

UNIÓN P - N

2.1.- Teoría de la unión p-n

Como ya se ha anticipado, en la introducción del presente capítulo, la teoría de la unión p-n constituye la base de la física de los dispositivos semiconductores. En el presente apartado haremos el desarrollo de esta teoría, hasta obtener la característica I-V de dicha unión.

La estructura de unión p-n da lugar, de manera inmediata, a un dispositivo de gran importancia: el diodo semiconductor. Por esta razón, a veces, ambos términos (unión p-n y diodo) son empleados de manera indistinta. Nosotros vamos a emplear, en principio, el término unión p-n para describir las propiedades internas de esta estructura (que luego serán extrapoladas, en la medida de lo posible, para justificar el funcionamiento del resto de dispositivos de unión) . El término diodo lo utilizaremos posteriormente para referirnos al dispositivo como componente electrónico concreto. No obstante algunas consideraciones establecidas específicamente para diodos (como por ejemplo su comportamiento en conmutación) deben ser también consideradas a la hora de estudiar otros dispositivos.

2.2.- Concepto y tipos de uniones

Se dice que en una pastilla semiconductor existe una unión p -n cuando la concentración neta de impurezas, definida como $N_d(x) = N_D(x) - N_A(x)$, es positiva en una parte de dicha pastilla (zona n) y negativa en la otra (zona p). El plano transversal de dicha pastilla en que $N_d(x)$ vale cero se conoce como unión metalúrgica. Todo lo dicho queda resumido en la representación de la figura F-2.1 donde se aprecia un posible perfil de impurezas donadoras y aceptoras, $N_D(x)$ y $N_A(x)$ respectivamente, la concentración neta de impurezas, $N_d(x)$, y un esquema donde se observa la unión metalúrgica.

Según sea la forma de la concentración neta de impurezas, $N_d(x)$, se puede hablar de distintos tipos de unión. En las figuras F-2.2.a) , b) y c) se han representado los tres tipos de unión comúnmente considerados: a) unión abrupta ideal, b) unión gradual y c) unión difundida.

Puesto que el comportamiento de todos los tipos de uniones es similar, en aras de facilitar el análisis, nos vamos a centrar en el estudio de la unión p-n abrupta ideal.

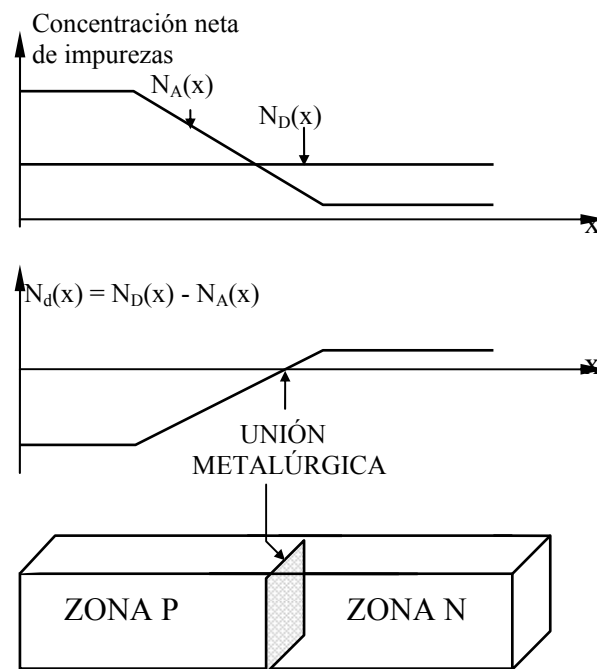


Figura F-2.1.- Representación de un cristal conteniendo una unión p-n.

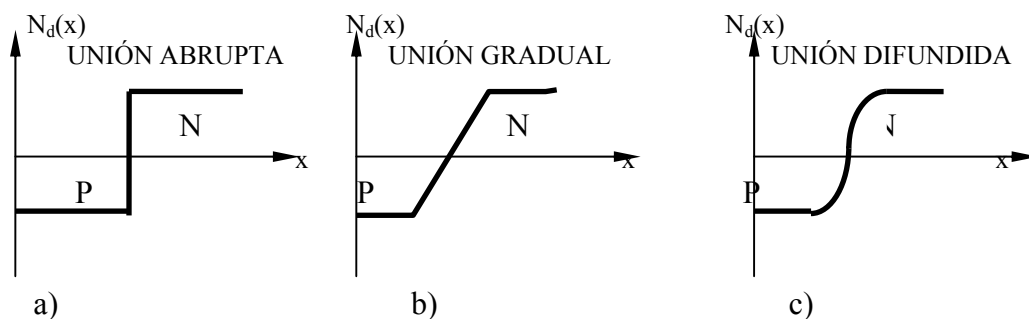


Figura F-2.2.- Tipos de unión: a) abrupta, b) gradual y c) difundida

La unión p-n abrupta ideal presenta, como puede observarse, unos valores constantes de concentración neta de impurezas a un lado y otro de la unión metálica (evidentemente con un cambio de signo). Cuando los valores absolutos que toma N_d , a un lado y otro de la unión, difieren considerablemente se habla de unión p^+-n (la zona p mucho más dopada que la zona n) o unión $p-n^+$ (la zona n mucho más dopada que la p).

