \frac{q^2 W_p}{2kT} n_{p_o} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) = \frac{Q'_{n_o}}{V_{th}} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (28)$$

donde

$$Q'_{n_o} = \frac{q W_p^2}{2 D_n} \frac{D_n n_{p_o}}{W_p} = \tau_{tr_n} J_{n_o} \quad (29)$$

De la misma forma se puede obtener la capacitancia en la QNR-n es:

$$C'_{dp} = \frac{q^2 W'_n}{2kT} p_{n_o} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) = \frac{Q'_{p_o}}{V_{th}} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (30)$$

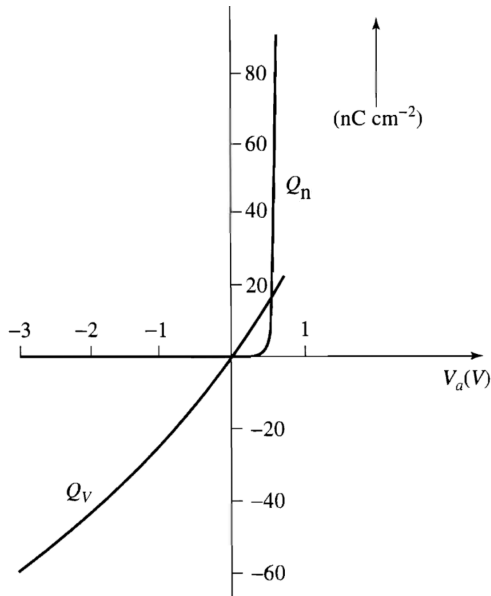
donde $W'_n = W_n - W_d$ y,

$$Q'_{p_o} = \frac{q W_n'^2}{2 D_p} \frac{D_p p_{n_o}}{W'_n} = \tau_{trp} J_{p_o} \quad (31)$$

Ambas capacitancias están en paralelo, por lo tanto, la **capacitancia de difusión** total del diodo o capacitancia de portadores minoritarios es:

$$C_d = C_{dn} + C_{dp} = \frac{(Q_{n_o} + Q_{p_o})}{V_{th}} \exp\left(\frac{V_{app}}{V_{th}}\right) \quad (32)$$

No olvidar que Q_{n_o} y Q_{p_o} dependen de V_{app} a través de W_p y W'_n , respectivamente.



Siendo $Q_V = -q N_a [W_p (V_{app}) - W_p (0)]$