

CAPITULO II

PROCESOS DE TRANSPORTE DE CARGA EN SEMICONDUCTORES

En el capítulo anterior hemos visto los aspectos fundamentales de la estructura electrónica del enlace en los materiales semiconductores. Quizás lo más destacable de este estudio es la descripción del comportamiento del semiconductor en términos de la “teoría de bandas”, la cual permite explicar, al menos a nivel cualitativo, las características eléctricas de estos materiales. Sin embargo, los aspectos más cuantitativos de este problema, es decir, el número de cargas presentes en las bandas de valencia y de conducción y cómo varía su concentración con la temperatura u otros factores externos, aún no han sido abordados. Es más, interesa conocer también cómo contribuyen los portadores de carga a los procesos de conducción o lo que, de una manera más general, ha venido a denominarse *procesos de transporte*.

2.1. CALCULO DE LA CONCENTRACION DE PORTADORES A LA TEMPERATURA AMBIENTE

Antes de entrar en un cálculo detallado de la concentración de portadores y su variación con la temperatura es posible hacer un cálculo sencillo de su valor a la temperatura ambiente haciendo uso de la ley de acción de masas, ya estudiada en el capítulo anterior. Supondremos el caso más general de un semiconductor extrínseco dopado a la vez con una concentración N_d de impurezas donadoras y N_a de impurezas aceptoras. Según hemos visto

en el apartado 1.5, las impurezas donadoras cuando ceden un electrón quedan cargadas positivamente, mientras que las impurezas aceptoras cuando reciben un electrón quedan cargadas negativamente. A temperaturas muy bajas, inferiores a 100 K, solamente una fracción de esas impurezas se encuentran ionizadas. Si llamamos N_d^+ y N_a^- a la concentración de impurezas donadoras y aceptoras, respectivamente, que están ionizadas a una temperatura dada, la condición de *neutralidad de carga* exige que para esa temperatura se cumpla la relación:

$$N_d^+ + p = N_a^- + n \quad [2.1]$$

donde n y p es la concentración de electrones y huecos a esa temperatura. La ecuación anterior expresa que la concentración total de carga positiva ha de ser igual que la negativa, ya que en conjunto el semiconductor es neutro.

El cálculo de N_d^+ y N_a^- para cualquier temperatura es relativamente complejo. Sin embargo, cuando se trata de la temperatura ambiente normalmente todas las impurezas están ionizadas, por lo que tendremos entonces: $N_d^+ = N_d$ y $N_a^- = N_a$. La expresión anterior se reduce a:

$$N_d + p = N_a + n \quad (T = T_{amb}) \quad [2.2]$$

aunque en esta ecuación los valores de p y n no tienen por qué coincidir con los de la ecuación anterior. Supuesto n_i conocido, la ec. [2.2] junto con la [1.8] forma un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas que permite obtener separadamente los valores de n y p a la temperatura ambiente.

Para ilustrar mejor este cálculo supongamos un semiconductor extrínseco tipo n en el cual $N_a = 0$. Imponiendo la condición de que N_d sea suficientemente grande para que $n \gg p$, de las ecs. [1.8] y [2.2] resulta:

$$\begin{aligned} n &\approx N_d \\ p &\approx n_i^2/N_d \end{aligned} \quad (\text{tipo } n) \quad [2.3]$$

Análogamente para un semiconductor tipo p , con $N_d = 0$, la condición $p \gg n$ lleva a:

$$\begin{aligned} p &\approx N_a \\ n &\approx n_i^2/N_a \end{aligned} \quad (\text{tipo } p) \quad [2.4]$$

En semiconductores *compensados*, es decir, dopados a la vez con impurezas de tipo donador y aceptor, ocurre una situación intermedia. Así, si $N_a = N_d$, el semiconductor se com-

