

JUNTURA METAL SEMICONDUCTOR

1. EQUILIBRIO DE SISTEMAS DE FERMÍ EN CONTACTO

Supongamos dos sistemas con energías de Fermí diferentes. Designamos como $E_{F1,2}$; $g_{1,2}(\epsilon)$; $f_{FD1,2}(\epsilon)$; $n_{1,2}(\epsilon)$ y $v_{1,2}(\epsilon)$ a las energías de Fermí, la función densidad de estados, la función de distribución de Fermi-Dirac, el número de electrones y el número de estados vacantes de los sistemas 1 y 2 respectivamente.

$$f_{FD1,2} = \frac{1}{1 + \exp[(\epsilon - \epsilon_{F1,2})/kT]}$$

$$n_{1,2} = g_{1,2} f_{FD1,2}$$

$$v_{1,2} = g_{1,2}(1 - f_{FD1,2})$$

Cuando los sistemas se ponen en contacto comienza la transferencia de electrones de un sistema a otro hasta que se alcanza el equilibrio y las corrientes de electrones en ambos sentidos se iguala. Los procesos de transferencia en ambos sentidos se producen a la misma velocidad.

Se puede pensar que en equilibrio la "probabilidad de transferencia" de electrones es proporcional al número de electrones en un sistema $n(\epsilon)$ y al número de estados accesibles vacantes $v(\epsilon)$ del otro sistema:

$$p \propto n_1 v_2, \text{ probabilidad de transferencia.}$$

Entonces en equilibrio

$$n_1 v_2 = n_2 v_1$$

$$g_1 f_{FD1} g_2 (1 - f_{FD2}) = g_2 f_{FD2} g_1 (1 - f_{FD1})$$

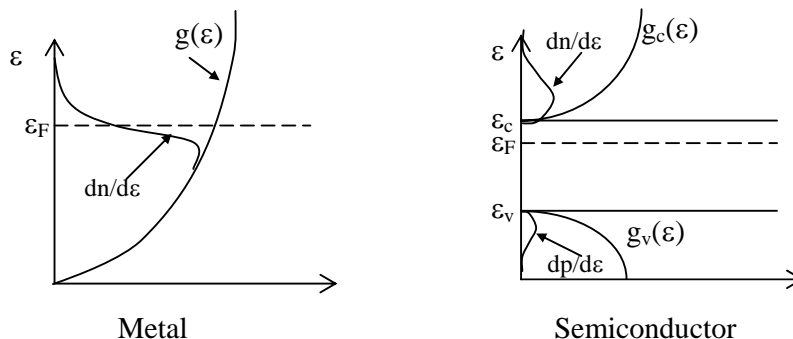
$$f_{FD1} g_1 g_2 = f_{FD2} g_1 g_2$$

Esta última igualdad es cierta sólo si ambos sistemas tienen una única Energía de Fermí. Entonces si dos sistemas de Fermí están en contacto, en equilibrio térmico todo el sistema debe tener la misma energía de Fermí.

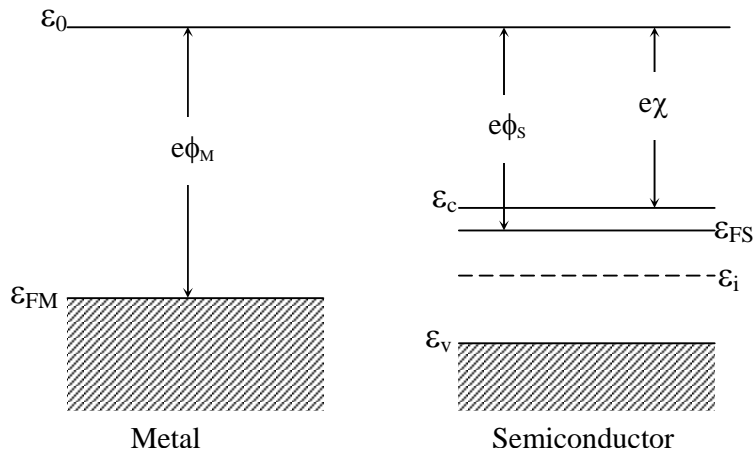
2. JUNTURA METAL-SEMICONDUCTOR IDEAL

2.1.-DIAGRAMA DE BANDAS

En un metal la distribución de niveles de energías accesibles es continua y el nivel de Fermí es uno de ellos. En un semiconductor el nivel de Fermí se encuentra dentro de la banda prohibida.



