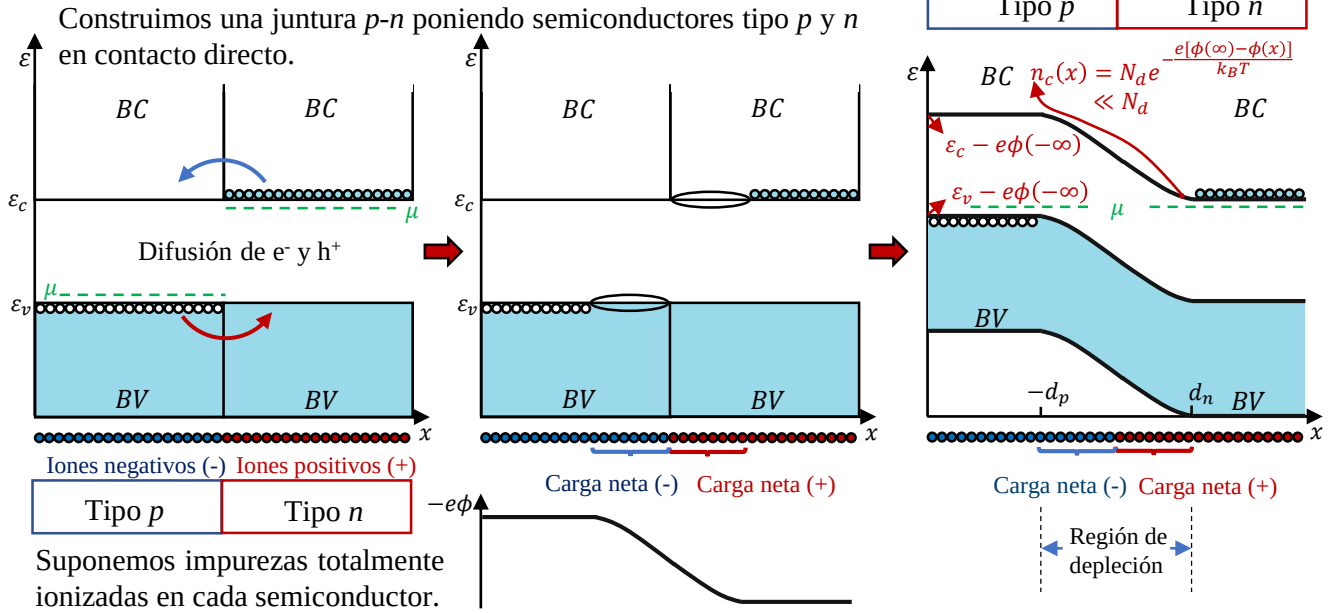


Juntura semiconductor p-n

Juntura semiconductor p-n



Juntura semiconductor p-n: Región de depleción

$$\mathcal{H}_n = \varepsilon_n(\bar{k}) - e\phi(x) \rightarrow \begin{cases} n_c(x) = N_c(T)e^{-\frac{[\varepsilon_c - e\phi(x) - \mu]}{k_B T}} \\ p_v(x) = P_v(T)e^{-\frac{[\mu - \varepsilon_v + e\phi(x)]}{k_B T}} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} n_c(\infty) = N_c(T)e^{-\frac{[\varepsilon_c - e\phi(\infty) - \mu]}{k_B T}} = N_d \\ p_v(-\infty) = P_v(T)e^{-\frac{[\mu - \varepsilon_v + e\phi(-\infty)]}{k_B T}} = N_a \end{cases}$$