TABLA 2.1

CÁLCULO DE LA CONCENTRACIÓN DE PORTADORES EN DIFERENTES TIPOS DE SEMICONDUCTORES A LA TEMPERATURA AMBIENTE			
semiconductor		concentracion de portadores	
tipo n		$n \approx N_d$	$p \approx n_i^2/N_d$
tipo p		$p \approx N_a$	$n \approx n_i^2/N_a$
compensado (*)	$N_d = N_a$	$n = p = n_i$	
	$N_d > N_a$ (*)	$n \approx N_d - N_a$	$p \approx n_i^2/(N_d - N_a)$
	$N_a > N_d$ (*)	$p \approx N_a - N_d$	$n \approx n_i^2/(N_a - N_d)$

(*) Con $|N_d - N_a| \gg n_i$

porta como intrínseco con $n = p$, mientras que si $N_d > N_a$, con la condición adicional de que el valor $N_d - N_a$ sea mucho mayor que n_i , entonces n viene dado por la diferencia $N_d - N_a$. Un resumen del cálculo de n y p a partir de la ley de acción de masas y del principio de neutralidad de carga para diferentes tipos de semiconductores viene dado en la tabla 2.1 (véase también el problema 2.1).

2.2. EFECTO DE LA TEMPERATURA EN LA CONCENTRACION DE PORTADORES

2.2.1. Distribución en energía de los portadores

Los electrones y huecos en un semiconductor tienen un comportamiento estadístico, de forma que su movimiento dentro de las bandas de conducción y de valencia se realiza con un cierto intercambio de energía entre ellos. Como resultado de este intercambio de energía, el conjunto de electrones en cada una de las bandas se distribuye entre los distintos niveles de la energía. Sin embargo, esta distribución no es uniforme en las diferentes regiones de energía dentro de la banda, ya que hay determinadas zonas o intervalos de energía donde la concentración de electrones puede ser mayor que en otras regiones de energía. La razón es debida a la diferencia en la cantidad de niveles disponibles para el electrón en cada intervalo de energía.

Incluso, en un intervalo determinado, la probabilidad de ocupación en un intervalo puede ser mayor que en otro.

Supongamos un intervalo pequeño de energía, ΔE , centrado alrededor del valor E de energía dentro de la banda de conducción. Si $\Delta n(E)$ representa la concentración total de electrones cuya energía está comprendida en ese intervalo, la densidad de electrones por unidad de intervalo de energía vendrá dado por el cociente $\Delta n(E)/\Delta E$. En el límite de intervalos infinitamente pequeños (pero conteniendo un gran número de niveles) este cociente tiende a un valor que denominaremos $n(E)$. Así pues, el producto $n(E)dE$ representa la fracción de electrones cuya energía está comprendida entre los valores E y $E+dE$. La función $n(E)$ se denomina también *función de distribución* de los electrones, ya que nos dice cómo se distribuyen los electrones en los diferentes intervalos infinitesimales de energía dentro de las bandas de energía del semiconductor.

Para calcular la densidad de electrones $n(E)$ en un semiconductor basta conocer la densidad de niveles disponibles en ese intervalo de energía y contar cuántos de ellos están ocupados por electrones. Así pues, podemos escribir $n(E)$ simplemente como:

$$n(E) = Z(E) \cdot f(E) \quad [2.5]$$

donde $Z(E)$ es la *densidad de estados posibles* en la banda (de conducción o de valencia), es decir, la concentración de estados o niveles por unidad de intervalo de energía que existe para un valor E de la energía y que son susceptibles de ser ocupados por los electrones, y $f(E)$ representa la *probabilidad de ocupación* de esos estados, o dicho en otras palabras, la fracción de estados o niveles que se encuentran ocupados.