Para los dos sistemas aislados los diagramas de energía son



En este dibujo se introducen las siguientes magnitudes:

ϵ_0 : energía del electrón libre o de vacío.

$\epsilon_0 - \epsilon_F = e\phi$: función trabajo. $[\phi] = \text{Volt}$

ϕ_M : función trabajo del metal.

ϕ_S : función trabajo del semiconductor.

$\epsilon_0 - \epsilon_c = e\chi$;

χ : afinidad electrónica o trabajo real de salida

e : carga del electrón

Recordemos que la energía de Fermi del semiconductor depende del dopaje en cambio la función trabajo del metal y la afinidad electrónica del semiconductor dependen sólo del material. Cuando el semiconductor y el metal se ponen en contacto, se produce una transferencia de electrones desde el material cuya función trabajo es menor hacia el otro. O sea que el flujo de electrones se producirá desde el material cuyos electrones tengan mayor energía promedio o sea mayor energía de Fermi. La transferencia continúa hasta que se alcance el equilibrio o sea hasta que la energía de Fermi sea única. En esta situación una corriente de electrones en sentido contrario mantiene la condición de corriente nula en toda la juntura o sea:

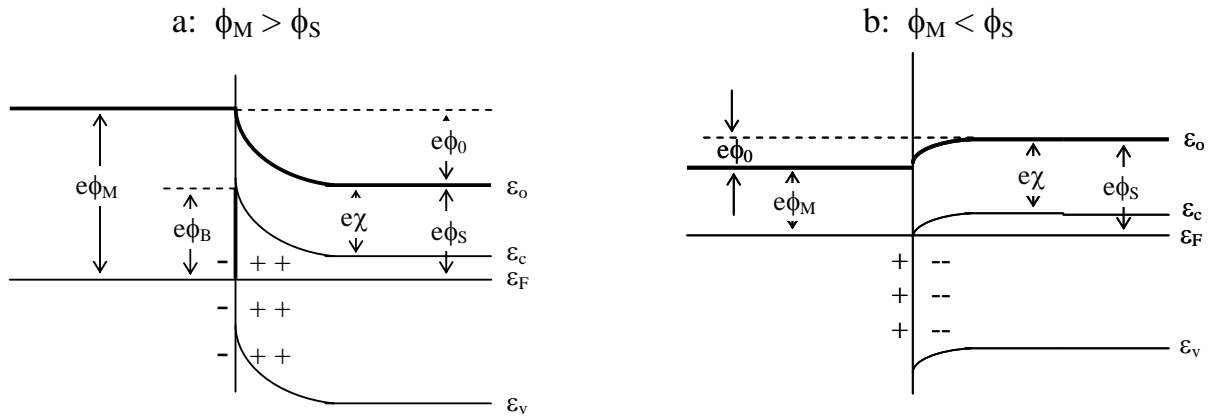
$$J_{ms} = J_{sm}$$

Debido a que el material que perdió electrones queda cargado positivamente y el que ganó electrones negativamente se origina un potencial de contacto ϕ_0 . La diferencia de potencial cae sobre el semiconductor en la región de precontacto. Sólo en el semiconductor se puede generar una región de vaciamiento de portadores con cargas fijas (las impurezas ionizadas) de resistencia muy alta. Entonces en esa región las bandas se flexionan siguiendo la forma de la variación de la energía potencial como muestran las figuras. En el metal la carga opuesta se distribuye sobre la superficie.