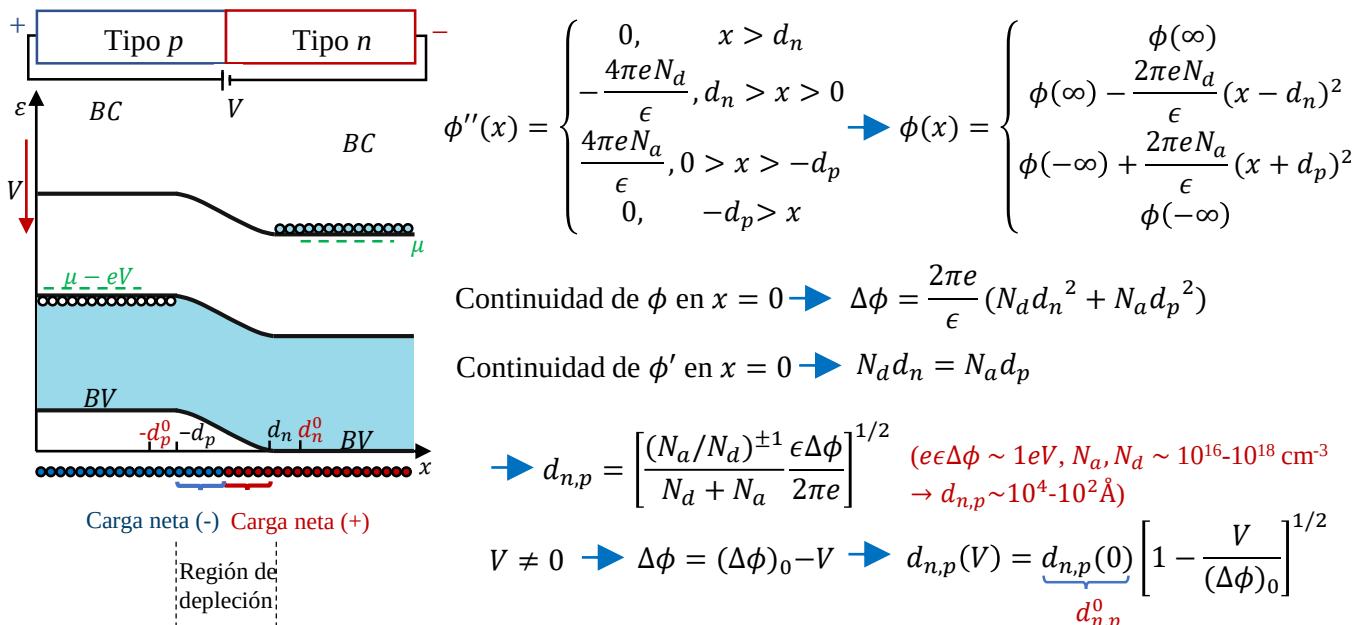
Varía lentamente

$$\rightarrow \mu = k_B T \ln \frac{N_d}{N_c} + \varepsilon_c - e\phi(\infty) = k_B T \ln \frac{P_v}{N_a} + \varepsilon_v - e\phi(-\infty) \rightarrow e\Delta\phi = E_g + k_B T \ln \left[\frac{N_d N_a}{N_c P_v} \right]$$

$= \phi(\infty) - \phi(-\infty)$

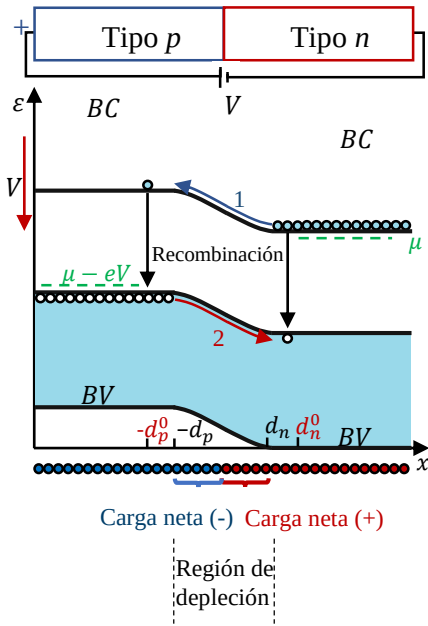
Sirve como condición de contorno para determinar $\phi(x)$ de la ec. de Poisson: $\nabla^2 \phi = \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{4\pi\rho(x)}{\epsilon}$

