



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Resistividad en semiconductores extrínsecos

Tomás Ricardo Basile Álvarez
316617194

ASIGNATURA

Laboratorio de Electrónica. Grupo 8285

30 de octubre de 2021

Responda lo siguiente

1. Explique qué son los materiales semiconductores tipo *P* y tipo *N*

Para empezar, un semiconductor es un material con una conductividad eléctrica que se encuentra entre la de un conductor y la de un aislante. En un conductor prácticamente no se requiere energía para que un electrón de valencia pase a convertirse en uno de conducción, mientras que en un aislante se requiere de mucha energía para hacer ese salto. En medio de ambos comportamientos se encuentran los semiconductores, los cuales requieren una energía relativamente baja (del orden de 2eV) para convertir los electrones de valencia en electrones de conducción.^[2]

Un semiconductor puede ser alterado agregando impurezas al material en cantidades pequeñas y controladas. Agregar dichas impurezas recibe el nombre de **dopar** al semiconductor y se puede hacer de dos formas:

- **Tipo N:** Un semiconductor se llama tipo N cuando se dopa con un elemento que contenga más electrones de valencia que el elemento original del semiconductor. Como resultado de este dopaje, el semiconductor ahora tiene electrones libres con los cuales conducir electricidad.^[1]
- **Tipo P:** Un semiconductor se llama tipo P cuando se dopa con un elemento que contenga menos electrones de valencia que el elemento original del semiconductor. Como resultado de este dopaje, el material ahora contará con menos electrones libres que antes. Alternativamente, podemos pensar en el material dopado como que cuenta con 'huecos' libres (espacios donde podría insertarse un electrón de valencia pero que están vacíos). Estos huecos se pueden ir moviendo por el material y podemos pensar que el semiconductor tiene cargas positivas libres.^[1]

2. ¿Por qué en un material extrínseco se modifica la movilidad de huecos y electrones cuando aumentan las impurezas en el material?

Recordamos que la movilidad de electrones (o huecos) se define como la constante de proporcionalidad entre el campo eléctrico \vec{E} aplicado al material y la velocidad con la que se mueven los electrones (o los huecos). Es decir, se define como $\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}$ para electrones y $\vec{v}_p = \mu_p \vec{E}$ para huecos. Donde \vec{v}_n es la velocidad de los electrones, \vec{v}_p la de los huecos, μ_n es la movilidad de electrones y μ_p la de los huecos.^[2]

Respondiendo a la pregunta, en un material extrínseco disminuye la movilidad de las cargas cuando se agregan más impurezas. Esto se debe en primer lugar a que las impurezas tienen un tamaño distinto al de los átomos originales del material, por lo que rompen la periodicidad de la red. Además, los átomos de las impurezas se encuentran ionizados (porque perdieron o ganaron un electrón dependiendo del tipo de impureza) por lo que crean regiones con carga localizada en el material. Estas regiones hacen que las cargas en movimiento sean dispersadas, lo que disminuye su movilidad en la red.^[1]

3. ¿Cuáles son las relaciones empíricas de las movilidades de huecos y electrones en función de las impurezas totales en el silicio?

Las relaciones empíricas de las movilidades de electrones y huecos en el silicio a una temperatura de 300K son las siguientes:^[1]

$$\mu_n = 92 + \frac{1270}{1 + \left(\frac{N_T}{1,3 \times 10^{17}} \right)^{0,91}}$$
$$\mu_p = 48 + \frac{447}{1 + \left(\frac{N_T}{6,3 \times 10^{16}} \right)^{0,76}}$$

Donde N_T es la densidad total de impurezas $N_T = N_A + N_D$, es decir, la cantidad de átomos de impurezas totales (ya sean impurezas donantes o aceptoras) por unidad de volumen.

En la figura 1 se muestra la gráfica de μ_n y μ_p en función de N_T , la cual se obtiene de manera empírica.