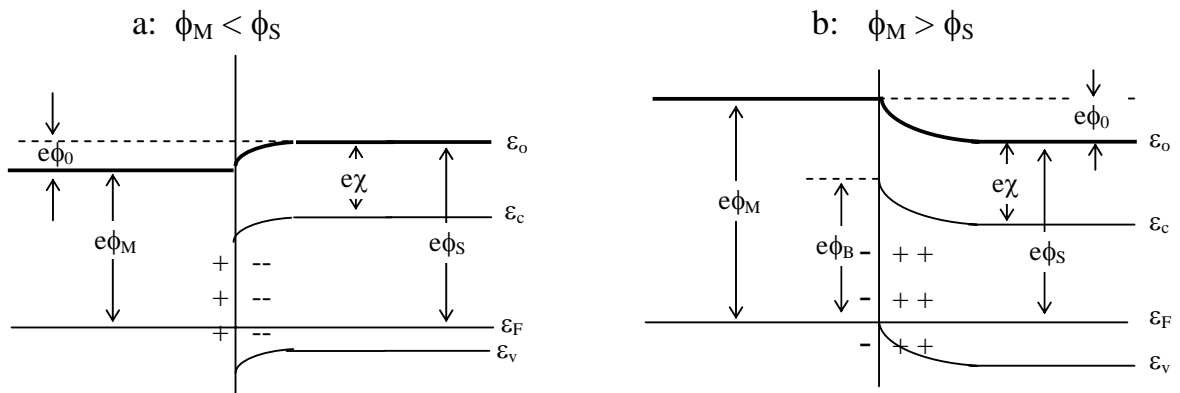
Para representar esta situación en el diagrama de bandas en equilibrio partimos de la igualdad del nivel de Fermi y de las magnitudes que al ser una propiedad de los materiales, se mantienen más allá de la región de precontacto.

Las figuras muestran la estructura de bandas para los distintos tipos de contacto M-SC.

CASO I : Juntura metal- semiconductor tipo-N



CASO II : Juntura metal- semiconductor tipo-P



En los casos I a y II a en la zona del precontacto dentro del semiconductor, se crea una región de carga espacial de iones positivos para el caso de un semiconductor tipo-N o de iones negativos para un semiconductor tipo-P.

En los casos I b y II b, la zona de precontacto se enriquece de portadores mayoritarios.

$\phi_B = \phi_M - \chi$: es el potencial de barrera o de Schotty.

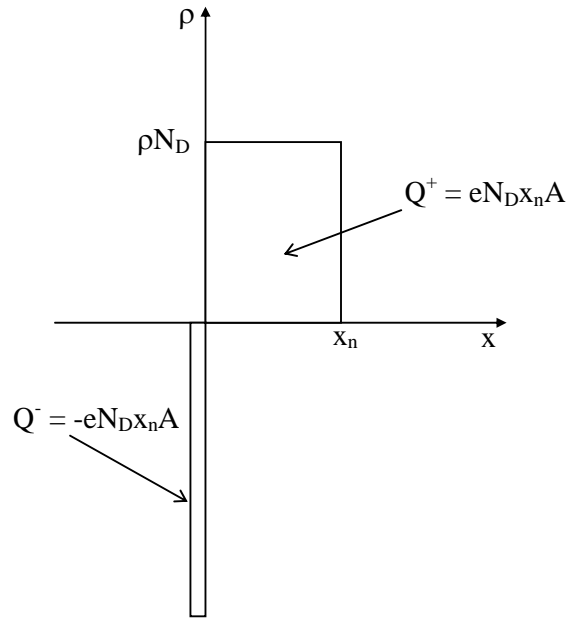
$\phi_0 = \phi_M - \phi_S$: es el potencial de contacto

2.2.-ESTUDIO DE LA CARGA EL CAMPO ELÉCTRICO Y EL POTENCIAL EN LA REGIÓN DE VACIAMIENTO

Estudiamos el caso I a de una unión metal – semiconductor tpo-N.