Fuera de la región de depleción: $\rho(x) = 0$; Dentro de la región de depleción: $\rho(x) = \begin{cases} eN_d, x > 0 \\ -eN_a, x < 0 \end{cases}$



Juntura semiconductor p-n

Juntura semiconductor p-n: Corriente a través de la juntura



Definimos: $j_e = -eJ_e$; $j_h = eJ_h$ ($J_{e,h}$: Densidades de corriente numéricas)

Escribimos $J_{e,h}$ como la suma de la corriente de deriva ($\propto E = -d\phi/dx$) y la corriente de difusión ($\propto$ gradiente de la densidad de portadores):

$$J_e = -\mu_n n_c E - D_n \frac{dn_c}{dx}; \quad J_h = \mu_p p_v E - D_p \frac{dp_v}{dx}$$

($\mu_{n,p}$: Movilidad de e^- , h^+ ; $D_{n,p}$: Cte. de difusión de e^- , h^+)

Escribimos también las ecuaciones de continuidad:

Diferencia entre el flujo de salida y entrada de portadores

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = G_e - R_e - \frac{\partial J_e}{\partial x}; \quad \frac{\partial p_v}{\partial t} = G_h - R_h - \frac{\partial J_h}{\partial x}$$

Diferencia entre tasa de generación y recombinación de portadores

Suponemos que en la región de depleción $G_{e,h}, R_{e,h} \approx 0$, con lo cual en el estacionario J_e y J_h resultan constantes a lo largo de la misma.

$$\rightarrow j = -eJ_e(-d_p) + eJ_h(d_n)$$

Lado p

Escribimos: $R_e = \alpha n_c p_v$; $G_e = \alpha n_c^0 p_v^0 \rightarrow R_e - G_e = \alpha n_c p_v - \alpha n_c^0 p_v^0 \approx \alpha p_v^0 (n_c - n_c^0) = \frac{n_c - n_c^0}{\tau_n}$
(En eq. térmico $\rightarrow G_e = R_e = \alpha n_c^0 p_v^0$)
 τ_n — Tiempo de vida e^-

En el estacionario: $\frac{\partial n_c}{\partial t} = 0 = -\frac{n_c - n_c^0}{\tau_n} - \frac{\partial J_e}{\partial x} \rightarrow -\frac{\partial J_e}{\partial x} = \frac{n_c - n_c^0}{\tau_n} \stackrel{E \approx 0}{=} D_n \frac{d^2 n_c}{dx^2}$

$$\rightarrow n_c = n_c^0 + (n_c(-d_p) - n_c^0) e^{\frac{x+d_p}{\sqrt{D_n \tau_n}}} \rightarrow J_e(-d_p) = -\frac{D_n}{L_n} (n_c(-d_p) - n_c^0)$$

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

Longitudes de difusión

Lado n

Análogamente:

$$p_v = p_v^0 + (p_v(d_n) - p_v^0) e^{-\frac{x-d_n}{\sqrt{D_p \tau_p}}} \rightarrow J_h(d_n) = \frac{D_p}{L_p} (p_v(d_n) - p_v^0)$$

Lado p

$$V = 0: n_c(x) = N_c(T) e^{-\frac{[\varepsilon_c - e\phi(x) - \mu]}{k_B T}}$$

$$V \neq 0: n_c(-d_p) = N_d e^{-\frac{e(\Delta\phi)_0}{k_B T}} e^{\frac{V}{k_B T}} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{V}{k_B T}}$$

$$\begin{cases} n_c(d_n^0) = N_c(T) e^{-\frac{[\varepsilon_c - e\phi(\infty) - \mu]}{k_B T}} = N_d \\ n_c(-d_p^0) = N_c(T) e^{-\frac{[\varepsilon_c - e\phi(-\infty) - \mu]}{k_B T}} = N_d e^{-\frac{e(\Delta\phi)_0}{k_B T}} \end{cases}$$

$$\rightarrow J_e(-d_p) = -\frac{D_n}{L_n} (n_c(-d_p) - n_c^0) = -\frac{D_n}{L_n N_A} n_i^2 \left(e^{\frac{V}{k_B T}} - 1 \right)$$