2.2.2.- La unión p-n en equilibrio

Diremos que una unión p-n está en equilibrio cuando no está sometida a ninguna perturbación externa (por ejemplo está en circuito abierto -sin polarizar-, no sometida a radiaciones, etc.) . Como la concentración de impurezas introducidas varía según el punto del semiconductor considerado podemos enfocar el estudio como si de un semiconductor no homogéneo se tratase. En el apéndice I se ha efectuado una introducción a este tipo de semiconductores, donde puede observarse la aparición de campos y potenciales eléctricos internos, así como fluctuaciones en los niveles del diagrama de bandas. Veamos a continuación estos efectos para el caso particular de una unión p-n abrupta ideal.

2.2.2.1.- Distribución de portadores en equilibrio

En la figura F-2.3.a) se representan unos perfiles de impurezas donadoras y aceptoras que dan lugar a una unión abrupta ideal. Dichas impurezas, al ionizarse, liberan electrones y huecos, quedando iones positivos y negativos estáticos, según el caso. Los electrones y huecos se difundirán desde la zona en que están en mayor concentración hacia donde dicha concentración es menor (obsérvese la mencionada figura). Debido a que los iones estáticos no se moverán se generará un exceso de carga positiva (iones N_D^+) a un lado de la unión y, en el otro, de carga negativa (iones N_A^-). Estos excesos de carga provocan la aparición de un campo eléctrico interno que tiende a llevar a los electrones y huecos en sentido contrario a como se difundían. Cuando el arrastre debido al campo interno se iguala a la difusión se llega a una situación de equilibrio dinámico (al no haber desplazamiento neto de partículas no habrá corrientes) .

En la figura F-2.3.b) puede verse como, debido al proceso expuesto en el párrafo anterior, se llega a una situación en que aparecen tres zonas en la pastilla semiconductor: dos zonas neutras en ambos extremos (que podemos analizar como si se tratase de semiconductores homogéneos) y una zona de transición (también llamada dipolar, de vaciamiento, de deplexión, despoblada o de carga espacial) a un lado y otro de la unión. Vamos a considerar, por simplicidad, que en dicha zona de transición no existen portadores de carga (ni electrones ni huecos sino sólo iones estáticos de uno u otro signo) y que en ella no se producen fenómenos de generación-recombinación.

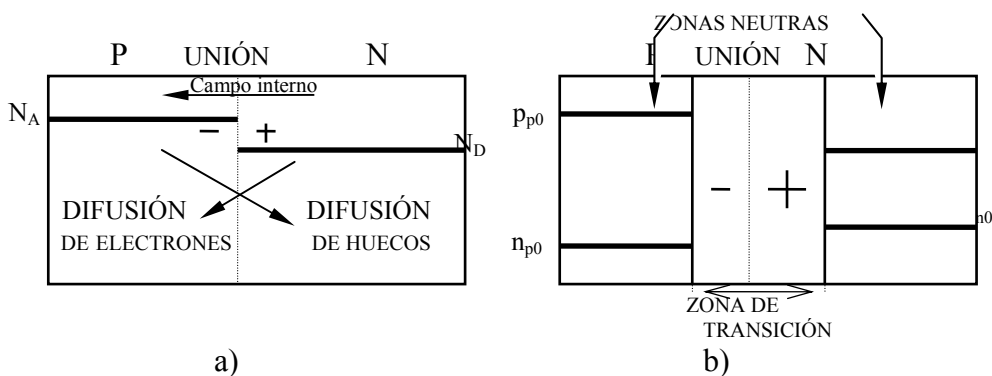


Figura F-2.3. a).- Esquema del equilibrio dinámico entre arrastre y difusión en una unión abrupta. b).- Zonas neutras y de transición en equilibrio.

Por tanto sólo se han representado los perfiles de portadores mayoritarios y minoritarios en las zonas neutras; en ellas estos perfiles son constantes y su cálculo para una y otra zona, sería idéntico al realizado en el apartado para semiconductores homogéneos. Esto es, si suponemos que en la zona n se ha introducido una concentración neta de impurezas, N_D , y en la zona p una concentración neta, N_A , y a la temperatura de estudio (se supone intermedia) se cumple que $N_D \gg n_i$ y $N_A \gg n_i$, entonces:

$n_{n0} = N_D$	y	$p_{n0} = n_i^2 / N_D$	(2.1. a)
$p_{p0} = N_A$	y	$n_{p0} = n_i^2 / N_A$	(2.1. b)

2.2.2.2.- Distribución de campo y potencial eléctricos en equilibrio.

Como ha quedado reflejado en el apartado anterior es en la zona de transición donde aparecen puntos con una carga neta (positiva en la zona n y negativa en la zona p) debida a los iones estáticos. Luego solamente en esta zona aparecerá un campo eléctrico interno, siendo nulo en las zonas neutras. En la figura F-2.4. se ha representado dicha zona dipolar sobre un sistema de referencia con $x=0$ en la unión metalúrgica. La anchura de esta zona se ha representado como l_n por la parte tipo n y como l_p por la parte tipo p. La anchura total de la zona de transición será, evidentemente, $l_T = l_n + l_p$.