Supongamos que el semiconductor tiene una concentración de átomos donores N_D . Entonces la región de carga espacial en la aproximación de vaciamiento tendrá una densidad de carga

positiva $\rho = eN_D$ hasta una profundidad $x = x_n$. La carga de signo opuesto se distribuye en un plano sobre la superficie del metal como se ve en la siguiente figura.



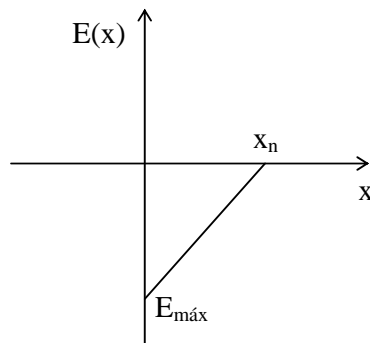
El campo eléctrico se sostiene sobre la región de vaciamiento luego:

$$E(x) = \frac{1}{\epsilon} \int eN_D dx + C_1 = \frac{1}{\epsilon} eN_D x + C_1$$

$$E(x_n) = 0 \quad \Rightarrow \quad C_1 = -\frac{1}{\epsilon} eN_D x_n$$

$$E(x) = \frac{eN_D}{\epsilon} (x - x_n)$$

$$E_{\text{máx}} = -\frac{1}{\epsilon} eN_D x_n$$



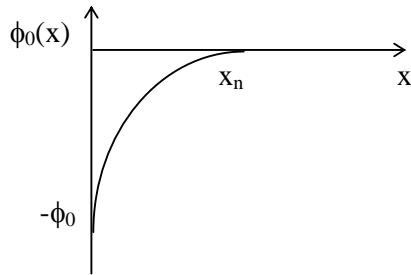
El potencial se obtiene integrando el campo:

$$\phi(x) = -\int E(x)dx + C'_1 = -\int \frac{eN_D}{\epsilon}(x - x_n)dx + C'_1 = -\frac{eN_D}{\epsilon}\left(\frac{x^2}{2} - xx_n\right) + C'_1$$

$$\Delta\phi = \phi(x_n) - \phi(0) = \phi_0 = \frac{eN_D x_n^2}{2\epsilon}$$

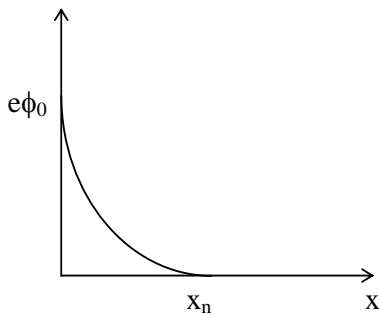
$$\text{Si elegimos } \phi(x_n) = 0 \Rightarrow 0 = \frac{eN_D x_n^2}{2\epsilon} + C'_1 \Rightarrow C'_1 = -\frac{eN_D x_n^2}{2\epsilon}$$

$$\phi(x) = -\frac{eN_D}{2\epsilon}(x_n - x)^2 \quad \text{y} \quad \phi(0) = -\phi_0$$



Recordamos que la energía potencial de los electrones es $-e\phi(x)$:

$$-e\phi(x) = \frac{e^2 N_D}{2\epsilon}(x_n - x)^2 \quad \text{y} \quad -e\phi(0) = e\phi_0$$



Entonces los electrones cerca del contacto tienen una energía $e\phi_0$ mayor que en el seno del semiconductor y las bandas se curvan hacia arriba.

A partir de la relación $\phi_0 = \frac{eN_D x_n^2}{2\epsilon}$ podemos obtener la penetración de la zona desierta dentro del semiconductor:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\phi_0}{eN_D}} = \sqrt{\frac{2\epsilon(\phi_M - \phi_S)}{eN_D}}$$

se ve que cuanto mayor es el dopaje, mayor es la profundidad de penetración del campo en el semiconductor.