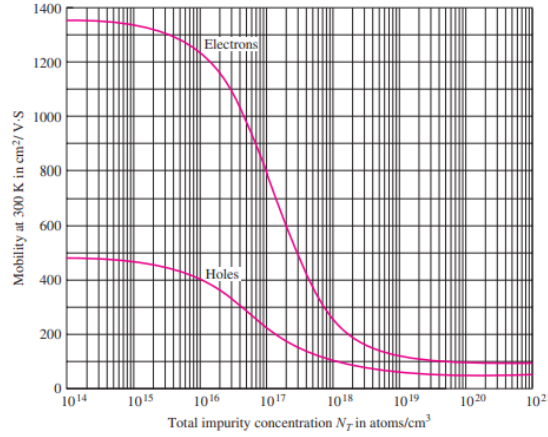


Figura 1: Dependencia de la movilidad de electrones y de huecos como función de N_T a 300K (obtenida en [1])

Vemos que la movilidad de los electrones es siempre mayor a la de los huecos y que ambas movilidades disminuyen conforme se aumenta la cantidad de impurezas (tal como se mencionó en la pregunta 2).

4) ¿Cómo se calcula la resistividad en un material semiconductor extrínseco?

Para empezar, recordamos que la conductividad es el coeficiente σ tal que se cumple $J = \sigma E$ con E el campo eléctrico y J la densidad de corriente de arrastre total.^[2] La resistividad se define como el recíproco de esta cantidad $\rho = 1/\sigma$. Para encontrar la conductividad, primero encontramos una expresión de la densidad de corriente en términos de E .

La densidad de corriente debida al flujo de cargas negativas se define como $J_n = Q_n v_n$ con Q_n la densidad de carga de electrones, que es igual a $-qn$ (con q la carga del electrón y n la cantidad de electrones libres por unidad de volumen). Además v_n es la velocidad de los electrones, que como vimos en la pregunta 2, es igual a $-\mu_n E$. Por lo tanto, tenemos que

$$J_n = Q_n v_n = (-qn)(-\mu_n E) = qn\mu_n E$$

Similarmente para el flujo de cargas positivas, se tiene que $J_p = Q_p v_p$ con Q_p a densidad de carga de huecos, que es igual a qp (con q la carga de un electrón, p la cantidad de huecos por unidad de volumen) y v_p la velocidad de los huecos, que se obtiene como $v_p = \mu_p E$. Por lo que tenemos:

$$J_p = Q_p v_p = (qp)(\mu_p E) = qp\mu_p E$$

Por lo tanto, la densidad total de corriente está dada por:

$$J_T = J_n + J_p = qn\mu_n E + qp\mu_p E = q(n\mu_n + p\mu_p)E := \sigma E$$

Por lo que tenemos que la conductividad es igual a $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$ y por tanto la resistividad (que se define como el recíproco de la conductividad) se calcula como:

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)}$$

Ahora veamos por pasos la forma en que calcularíamos esta resistividad a partir de conocer N_D (la concentración de impurezas donantes) y N_A (la concentración de impurezas receptoras). Seguimos los siguientes pasos:

1. Si no conocemos el valor de la densidad de portadores de cargas n_i , lo podemos calcular a partir de las propiedades del material y de la temperatura como:^[1]

$$n_i^2 = BT^3 \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right)$$

Donde k es la constante de Boltzmann, E_G es la mínima energía necesaria para romper un enlace covalente en el semiconductor, T es la temperatura y B es un valor que depende del material.

2. A partir de N_D, N_A y el valor de n_i calculado en el paso 1, se puede calcular n y p con las siguientes expresiones:^[1]

- Para un material tipo n (es decir, $N_D > N_A$), se calculan como:

$$n = \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2}, \quad p = \frac{n_i^2}{n}$$

Que si se cumple $(N_D - N_A) \gg 2n_i$, lo cual es cierto en la mayoría de los casos prácticos, n se puede aproximar como $n \simeq N_D - N_A$.

- Para un material tipo p (es decir, $N_A > N_D$), se calculan como:

$$p = \frac{(N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2}}{2}, \quad n = \frac{n_i^2}{p}$$

Que si se cumple $(N_A - N_D) \gg 2n_i$, lo cual es cierto en la mayoría de los casos prácticos, p se puede aproximar como $p \simeq N_A - N_D$.

3. Obtener μ_n y μ_p , los cuales se pueden revisar a partir de datos empíricos como los que se tienen para el silicio a $300K$ que mencionamos en la pregunta 3:^[1]

$$\mu_n = 92 + \frac{1270}{1 + \left(\frac{N_T}{1,3 \times 10^{17}}\right)^{0,91}}$$

$$\mu_p = 48 + \frac{447}{1 + \left(\frac{N_T}{6,3 \times 10^{16}}\right)^{0,76}}$$

Donde $N_T = N_A + N_D$

4. Juntar todos los resultados obtenidos y calcular ρ como:

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)}$$

Con $q = 1,6 \times 10^{-19}C$ la carga del electrón.