En los semiconductores, al igual que en los metales, la probabilidad de ocupación de niveles por electrones está regida por la *estadística de Fermi-Dirac*. Esta estadística se aplica a partículas que cumplen el principio de exclusión de Pauli, como es el caso de los electrones. En la estadística de Fermi-Dirac, la función $f(E)$ está dada por:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp [(E - E_F) / kT]} \quad [2.6]$$

siendo E_F un parámetro denominado *nivel de Fermi*, k la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta del sistema en consideración. La forma de la función $f(E)$, para distintas temperaturas incluida la del cero absoluto, está representada en la fig. 2.1 para un sistema de electrones. En este sistema el nivel de Fermi se ha situado arbitrariamente en 2.0 eV. Conviene señalar que el nivel de Fermi en un semiconductor es una magnitud que depende mucho de las características del semiconductor así como de otros factores externos, tales como la temperatura.

Obsérvese que, de acuerdo con [2.6] la función de probabilidad, $f(E)$, varía entre cero (estado vacante) y la unidad (estado ocupado). El nivel de Fermi, E_f , representa la energía para la cual la probabilidad de encontrar el electrón en ese nivel de energía vale $1/2$. Para niveles con una energía inferior a la del nivel de Fermi la probabilidad es siempre superior a $1/2$, mientras que para una energía superior la probabilidad es menor que $1/2$, decreciendo con la energía. La función de probabilidad es también dependiente de la temperatura. Así, a 0 K la probabilidad tiene un valor constante e igual a la unidad hasta la energía del nivel de Fermi. A partir de este valor la probabilidad disminuye abruptamente a cero. Esto quiere decir que a esta temperatura todos los niveles por debajo (o por encima) del nivel de Fermi se hallan ocu-

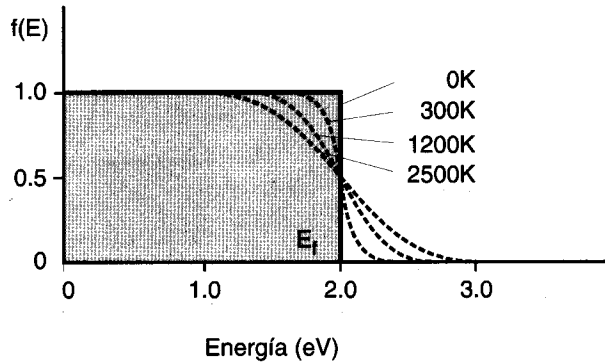


Fig.2.1. Función de probabilidad de Fermi-Dirac, $f(E)$, a diferentes temperaturas, para un sistema de electrones cuyo nivel de Fermi, E_f , está situado a 2.0 eV.

padados (o vacíos) de electrones. A temperaturas superiores a 0 K la función de distribución tiene una variación más suave, aunque la variación más pronunciada aparece alrededor del nivel de Fermi en un intervalo de energía del orden de kT .

En analogía con la ec. [2.5] podemos escribir para la función de distribución de los huecos en la banda de valencia, $p(E)$:

$$p(E) = Z(E) [1 - f(E)] \quad [2.7]$$

ya que un hueco representa un estado de energía vacante y por tanto la probabilidad de encontrar un hueco a la energía E vendrá dada por la función $[1 - f(E)]$.

El primer factor en las ecuaciones [2.5] y [2.7] representa, según se ha dicho, la densidad de estados o de niveles posibles para el electrón. Esta función depende también de la energía. En el caso de los electrones de un metal dentro de la banda de conducción, $Z(E)$ es una función creciente proporcional a $(E - E_c)^{1/2}$ tal como se representa en la fig. 2.2.a. Esto quiere decir que en el fondo de la banda de conducción no hay niveles susceptibles de ser ocupados por los electrones, mientras que a medida que subimos dentro de la banda la densidad de niveles aumenta de forma cuadrática con la energía. En los semiconductores intrínsecos y en los aislantes, $Z(E)$ puede ser una función bastante compleja y difícil de calcular. Generalmente se admite, por extrapolación del caso de los metales, que en las zonas próximas