La carga espacial en el semiconductor será:

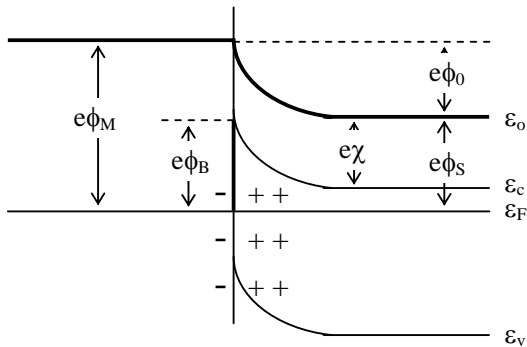
$$Q = AeN_D x_n = A\sqrt{2\epsilon\phi_0 N_D}$$

Dónde A es el área del contacto.

2.3 Polarización aplicada

Consideremos un potencial aplicado a la juntura o sea la situación fuera del equilibrio.

La figura muestra la situación de equilibrio.

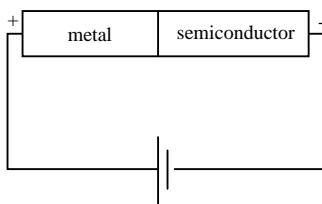
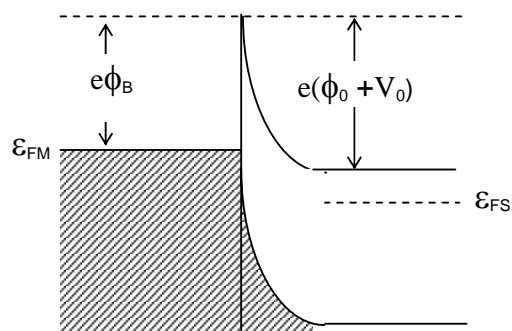
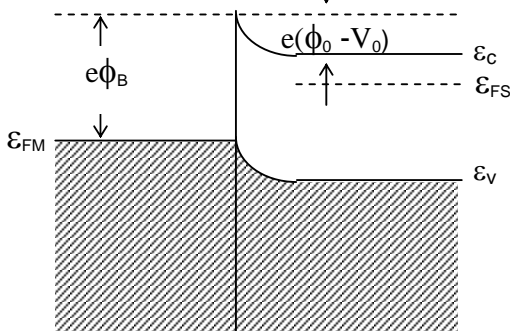


Se observa que existe una barrera $e\phi_B$ entre los electrones en el metal y los estados accesibles de banda de conducción. La altura de esta barrera es independiente de la polarización aplicada porque dentro del metal no puede sostenerse ningún potencial.

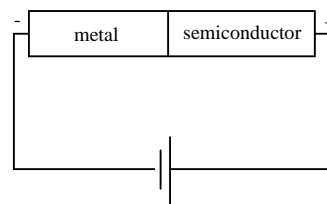
La caída del voltaje, cae totalmente sobre la zona desierta del semiconductor.

Si se aplica un voltaje externo, este caerá totalmente sobre la región desierta cambiando la curvatura de las bandas y modificando el salto de potencial $\phi_0 \Rightarrow \phi_0 - V_0$. El movimiento de los

electrones desde el semiconductor hacia el metal depende del valor del potencial aplicado pues el alto de la barrera puede ser modificado por la aplicación de un potencial externo.



Polarización directa $V_0 > 0$



Polarización inversa $V_0 < 0$

La barrera disminuye cuando el metal se polariza positivamente. La energía de Fermi no es la misma y es mayor en las regiones donde se inyectan electrones.

Con polarización inversa, la barrera aumenta. El potencial $e\phi_B$ no cambia con la polarización.

Podemos generalizar la expresión de x_n para un potencial aplicado V_0 : $x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon(\phi_0 - V_0)}{eN_D}}$.