Para materiales tipo n , se suele tener que $\mu_n n \gg \mu_p p$ por lo que la expresión se reduce a

$$\rho \simeq \frac{1}{qn\mu_n}$$

Mientras que para materiales tipo p se suele tener que $\mu_p p \gg \mu_n n$ por lo que la expresión se

$$\text{reduce a } \rho \simeq \frac{1}{qp\mu_p}$$

- 5) **Calcule la resistividad del silicio a una temperatura absoluta de $T = 300K$. Este material tenía una densidad de huecos inicial de $N_A = 2 \times 10^{16} cm^{-3}$ y fue dopado nuevamente con una concentración de $N_D = 5 \times 10^{16} cm^{-3}$**

Seguiremos los pasos descritos en la pregunta 4 para calcular la resistividad:

1. Calculamos n_i usando que en el Silicio se tiene que^[1] $E_G = 1,12eV$ y que $B = 1,08 \times 10^{31} K^{-3} cm^{-6}$

$$\begin{aligned} n_i^2 &= BT^3 \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) \\ &= (1,08 \times 10^{31} K^{-3} cm^{-6})(300K)^3 \exp\left(-\frac{1,12eV}{(8,62 \times 10^{-5} eV/K)(300K)}\right) \\ &= 2,916 \times 10^{38} cm^{-6} \exp(-43,3101) \\ &= 4,5232 \times 10^{19} / cm^6 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow n_i = 6,73 \times 10^9 / cm^3$$

2. Calculamos n y p , recordando que estamos en el caso $N_D > N_A$:

$$\begin{aligned} n &= \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2} \\ &= \frac{(5 \times 10^{16} cm^{-3} - 2 \times 10^{16} cm^{-3}) + \sqrt{(5 \times 10^{16} cm^{-3} - 2 \times 10^{16} cm^{-3})^2 + 4(4,5232 \times 10^{19} / cm^6)}}{2} \\ &= \frac{3 \times 10^{16} cm^{-3} + \sqrt{9 \times 10^{32}}}{2} \\ &= 3 \times 10^{16} cm^{-3} \end{aligned}$$

Vemos que en este caso (ya que se cumple $N_D - N_A \gg 2n_i$), pudimos haber usado la aproximación $n \simeq N_D - N_A$ y llegaríamos al mismo resultado.

Calculamos ahora p :

$$\begin{aligned} p &= \frac{n_i^2}{n} = \frac{4,5232 \times 10^{19} / cm^6}{3 \times 10^{16} cm^{-3}} \\ &= 1507,7 cm^{-3} \end{aligned}$$

3. Obtenemos μ_n y μ_p con las relaciones empíricas para silicio a $300K$:

$$\begin{aligned} \mu_n &= 92 + \frac{1270}{1 + \left(\frac{N_T}{1,3 \times 10^{17}}\right)^{0,91}} \\ &= 92 + \frac{1270}{1 + \left(\frac{2 \times 10^{16} cm^{-3} + 5 \times 10^{16} cm^{-3}}{1,3 \times 10^{17}}\right)^{0,91}} \\ &= 901,3 cm^2 / V \cdot s \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_p &= 48 + \frac{447}{1 + \left(\frac{N_T}{6,3 \times 10^{16}}\right)^{0,76}} \\ &= 48 + \frac{447}{1 + \left(\frac{2 \times 10^{16} cm^{-3} + 5 \times 10^{16} cm^{-3}}{6,3 \times 10^{16}}\right)^{0,91}} \\ &= 262,6 cm^2 / V \cdot s \end{aligned}$$

4. Ahora juntamos todos los resultados para calcular ρ :

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \\ &= \frac{1}{1,6 \times 10^{-19} C (3 \times 10^{16} cm^{-3} \cdot 901,3 cm^2/V \cdot s + 1507,7 cm^{-3} \cdot 262,6 cm^2/V \cdot s)} \\ &= \boxed{0,231 \Omega \cdot cm}\end{aligned}$$

6. ¿En un material semiconductor qué son las corrientes de arrastre y de difusión? Explíquelas usando sus modelos matemáticos.