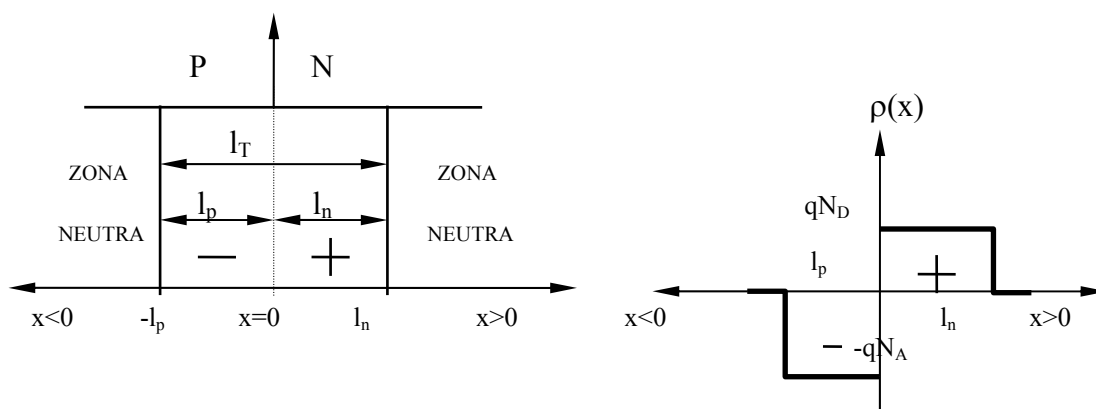


Figura F-2.4. a) - Representación de la zona dipolar.
b) .- Función densidad de carga en dicha zona dipolar.

Suponiendo que en la zona dipolar sólo existen, como apuntábamos anteriormente, impurezas ionizadas (suponemos que todas las introducidas) y que, además, éstas están distribuidas homogéneamente, podemos representar la función densidad de carga, $\rho(x)$, tal y como se hace en la figura F-2.4. b). Dicha densidad de carga será positiva en la parte correspondiente de la zona n y negativa en la de la zona p:

$\begin{aligned} \rho(x) &= -q \cdot N_A & \text{si} & \quad -l_p \leq x \leq 0 \\ \rho(x) &= q \cdot N_D & \text{si} & \quad 0 \leq x \leq l_n \end{aligned}$	(2.2.)
--	--------

Según se puede comprobar en el apéndice I, a partir de la densidad de carga se puede obtener la distribución de campo eléctrico, $E(x)$, puesto que:

$$E(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon} dx$$

El parámetro ϵ representa la constante dieléctrica absoluta del semiconductor (si ϵ_0 es la constante dieléctrica del vacío entonces ϵ/ϵ_0 vale 12 y 16 para el Si y Ge, respectivamente). Teniendo en cuenta la expresión (2.2), el resultado de la integral será:

$$\begin{cases} E(x) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot x + K_1 & \text{si } -l_p \leq x \leq 0 \\ E(x) = (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot x + K_2 & \text{si } 0 \leq x \leq l_n \end{cases} \quad (2.3.)$$

Tanto K_1 como K_2 representan constantes de integración que podremos obtener sabiendo que el campo eléctrico debe de ser continuo (puesto que ϵ se considera constante para toda la pastilla). De esta forma, al ser el campo nulo en las zonas neutras, también debe serlo en los puntos $x=-l_p$ y $x=l_n$, luego podemos poner:

$$E(x=-l_p) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot (-l_p) + K_1 = 0 \quad \Rightarrow \quad K_1 = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot l_p$$

$$E(x=l_n) = (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot (l_n) + K_2 = 0 \quad \Rightarrow \quad K_2 = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot l_n$$

Y sustituyendo estos valores de las constantes en la expresión (2.3):

$$\begin{cases} E(x) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot (x + l_p) & \text{si } -l_p \leq x \leq 0 \\ E(x) = (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot (x - l_n) & \text{si } 0 \leq x \leq l_n \end{cases} \quad (2.4.)$$

Además el campo también será continuo en el punto $x=0$, por lo que las dos expresiones anteriores deberán tomar el mismo valor en ese punto:

$$E(x=0) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot (0 + l_p) = (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot (0 - l_n)$$

De donde se obtiene:

$$N_A \cdot l_p = N_D \cdot l_n \quad (2.5.)$$

De la expresión (2.5.) se deduce una importante conclusión: la anchura de la zona de transición es más pequeña en la zona que más se haya dopado. Por ejemplo en una unión p-n⁺ se puede observar que $l_n \ll l_p$, puesto que $N_D \gg N_A$ (lo contrario podría decirse para una unión p⁺-n). Esta conclusión se resume observando que el área encerrada entre la función densidad de carga (ver figura F-2.4.b)) y el eje de abscisas debe ser igual a un lado y otro de la unión. Es decir, en la zona de transición, la carga total positiva a un lado de la unión será igual a la carga total negativa del otro: evidentemente la pastilla semiconductor debe ser neutra en su conjunto (puesto que las zonas neutras lo son en todos los puntos deducimos que la zona dipolar debe ser globalmente neutra).

En la representación global de la figura F-2.5 se puede observar la distribución de campo antes calculada, asimismo puede comprobarse lo relacionado en el párrafo anterior acerca de la función densidad de carga (cumplimiento de la expresión (2.5.)).