2.4 Capacidad a pequeña señal

La carga espacial cambia con la polarización:

$$Q = AeN_D x_n = A\sqrt{2e\epsilon(\phi_0 - V_0)}N_D$$

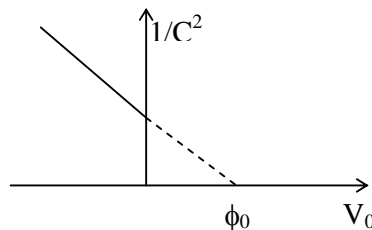
Bajo condiciones de pequeña señal, la juntura tiene un comportamiento capacitivo:

$$C = \left| \frac{dQ}{dV_0} \right| = A \sqrt{\frac{e\epsilon N_D}{2(\phi_0 - V_0)}} = \frac{A\epsilon}{x_n}$$

A partir de mediciones de capacidad se puede calcular el potencial de contacto ϕ_0 y el dopaje del semiconductor:

$$\text{Despejando se tiene: } \frac{1}{C^2} = \frac{2}{A^2 e\epsilon N_D} (\phi_0 - V_0)$$

Si se grafica $1/C^2$ vs V_0 se obtiene una recta de cuya pendiente puede obtenerse N_D .



3.- Característica corriente-voltaje

Cuando no hay polarización aplicada la corriente a través de la juntura es nula y se compone de:

- J_{nS-M} : la corriente de electrones de la banda de conducción que fluye desde el semiconductor al metal. Estos electrones tienen suficiente energía como para saltar el potencial de contacto ϕ_0 .
- J_{nM-S} : la corriente de electrones desde el metal al semiconductor. En este caso los electrones deben superar el potencial ϕ_B .

En equilibrio ambas corrientes deben ser iguales $J_{nS-M} = J_{nM-S}$.

La corriente de huecos, que también debe ser nula se compone de:

- J_{pM-S} : la corriente de huecos desde el metal al semiconductor. Se compone de huecos que se generan en la superficie del semiconductor cuando electrones de la banda de valencia pasan a ocupar estados accesibles dentro del metal.
- J_{pS-M} : la corriente de huecos desde el semiconductor al metal. Se compone de huecos que llegan desde el interior del semiconductor y desaparecen en la superficie cuando atrapan un electrón del metal.

Ambas corrientes en equilibrio también deben ser iguales: $J_{pM-S} = J_{pS-M}$

Cuando se aplica una diferencia de potencial V_0 , La barrera de potencial que ven los electrones desde el semiconductor es más pequeña: $\phi_0 - V_0$. Para los electrones que pasan desde el metal, el potencial que deben superar es el mismo: ϕ_B .

Para calcular la corriente de electrones desde el semiconductor al metal, consideramos que debe ser proporcional al número de electrones cuya energía supere $\phi_0 - V_0$.

Supongamos que la superficie del contacto es perpendicular a la dirección x. En este caso las componentes y, z de la velocidad del electrón no se verán afectadas cuando el electrón atraviesa la superficie, de manera que la energía requerida para escapar debe provenir de la componente x de la velocidad del electrón.

Entonces el electrón que llega a la superficie desde la banda de conducción en el semiconductor debe tener una energía proveniente de la componente x de su velocidad mayor que $e(\phi_0 - V_0)$:

$$\frac{1}{2}mv_x^2 \text{ mín} \geq e(\phi_0 - V_0)$$

La corriente debida a estos electrones será

$$I_{nS-M} = (-e) \int_{v_x \text{ mín}}^{\infty} -v_x dn = e \int_{v_x \text{ mín}}^{\infty} v_x dn$$

El número de electrones con sus velocidades entre v_x y $v_x + dv_x$; v_y y $v_y + dv_y$; v_z y $v_z + dv_z$ está dado por

$$dn = g(v_x, v_y, v_z) f_{FD}(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z$$

$$g(v_x, v_y, v_z) = \frac{2m^3}{h^3}$$

(ver por ejemplo McKelvey 5.4-17)