Lado n

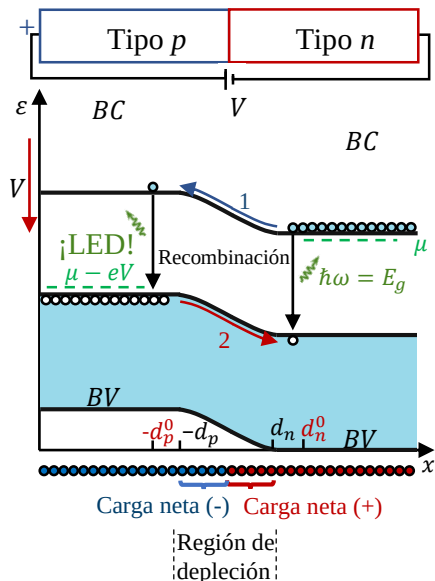
Análogamente: $p_v(d_n) = \frac{n_i^2}{N_d} e^{\frac{V}{k_B T}} \rightarrow J_h(d_n) = \frac{D_p}{L_p N_d} n_i^2 \left(e^{\frac{V}{k_B T}} - 1 \right)$

Corriente total

$$j = -eJ_e(-d_p) + eJ_h(d_n) = en_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_d} \right) \left(e^{\frac{V}{k_B T}} - 1 \right)$$

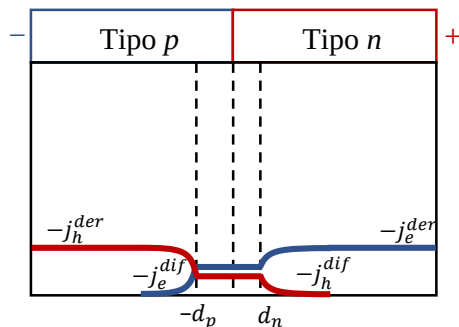
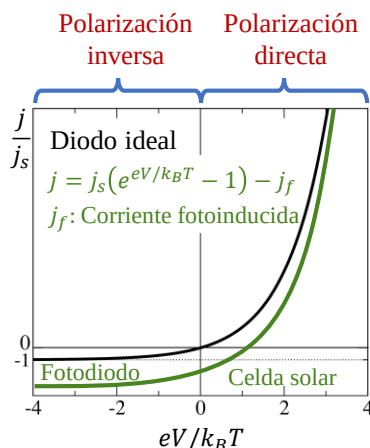
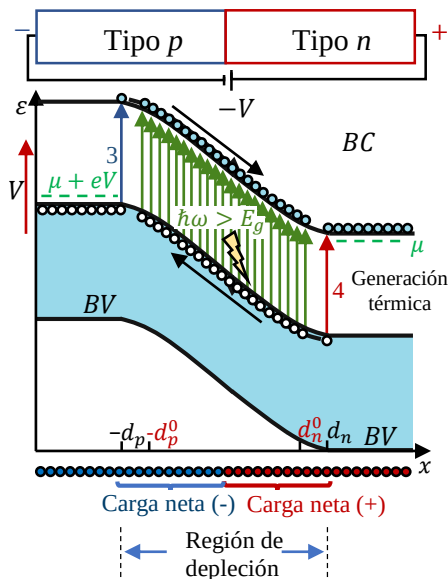
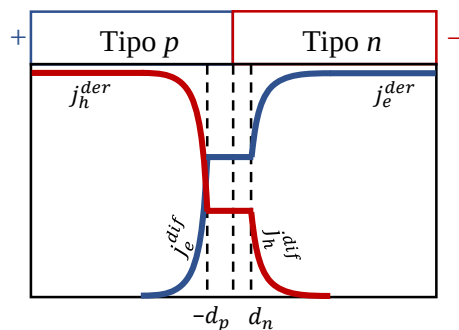
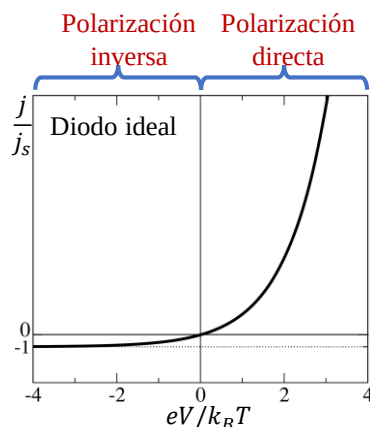
Juntura semiconductor p-n y aplicaciones