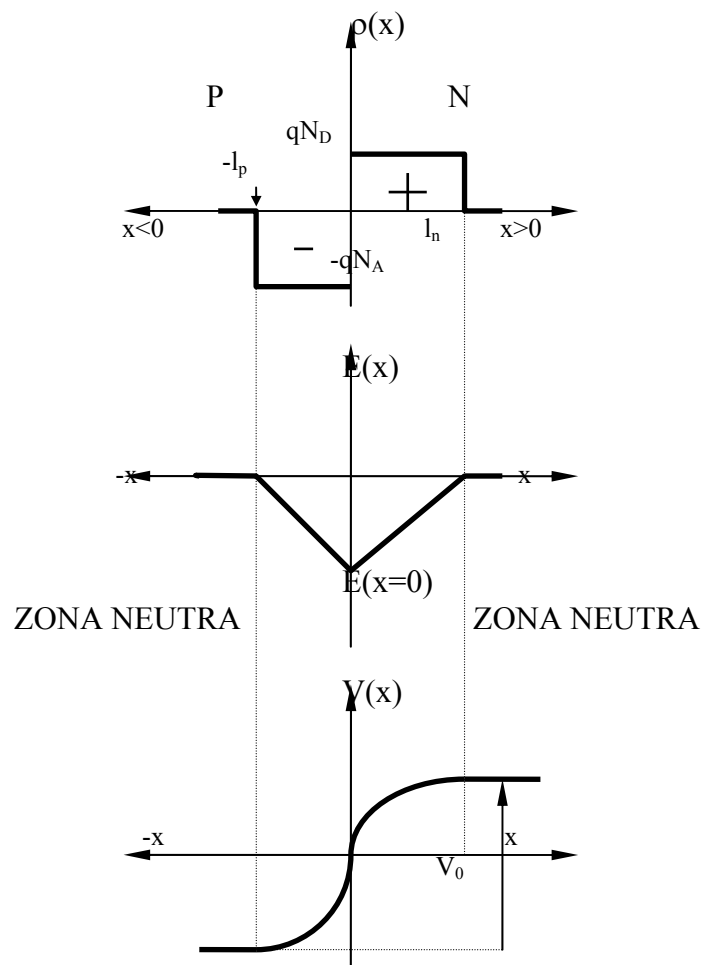


Figura F-2.5.- Representación de las funciones densidad de carga, campo eléctrico y potencial eléctrico en una unión abrupta ideal.

Como es bien sabido (véase el apéndice I) el campo eléctrico lleva asociado un potencial, $E = -\text{grad } V$, que en el caso unidimensional puede ponerse como:

$$V(x) = -\int E(x)dx$$

Sustituyendo la expresión (2.4.) en la integral anterior nos quedará:

$$\begin{cases} V(x) = (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot (x^2/2 + l_p \cdot x) + K_3 & \text{si } -l_p \leq x \leq 0 \\ V(x) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot (x^2/2 - l_n \cdot x) + K_4 & \text{si } 0 \leq x \leq l_n \end{cases} \quad (2.6.)$$

Para determinar las constantes de integración, K_3 y K_4 , podemos fijar el punto $x=0$ como referencia de potencial, esto es hacer $V(x=0)$. De esta forma $K_3 = K_4 = 0$. Con esta consideración se ha representado la función potencial en la figura F-2.5. En la misma figura se puede apreciar que en las zonas neutras el potencial permanece constante (consecuencia directa de la neutralidad de las mismas y de que el campo sea nulo en ellas). La diferencia de potencial entre ambas zonas neutras se denomina potencial de contacto o termodinámico (V_0).

2.2.2.2.1.- Potencial de contacto de una unión p-n en equilibrio

Como se ha comentado anteriormente es la diferencia de potencial entre las dos zonas neutras de la estructura de la unión p-n. En el apéndice I se indica que la diferencia de potencial entre dos puntos de un semiconductor puede calcularse a partir de las concentraciones de portadores como:

$$V(x_2) - V(x_1) = K \cdot T/q \cdot \ln[p(x_1)/p(x_2)] = K \cdot T/q \cdot \ln[n(x_2)/n(x_1)] \quad (2.7.)$$

Sea x_2 un punto cualquiera de la zona neutra correspondiente al lado n de la unión y x_1 otro de la zona neutra del lado p. Entonces, obviamente, el potencial de contacto, V_0 , valdrá:

$$V_0 = V(x_2) - V(x_1)$$

La concentración de portadores en ambos puntos se calcula de manera inmediata como si fuesen, dichas zonas neutras, semiconductores homogéneos o, aproximadamente, según lo expuesto para obtener las expresiones (2.1.a) y b)). Sustituyendo en (2.7).

$$V_0 = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \quad (2.8.)$$

Como se puede observar la zona n estará siempre a más potencial que la zona p.