En la aproximación de Boltzman podemos escribir:

$$dn = \frac{2m^3}{h^3} e^{(\epsilon - \epsilon_F)/kT} dv_x dv_y dv_z$$

entonces

$$I_{nS-M} = e \int_{v_x \text{ mín}}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} v_x dn = \frac{2em^3}{h^3} \int_{v_x \text{ mín}}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} v_x e^{(\epsilon - \epsilon_F)/kT} dv_x dv_y dv_z$$

$$\epsilon = \epsilon_c + \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

reemplazando

$$I_{nS-M} = \frac{2em^3}{h^3} e^{-(\epsilon_c - \epsilon_F)/kT} \int_{v_x \text{ mín}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_0^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_0^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z$$

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y = \int_0^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}$$

$$\int_{v_x \text{ mín}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x = \frac{kT}{m} e^{-\frac{mv_x^2 \text{ mín}}{2kT}}$$

$$I_{nS-M} = \frac{e4\pi m}{h^3} (kT)^2 e^{-\frac{mv_{x\text{mín}}^2}{2kT}} e^{-(\epsilon_c - \epsilon_F)/kT}$$

Suponemos que la región de contacto es muy delgada, entonces los electrones pueden pasar al metal por efecto túnel cuando su energía cumple la condición $\frac{1}{2}mv_x^2 \geq e(\phi_0 - V_0)$. La energía mínima será $\frac{1}{2}mv_{x\text{mín}}^2 = e(\phi_0 - V_0)$. Podemos reemplazar en la expresión de la corriente y nos queda:

$$I_{nS-M} = \frac{e4\pi m}{h^3} (kT)^2 e^{-e(\phi_0 - V_0)/kT} e^{-(\epsilon_c - \epsilon_F)/kT}$$

Cuando no hay tensión aplicada $V_0=0$ y las corrientes en ambos sentidos serán:

$$I_{nS-M} = I_{nM-S} = \frac{e4\pi m}{h^3} (kT)^2 e^{-[e\phi_0 + (\epsilon_c - \epsilon_F)]/kT}$$

Del gráfico de bandas en equilibrio se ve que

$$e\phi_0 + (\epsilon_c - \epsilon_F) = e\phi_B$$

y podemos describir:

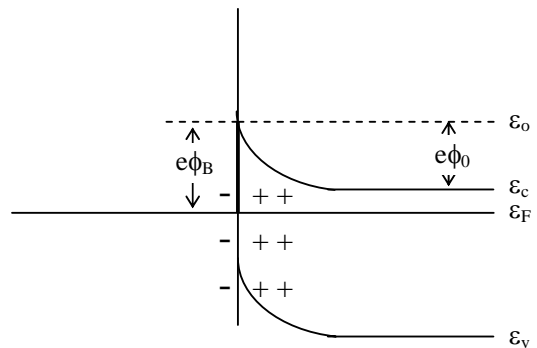
$$I_{nS-M} = I_{nM-S} = \frac{e4\pi m}{h^3} (kT)^2 e^{-e\phi_B/kT}$$

Cuando se aplica una tensión externa, se modifica la corriente desde el semiconductor al metal pues ahora la barrera será $e(\phi_0 - V_0)$. La corriente desde el metal al semiconductor no se modifica pues la barrera que deben saltar los electrones sigue siendo ϕ_0 . La corriente neta en la juntura fuera del equilibrio será:

$$I_n = I_{nM-S} - I_{nS-M} = \frac{e4\pi m}{h^3} (kT)^2 e^{-e(\phi_B - V_0)/kT} - \frac{e4\pi m}{h^3} (kT)^2 e^{-e\phi_B/kT}$$