Corriente de Arrastre:

La corriente de arrastre es el flujo de carga que se debe exclusivamente al movimiento de los portadores de carga como respuesta al campo eléctrico externo. La densidad de corriente eléctrica de arrastre \vec{J}_D se define como la cantidad de carga en la corriente de arrastre que atraviesa una unidad de área y se calcula como:^[1]

$$\begin{aligned}\vec{J}_n^{drift} &= Q_n \vec{v}_n && \text{Para portadores de carga negativa} \\ \vec{J}_p^{drift} &= Q_p \vec{v}_p && \text{Para portadores de carga positiva}\end{aligned}$$

Con Q_n la densidad de carga por unidad de volumen debida a cargas negativas y \vec{v}_n la velocidad de los portadores de carga negativa. Y Q_p , \vec{v}_p definido equivalentemente pero para portadores positivos. La densidad de corriente total es entonces:

$$\vec{J}_T^{drift} = \vec{J}_n^{drift} + \vec{J}_p^{drift}$$

Ahora usamos las expresiones de la movilidad de cargas positivas μ_p y negativas μ_n como lo hicimos en la pregunta 2 ($\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}$ y $\vec{v}_p = \mu_p \vec{E}$). Y usamos que las densidades de carga por unidad de volumen se pueden calcular como $Q_n = -qn$ y $Q_p = qp$. Donde q es la carga de un electrón, n es la densidad de electrones libres y p la densidad de huecos por unidad de volumen.

Con estas expresiones, podemos calcular la densidad de corriente de arrastre total como:

$$\begin{aligned}\vec{J}_T^{drift} &= \vec{J}_n^{drift} + \vec{J}_p^{drift} \\ &= Q_n \vec{v}_n + Q_p \vec{v}_p \\ &= (-qn)(-\mu_n \vec{E}) + (qp)(\mu_p \vec{E}) \\ &= q(n\mu_n + p\mu_p) \vec{E}\end{aligned}$$

Corrientes de difusión:

En un semiconductor puede haber diferencias en la concentración de electrones o de huecos. Estas diferencias hacen que las cargas tiendan a moverse desde zonas de alta concentración a zonas de menor concentración en un proceso de difusión. La corriente de difusión es el flujo de carga que se produce de esta forma debido a gradientes en la concentración de electrones o huecos.^[1]

Se puede hacer un modelo matemático sencillo en una dimensión para esta situación. El gradiente en la concentración de electrones libres se calcula como la derivada de la densidad de electrones n con respecto a la posición x , es decir $\frac{\partial n}{\partial x}$.

La densidad de corriente de difusión de los electrones es proporcional a menos el gradiente (porque las

cargas se mueven de mayor a menor concentración) y a la carga eléctrica $-q$ de cada electrón. Por lo tanto, el flujo de cargas negativas debido a difusión se puede calcular como:^[1]

$$J_n^{diff} = D_n(-q) \left(-\frac{\partial n}{\partial x} \right) = qD_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

Donde D_n es llamado el **coeficiente de difusión de electrones**.

Se tiene un resultado similar para la densidad de corriente debida a difusión de huecos. Dicha corriente es proporcional a menos el gradiente de las cargas positivas y a la carga eléctrica q :^[1]

$$J_p^{diff} = D_p(q) \left(-\frac{\partial p}{\partial x} \right) = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

Donde D_p se llama el **coeficiente de difusión de huecos**.

7. Explique matemáticamente qué sucede cuando se hace una unión metalúrgica entre un material P y otro N.

Podemos estudiar qué es lo que pasa cuando la unión pn se encuentra en equilibrio electrostático. Dentro del material tipo p (y lejos de la superficie entre el material p y el n) tendremos una alta densidad de huecos, que denotamos por p_p y una baja densidad de electrones libres que denotamos por n_p . Mientras que dentro del material n (y lejos de la superficie pn) tendremos una alta densidad de electrones libres denotada por n_n y una baja densidad de huecos p_n .

La variación de la concentración de huecos y electrones como función de la posición en la unión pn se puede observar en la figura 2:

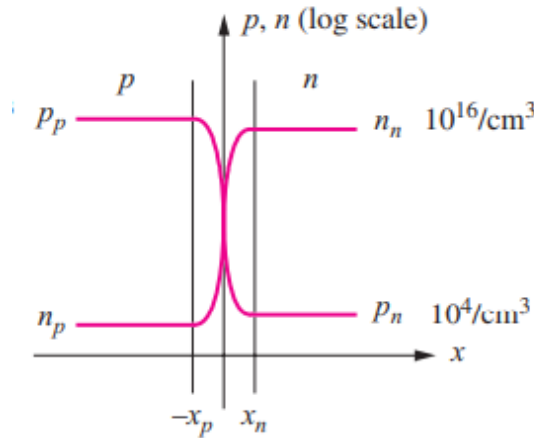


Figura 2: Concentración de huecos y electrones en la unión pn (obtenida en [1])

El eje horizontal representa la coordenada x , que es la distancia respecto al punto en el que se une el material p con el n (es decir, $x = 0$ corresponde con la frontera pn). El material p se encuentra del lado izquierdo y el n del lado derecho.