Por otro lado, también se puede calcular el potencial de contacto aplicando la expresión (2.6.), sin mas que observar que el mismo puede ponerse como:

$$V_0 = V(x=l_n) - V(x=-l_p)$$

$$V_0 = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot (l_n^2/2 - l_n^2) - (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot (l_p^2/2 - l_p^2)$$

Y teniendo en cuenta que el campo en $x=0$ vale (véase la expresión (2.5.)):

$$E(x=0) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot l_p = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot l_n$$

Podemos poner:

$$V_0 = (1/2) \cdot |E(x=0)| \cdot (l_n + l_p) = (1/2) \cdot |E(x=0)| \cdot l_T \quad (2.9.)$$

Es decir que si calculamos el potencial de contacto mediante la expresión (2.8.), al aplicar la ecuación anterior combinada con la (2.5.) podremos determinar la anchura total de la zona de transición (l_T), así como la anchura de la misma por cada uno de los lados de la unión (l_p y l_n):

$$l_T = \frac{2 \cdot V_0}{|E(x=0)|} = \frac{2 \cdot V_0 \cdot \epsilon}{q \cdot N_A \cdot l_p} = \frac{2 \cdot V_0 \cdot \epsilon}{q \cdot N_D \cdot l_n}$$

$$N_A \cdot l_p = N_D \cdot l_n = N_D \cdot (l_T - l_p) = N_A \cdot (l_T - l_n)$$

De donde se deduce fácilmente que:

$$l_T = \left[\frac{2 \cdot \epsilon \cdot (N_A + N_D) \cdot V_0}{q \cdot N_A \cdot N_D} \right]^{1/2} \quad (2.10)$$

Como se observa el potencial de contacto está relacionado con la anchura total de la zona de transición. Tanto uno como otro dependen de las concentraciones de impurezas introducidas, del tipo de material base sobre el que se constituyó la unión y de la temperatura (véase la expresión (2.8.) donde, además de T , aparece n_i y como sabemos la concentración intrínseca tiene una fuerte dependencia de la temperatura).

Por último cabe reseñar que un potencial de contacto aparece, no sólo en una unión p-n, sino en todas las interfases de unión de dos materiales distintos, por ejemplo entre la unión de un metal y un semiconductor. Cuando se unen varios materiales diferentes los potenciales de contacto se van acumulando de unión en unión, con la particularidad de que, según el caso, en una unión pueden ir en un sentido y en otra en sentido contrario, por lo que se contrarrestarían. Se demuestra que si entre dos materiales iguales se intercalan diversas uniones de otros materiales, los distintos potenciales de contacto se contrarrestan unos con otros de tal suerte que la diferencia de potencial entre los materiales que son iguales es nula.

De esta forma si en una unión p-n, en circuito abierto (en equilibrio), medimos la diferencia de potencial entre sus extremos con un voltímetro, obtendremos un resultado nulo. Esto se debe a que, aparte de la unión p-n, aparecen como mínimo otras dos uniones: las de las puntas de prueba del voltímetro con la pastilla semiconductora. Como el material de ambas puntas de prueba es el mismo, los potenciales de contacto de las distintas uniones intermedias se anularán unos con otros.

Ejemplo

Se dispone de una unión p-n abrupta ideal a 300 °K, fabricada sobre una pastilla de Si. dopando a un lado con impurezas aceptoras ($N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) y al otro con impurezas donadoras ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). La concentración intrínseca (n_i) del Si, a la temperatura antes citada, es de $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (ver figura 2.6). Suponiendo que en la zona de transición no hay portadores de carga (ni electrones ni huecos), que la pastilla está en equilibrio y que la constante dieléctrica absoluta del Si vale $\epsilon = 10^{-10} \text{ F/m}$ (Faradios/metro), obtener y representar:

- Funciones densidad de carga, campo eléctrico y potencial eléctrico.
- Potencial de contacto y anchura de la zona de transición (tanto por la parte n como por la parte p).

Solución:

a) Antes de nada establezcamos un sistema de referencia que podría ser el propuesto en la figura F-2.6, donde se ha tomado el punto $x=0$ coincidiendo con la unión metalúrgica, la zona p para x negativas y la zona n para x positivas. También se han indicado sobre la citada. figura la zona de transición con la anchura correspondiente a cada una de las zonas (l_p y l_n), así como ambas zonas neutras con indicación de la concentración de portadores en ambas.

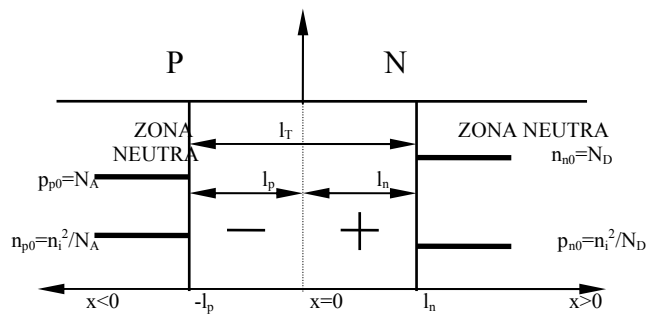


Figura F-2.6. - Sistema de referencia en el desarrollo del ejemplo.