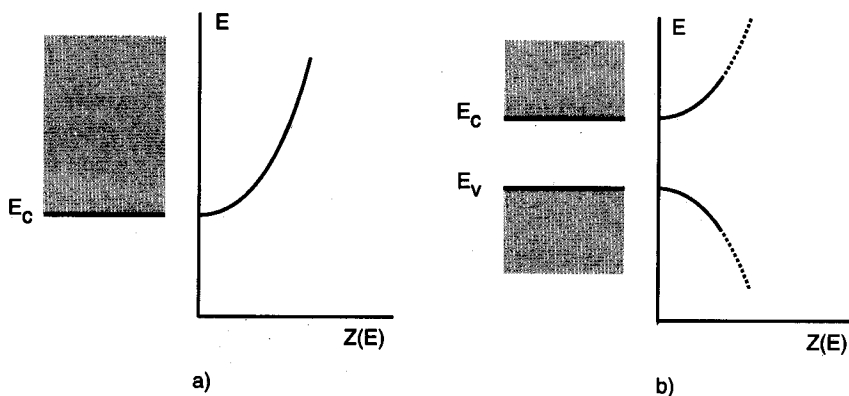


Fig. 2.2. Densidad de estados posibles, $Z(E)$, para los electrones en la banda de conducción de un metal (a) y en las proximidades de las bandas de valencia y conducción de un semiconductor intrínseco (b).

al tope de la banda de valencia, E_v , y al fondo de la banda de conducción, E_c , $Z(E)$ varía según las ecuaciones:

$$Z(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad [2.8]$$

$$Z(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_h^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad [2.9]$$

para las bandas de conducción y valencia, respectivamente (en las expresiones anteriores h es la constante de Planck y m_e^* y m_h^* son las masas efectivas de los electrones y huecos, respectivamente, definidas en la sec. 1.4.2). En la región intermedia de energía, zona de energía

prohibida, si el semiconductor es intrínseco la función $Z(E)$ es cero en toda la región (fig. 2.3). En cambio si el semiconductor es extrínseco, la función $Z(E)$ puede adoptar valores diferentes de cero en las proximidades de los niveles aceptores o donadores.

La fig. 2.3 muestra de forma gráfica el cálculo de la función de distribución para los electrones en el caso de un metal (fig. 2.3a), y para los electrones y huecos en el caso de un semiconductor (fig. 2.3b), utilizando las ecs. [2.5] y [2.7]. Como veremos más abajo, en este último caso el nivel de Fermi se halla situado generalmente entre las bandas de valencia y de conducción, mientras que en el caso de un metal el nivel de Fermi está situado dentro de la banda de conducción. Esta diferencia en la posición del nivel de Fermi es debida en cierto modo a que la banda de conducción del metal está mucho más poblada de electrones que la de