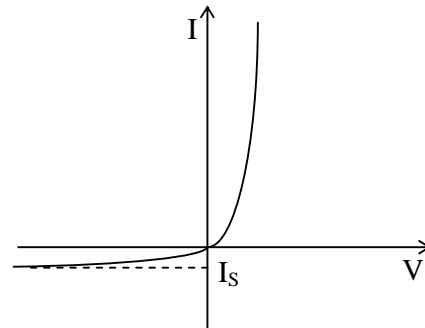
$$I_n = \frac{e4\pi m}{h^3} (kT)^2 e^{-e\phi_B/kT} \left(e^{eV_0/kT} - 1 \right)$$

$$I_n = I_S \left(e^{eV_0/kT} - 1 \right) \quad \text{"ecuación del diodo ideal"}$$



En el tratamiento que hemos hecho, no tuvimos en cuenta las corrientes de huecos. La inclusión de estas corrientes, no cambia la dependencia funcional de la corriente con el potencial aplicado. Si el semiconductor es fuertemente extrínseco sus contribuciones son muy pequeñas.

Se observa que la corriente aumenta en forma exponencial cuando la tensión es directa y tiende a un valor de saturación para tensión inversa. Esto significa que un contacto de este tipo tiene características rectificadoras.



4.-CONTACTOS METAL-SEMICONDUCTOR NO RECTIFICANTES (ÓHMICOS)

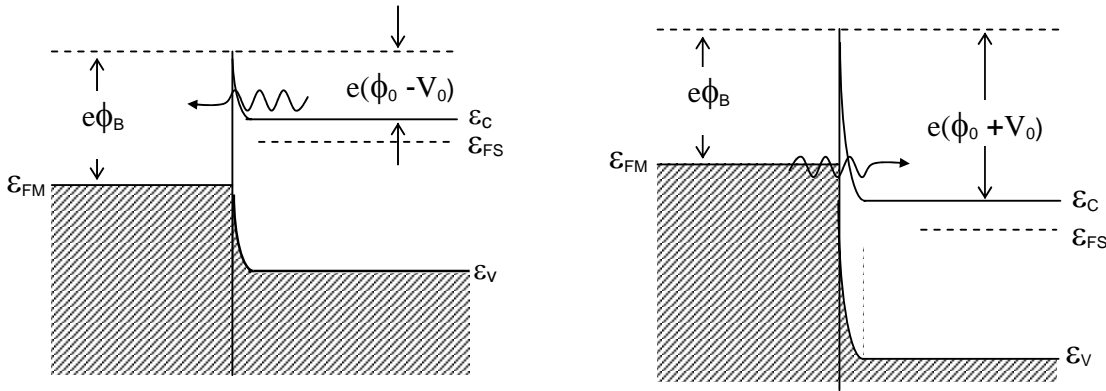
Hemos estudiado contactos metal semiconductor en los cuales se origina una zona de vaciamiento de portadores mayoritarios. Al generarse una barrera de potencial que dificulta el paso de los electrones del metal al semiconductor y viceversa, tenemos una juntura rectificante. Cuando el contacto ofrece una resistencia despreciable al flujo de corriente el contacto es óhmico.

4.1-Contacto túnel

Un contacto M-SC se hace óhmico si el efecto de la barrera se hace despreciable. Por ejemplo dopando fuertemente al semiconductor se puede reducir el ancho de la carga espacial.

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\phi_0}{eN_D}}$$

Cuando el espesor de la zona desierta es muy pequeño, se produce efecto túnel para ambos tipos de polarización.



Si se construye un contacto en el cual el tuneleo es posible, la resistencia es muy baja.

4.2 Contactos óhmicos de Schottky

Otra manera de obtener un contacto óhmico es hacer que los portadores mayoritarios sean más numerosos en las cercanías del contacto. Se origina una región de “acumulación” de portadores. Por ejemplo para un contacto M-SC tipo-N en el cual la función trabajo del semiconductor es mayor que la del metal (caso I.b), los electrones pueden pasar fácilmente del metal al semiconductor y esta condición es independiente de la tensión aplicada.

Si se trata de un contacto M-SC tipo-P, esta condición se cumple para el caso II.b. Se produce una región de acumulación de huecos en las proximidades del contacto.