Como puede comprobarse, según el enunciado, tanto N_D como N_A son bastante superiores a n_i (a 300 °K). Luego aplicando las expresiones (2.1. a) y b)) obtendremos las concentraciones de portadores mayoritarios y minoritarios en ambas zonas neutras de la pastilla, puestos en m^{-3} :

$$\begin{aligned} n_{n0} &= N_D = 10^{22} \text{ m}^{-3} & \text{y} & & p_{n0} &= n_i^2 / N_D = 4 \cdot 10^{32} / 10^{22} = 4 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3} \\ p_{p0} &= N_A = 10^{21} \text{ m}^{-3} & \text{y} & & n_{p0} &= n_i^2 / N_A = 4 \cdot 10^{32} / 10^{21} = 4 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

Con el supuesto de que en la zona de transición no hay portadores de carga podemos obtener la densidad de carga para la zona de transición (evidentemente dicha densidad de carga será nula en las zonas neutras). De (2.2.):

$$\rho(x) = -q \cdot N_A = -1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{21} \text{ C/m}^3 \quad \text{si } -l_p \leq x \leq 0$$

$$\rho(x) = q \cdot N_D = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{22} \text{ C/m}^3 \quad \text{si } 0 \leq x \leq l_n$$

El campo eléctrico podemos obtenerlo de la expresión (2.4.), que a continuación repetimos:

$$E(x) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot (x + l_p) \quad \text{si } -l_p \leq x \leq 0$$

$$E(x) = (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot (x - l_n) \quad \text{si } 0 \leq x \leq l_n$$

Esto es:

$$E(x) = -(1/10^{-10}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{21} \cdot (x + l_p) \quad \text{si } -l_p \leq x \leq 0$$

$$E(x) = (1/10^{-10}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{22} \cdot (x - l_n) \quad \text{si } 0 \leq x \leq l_n$$

Los parámetros l_p y l_n serán calculados posteriormente. Si los valores de los mismos, así como los de x , se sustituyen en metros, puede comprobarse que el campo vendrá dado en V/m.

En cuanto al potencial, si aplicamos la expresión (2.6.):

$$V(x) = (1/\epsilon) \cdot q \cdot N_A \cdot (x^2/2 + l_p \cdot x) + K_3 \quad \text{si } -l_p \leq x \leq 0$$

$$V(x) = -(1/\epsilon) \cdot q \cdot N_D \cdot (x^2/2 - l_n \cdot x) + K_4 \quad \text{si } 0 \leq x \leq l_n$$

Que al sustituir valores quedará:

$$V(x) = (1/10^{-10}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{21} \cdot (x^2/2 + l_p \cdot x) \quad \text{si } -l_p \leq x \leq 0$$

$$V(x) = -(1/10^{-10}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{22} \cdot (x^2/2 - l_n \cdot x) \quad \text{si } 0 \leq x \leq l_n$$

Igual que antes, tanto l_p y l_n como x , deben sustituirse en metros para obtener directamente el resultado en voltios. Dicho resultado será el potencial de cada punto referido al punto $x=0$.

b) El potencial de contacto podemos obtenerlo aplicando la expresión (2.8.), de forma que:

$$V_0 = \frac{K \cdot T}{q} \cdot \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} = 0,026 \cdot \ln \frac{10^{21} \cdot 10^{22}}{4 \cdot 10^{32}} = 0,62 \text{ V}$$

Con la relación (2.10.) podemos calcular la anchura total de la zona de transición, para posteriormente, teniendo en cuenta la expresión (2.5.) hallar l_p y l_n :

$$\ell_T = \left[\frac{2 \cdot \epsilon \cdot (N_A + N_D)}{q \cdot N_A \cdot N_D} \cdot V_0 \right]^{1/2} = \left[\frac{2 \cdot 10^{-10} \cdot (10^{21} + 10^{22})}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{21} \cdot 10^{22}} \cdot 0,62 \right]^{1/2} = 0,73 \mu\text{m}$$

Y, como además:

$$N_D \cdot l_n = N_A \cdot l_p \quad \text{y} \quad l_T = l_n + l_p$$

Podemos obtener:

$$l_n = \frac{N_A \cdot l_T}{N_D + N_A} = 0,07 \mu\text{m}$$

$$\text{y } l_p = l_T - l_n = 0,66 \mu\text{m}$$

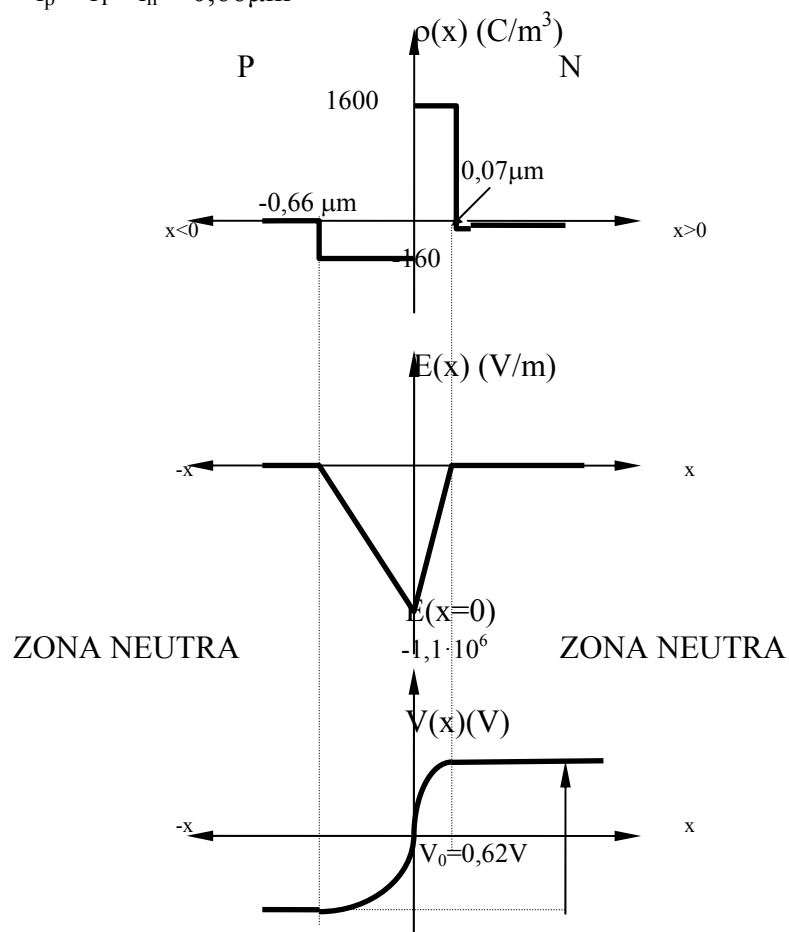


Figura F-2.7.- Representación de las distintas funciones obtenidas en el ejemplo.

2.3.- Unión p-n polarizada

Una vez estudiada la unión p-n abrupta ideal en equilibrio, vamos a ver en este apartado lo que sucede con las distintas funciones (campo eléctrico, potencial, etc.) cuando la unión es sacada del equilibrio mediante una polarización externa.

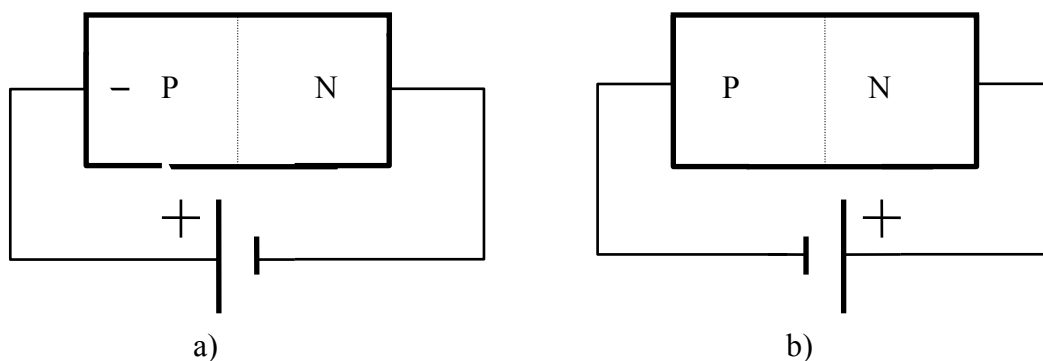


Figura F-2.8.a) y b).- Polarización directa e inversa de una unión p-n.

Polarizar la unión es aplicar una diferencia de potencial externa entre sus extremos. Si la zona p queda a más potencial que la zona n se habla de polarización directa, en caso contrario la polarización es inversa (ver figura F-2.8). En todo momento consideraremos que la tensión aplicada externamente es V (en polarización directa) y $-V$ (en polarización inversa), con ánimo de unificar el estudio para ambos casos.

2.3.1.- Modificación de la distribución de potencial y de la anchura de la zona de transición

Como hemos visto, en equilibrio, entre la zona neutra de la parte n y la de la parte p existe una barrera o diferencia de potencial dada por el potencial de contacto (V_0). Cuando polarizamos con una tensión externa (V) en directo (más positivo el lado p que el n) se va a contrarrestar dicha barrera de potencial, tal y como se refleja en la figura F-2.9.a). La nueva barrera de potencial (V'_0) vendrá dada por:

$$V'_0 = V_0 - V \quad (2.11.)$$

Si la polarización es en inverso (más positiva la parte n que la p) la expresión anterior sigue siendo válida, pero sustituyendo $-V$, lo que conduce a un aumento de la barrera de potencial. Esto queda de manifiesto en la figura F-2.9.b).

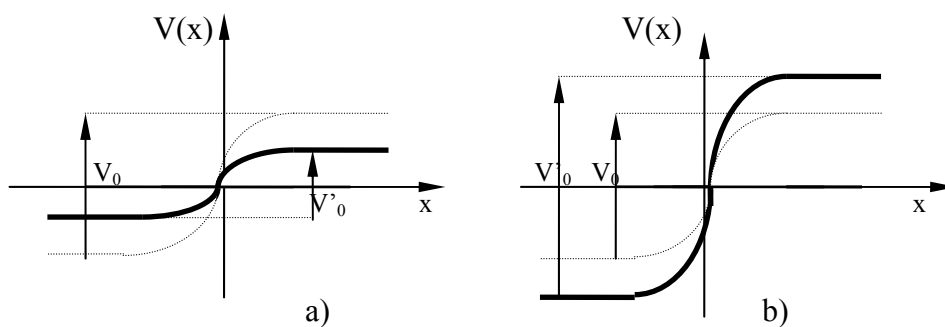


Figura F-2.9.a) y b).- Variación de la barrera de potencial al polarizar la unión p-n en directo e inverso, respectivamente.

La expresión (2.10.) nos permitía calcular la anchura de la zona de transición, cuando la unión estaba en equilibrio, a partir del potencial de contacto. Ahora, bajo polarización, dicha anchura se verá modificada, pues la barrera de potencial ha variado según (2.11.). Si llamamos l_T a la anchura total de la zona de transición cuando la unión está polarizada:

$$\ell_T = \left[\frac{2 \epsilon (N_A + N_B)}{q N_A N_B} (V_0 - V) \right]^{1/2} \quad (2.12.)$$

De esta última expresión se deduce que:

* En polarización directa ($V > 0$) la anchura de la zona de transición se reduce. Como se puede observar se debe de cumplir que la tensión externa aplicada (V) sea siempre menor que V_0 (en caso contrario l_T tomaría valores imaginarios, lo que físicamente carece de sentido).