Juntura semiconductor p-n: Corriente a través de la juntura



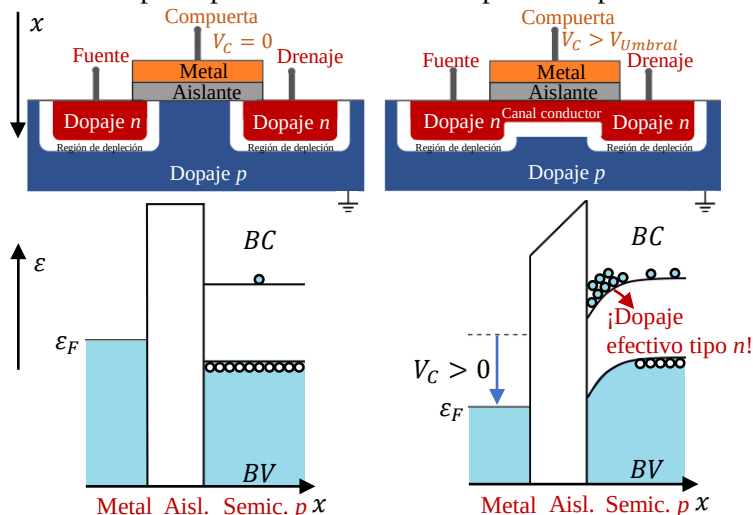
$$j = en_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n N_a} + \frac{D_p}{L_p N_d} \right) \left(e^{\frac{V}{k_B T}} - 1 \right) = en_i^2 \left(\frac{L_n}{N_a \tau_n} + \frac{L_p}{N_d \tau_p} \right) \left(e^{\frac{V}{k_B T}} - 1 \right)$$

Corriente de saturación: $j_s \propto e^{-E_g/k_B T}$ $L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{n,p}}$



Transistor de efecto de campo (MOSFET)

Se utiliza principalmente como interruptor o amplificador.

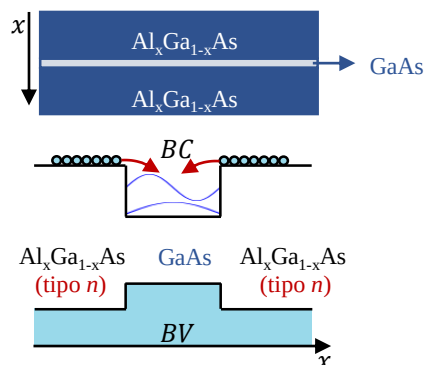


Al aumentar V_C por encima de V_{umbral} , se crea un canal de conducción, cuyo tamaño (y resistencia) depende de V_C .

Pozos cuánticos

GaAs y AlAs son semiconductores de gap directo con $E_g^{GaAs} = 1.4$ eV y $E_g^{AlAs} = 2.7$ eV. Aleaciones $Al_xGa_{1-x}As$ tienen E_g intermedios.

➔ Heteroestructuras de $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ pueden formar pozos cuánticos.



Utilizando $Al_xGa_{1-x}As$ tipo n(p), $e^-(h^+)$ "caen" al pozo creando un gas bidimensional de $e^-(h^+)$.