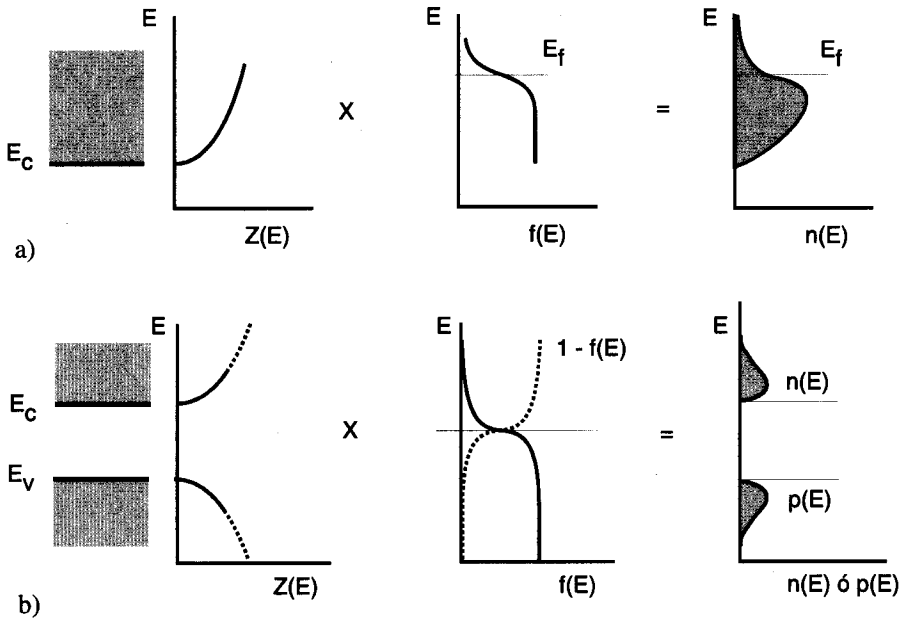


Fig. 2.3. Esquema del cálculo de la función de distribución de electrones, $n(E)$, en un metal (a) y de los electrones y huecos en un semiconductor (b).

un semiconductor. Nótese en la fig. 2.3a que en los metales la máxima concentración de electrones se encuentra en las proximidades del nivel de Fermi.

Conocida la función $Z(E)$ es posible calcular la concentración de electrones en la banda de conducción y de huecos en la banda de valencia mediante integración de las ecuaciones

[2.5] y [2.7]:

$$n = \int_{E_c}^{E_{\max}} Z(E) f(E) dE \quad [2.10]$$

$$p = \int_{E_{\min}}^{E_v} Z(E) [1 - f(E)] dE \quad [2.11]$$

siendo E_{\max} la energía del borde superior de la banda de conducción, y E_{\min} la energía del borde inferior de la banda de valencia. En el supuesto de ser conocida la energía del nivel de Fermi

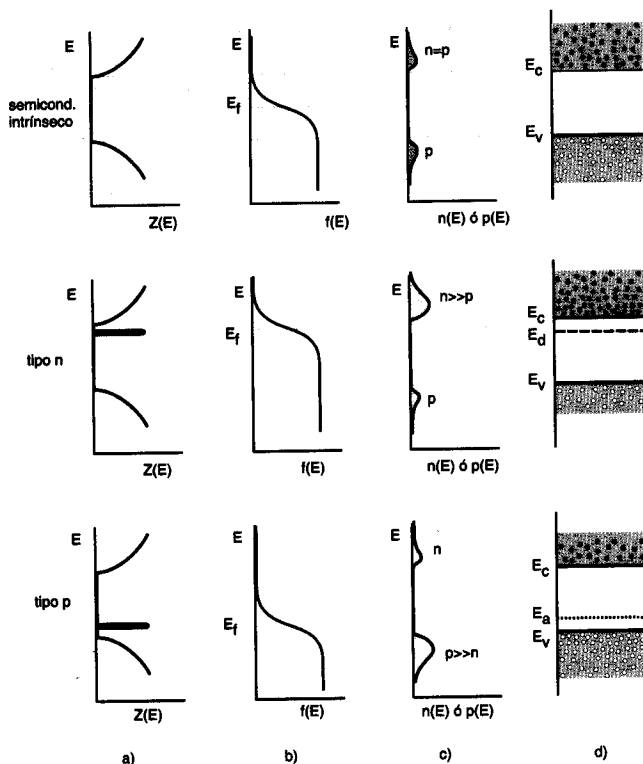


Fig.2.4. Curvas representativas de: a) la densidad de estados posibles, b) la probabilidad de ocupación y c) la distribución en energía de los portadores en diferentes tipos de semiconductores. En d) se da un esquema de la concentración de portadores. Nótese en b) la posición del nivel de Fermi en cada caso.

se puede calcular la concentración total de los electrones o de los huecos a partir de las expresiones anteriores. En realidad el cálculo sólo puede llevarse a cabo bajo ciertas aproximaciones, ya que $Z(E)$ sólo se conoce en las proximidades del fondo de la banda de conducción y en el borde superior de la banda de valencia.