* Bajo polarización inversa ($V < 0$) se produce un aumento de la anchura de la zona de transición, no existiendo, en principio, limitación a los valores de tensión que podamos aplicar.

En la figura F-2.10. a) y b) se ha representado la variación de la anchura de la zona de transición bajo polarización directa e inversa, respectivamente. Las anchuras l'_n y l'_p son análogas a l_n y l_p , pero bajo polarización.

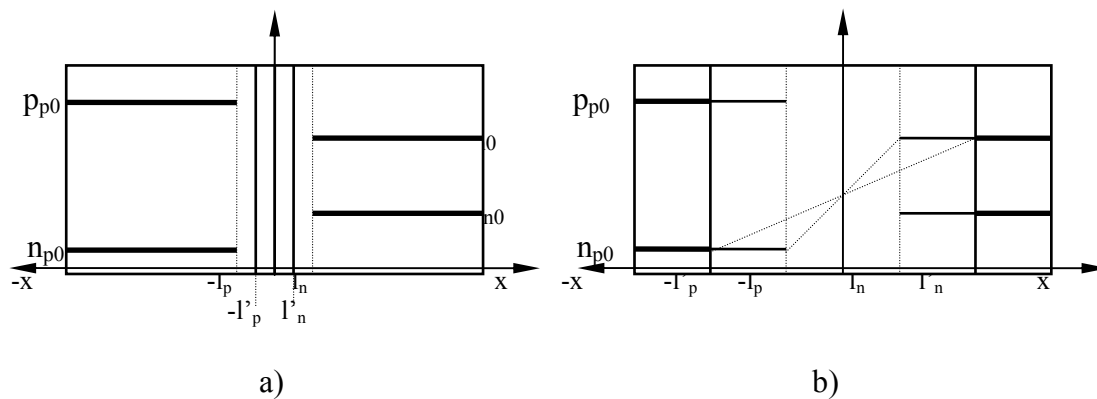


Figura F-2.10.a) y b).- Variación de la anchura de la zona de transición bajo polarización directa e inversa, respectivamente.

A partir de la figura anterior podemos extraer importantes conclusiones, si analizamos las diferencias que se han producido respecto al equilibrio:

- * Cuando se está en equilibrio, como ya se analizó, hay una difusión de portadores en un sentido (de donde hay una concentración mayor a donde es menor) que se contrarresta con el arrastre del campo eléctrico interno: en definitiva la corriente neta es nula.

- * Bajo polarización directa, al reducirse la anchura de la zona de transición, aumenta el gradiente de portadores (mayoritarios en una zona y minoritarios en la otra). Esto provoca una gran difusión de los mismos de un lado a otro de la unión (los electrones se difundirán de la zona n a la p, y los huecos en sentido contrario). Sin embargo, el campo interno, ha sido ahora contrarrestado con la polarización. Esto provoca una ruptura del equilibrio en favor de la difusión dando lugar a corrientes bastante apreciables. Nótese en la figura F-2.10.a) que con un pequeño potencial en directo se aumenta considerablemente el gradiente de portadores (al reducirse la anchura de la zona de transición): es decir variando muy poco el potencial externo aplicado en directo se pueden conseguir importantes variaciones de la corriente -tanto más cuanto más se aproxime V a V_0 -. Es fácil deducir que la corriente, tanto debida a electrones como a huecos, va en el sentido de la zona p a la zona n (en el circuito de polarización entraría por la zona p y saldría por la n) .

* Bajo polarización inversa (figura F-2.10.b)), el gradiente de portadores se reduce, con lo que disminuye el efecto de difusión. El campo, por contra, se ve reforzado, siendo ahora mayor que en equilibrio. En definitiva ahora se ha roto el equilibrio en favor del arrastre. Pero como el campo tiende a llevar los portadores desde la zona en que son minoritarios a la que son mayoritarios (electrones de la zona p a la zona n y huecos desde la zona n a la zona p) este desequilibrio provoca corrientes muy pequeñas y, prácticamente, independientes de la tensión aplicada en inverso. Puede comprobarse que, en este caso, esta pequeña corriente va de la zona n a la p (entraría por el lado n y saldría por el p).

En conclusión, al polarizar la unión, conseguimos corrientes importantes con pequeñas tensiones en directo (siempre menores que V_0) y corrientes prácticamente nulas ante cualquier tensión aplicada en inverso.

Cuestiones:

- 1.- Explica brevemente los fenómenos relativos al movimiento de portadores que se producen en la unión P-N en equilibrio, en polarización directa y en polarización inversa.
- 2.- ¿Cuál es el hecho fundamental que explica la gran diferencia entre el valor de la intensidad que circula por un diodo de unión P-N en polarización directa? ¿Y en polarización inversa?
- 3.-Cuál es la corriente predominante en una unión P-N polarizada en directo, justifica la respuesta.
- 4.-Cuál es la corriente predominante en una unión P-N polarizada en inversa, justifica la respuesta.