Como ya mencionamos, vemos que dentro del material p la densidad de huecos es p_p y la de electrones libres es n_p (y se tiene $p_p \gg n_p$, pues es un material tipo p). Mientras que dentro del material n , la densidad de huecos es p_n y la de electrones libres es n_n (y se tiene $n_n \gg p_n$ porque es un material tipo n).

Debido a las corrientes de difusión, sabemos que los huecos se van a mover de la zona de alta concentración en el material tipo p a la zona de baja concentración en el material tipo n . Mientras que los electrones libres se van a mover de la zona de alta concentración en el material tipo n a la zona de baja concentración en el material tipo p .^[1] Esto crea una zona justo en la unión de ambos materiales en la que hay un agotamiento de portadores de carga (es decir, en la frontera hay una pequeña cantidad de portadores de carga libres).

Sin embargo, hay un proceso con el efecto contrario al flujo por difusión descrito en el párrafo anterior. Conforme se mueven los huecos fuera del material tipo p , dejan átomos ionizados con carga negativa en la frontera del material tipo p . Al mismo tiempo se mueven los electrones libres fuera del material tipo n y dejan átomos ionizados con carga positiva en la frontera del material tipo n como se observa en la figura 3.

Por lo tanto, los átomos ionizados positivos que quedaron en la frontera del material tipo n y los átomos ionizados negativos que quedaron en la frontera del material tipo p generan un campo eléctrico que apunta desde el material tipo n en dirección al material tipo p . Esto se ve en la figura 3.

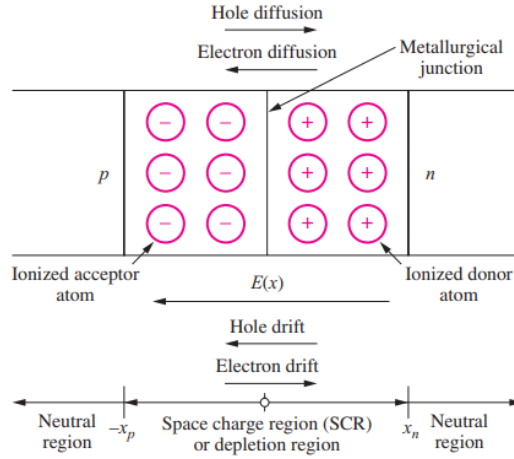


Figura 3: Cargas cerca de la unión pn (obtenida en [1])

Como vemos en la figura 3 y ya mencionamos, la difusión de huecos hace que estos se muevan desde el material tipo p hacia el material tipo n y la difusión de electrones hace que los estos se muevan del material tipo n hacia el material tipo p .

Sin embargo, el campo eléctrico generado por los átomos que quedan ionizados genera una corriente de arrastre que va en sentido contrario (moviendo a los huecos desde el material tipo n hacia el tipo p y a los electrones desde el material tipo p hacia el tipo n).

Cuando se llega al equilibrio electrostático, la corriente de difusión y la de arrastre se cancelan. Se puede probar que cuando se llega al equilibrio, la diferencia de potencial entre el material de tipo n y el tipo p está dada por:^[1]

$$\phi = V_T \log \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

Donde $V_T := kT/q$ recibe el nombre de **voltaje térmico**.

Finalmente, el grosor de la zona de agotamiento (la zona en la frontera de los materiales n y p en la que hay una pequeña cantidad de cargas libres) está dado por:^[1]

$$w_{do} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \phi}$$

Con ϵ_s la permitividad del semiconductor, que se asume constante.

Bibliografía

- [1] Jaeger, Richard C., and Travis N. Blalock. Microelectronic circuit design. New York: McGraw-Hill, 2010. (Capítulo 2)
- [2] Neamen, Donald A. Semiconductor physics and devices: basic principles. New York, NY: McGraw-Hill,, 2012. (Capítulo 5)