En la fig. 2.4 se da un esquema de las funciones $Z(E)$ y $f(E)$, junto con la variación posible para $n(E)$ y $p(E)$, en diferentes tipos de semiconductores. En la columna de la izquierda, fig. 2.4a, se muestran las curvas correspondientes a la densidad de estados posibles, función $Z(E)$. Obsérvese que esta función es prácticamente la misma en todos los casos, excepto en la región de energías dentro de la banda prohibida, donde la función se hace cero si el semiconductor es intrínseco, o bien adopta valores finitos en ciertos niveles para tener en cuenta la existencia de estados donadores y aceptores (según sea el semiconductor n ó p) capaces de albergar electrones. La fig. 2.4b representa, asimismo, la función de probabilidad $f(E)$ que es también similar en todos los casos excepto en lo que respecta al nivel de Fermi, cuya posición varía según el tipo de semiconductor. En el siguiente apartado veremos cómo se determina en semiconductores de diferentes tipos la posición de este nivel. En semiconductores intrínsecos, E_f se encuentra aproximadamente en el centro de la banda prohibida. En los extrínsecos tipo n ó tipo p, este nivel se halla situado en las proximidades del fondo de la banda de conducción o del tope de la de valencia, respectivamente, aunque su posición exacta depende también de la temperatura. Finalmente, en la fig. 2.4c se ha representado las funciones $n(E)$ y $p(E)$. Según se aprecia las funciones de distribución $n(E)$ y $p(E)$ toman valores finitos,

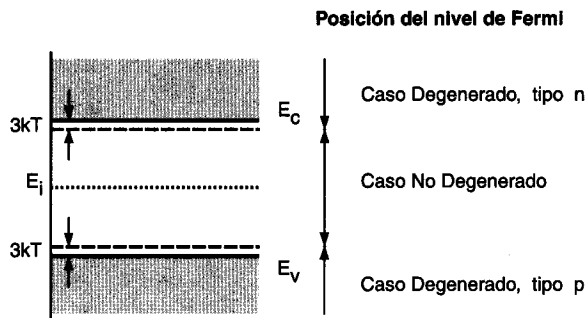


Fig.2.5. Esquema de los diferentes casos que se pueden presentar en un semiconductor según sea la posición del nivel de Fermi en relación con las bandas de energía. Se indica también la posición aproximada del nivel de Fermi intrínseco, E_i .

hasta un cierto máximo, por encima del borde de la banda de conducción y por debajo del tope de la banda de valencia (se supone en todos los casos que el semiconductor está a la temperatura ambiente), disminuyendo ambas funciones después del máximo a medida que nos alejamos de estos límites. Para un semiconductor intrínseco, $n(E)$ y $p(E)$ tienen la misma forma, con valores relativamente pequeños ya que el número de portadores generados térmicamente es muy bajo. En cambio las funciones $n(E)$ y $p(E)$ toman valores mucho más elevados cuando se trata de semiconductores extrínsecos (nótese la diferencia de concentraciones en la banda de valencia y de conducción en cada caso). Una representación cualitativa de cómo se distribuyen los portadores para cada tipo de semiconductor se da en la fig. 2.4d.

2.2.2. Cálculo de la concentración de portadores

Mediante la integración de las expresiones [2.10] y [2.11] es posible obtener una expresión general para la concentración total de portadores a cualquier temperatura (área de las curvas $n(E)$ y $p(E)$ en la fig. 2.4c). El cálculo es relativamente complejo, aunque se puede llegar a una ecuación simple bajo ciertas aproximaciones. Así, por ejemplo, para energías superiores o inferiores al nivel de Fermi en $3kT$, la función de Fermi-Dirac se puede aproximar a una función exponencial. En estas condiciones es posible hacer un cálculo aproximado de las integrales [2.10] y [2.11] para obtener n y p , aunque obviamente el cálculo está limitado al caso en que el nivel de Fermi del semiconductor se halle en el interior del “gap” y alejado de los bordes de la banda de valencia y de conducción en una distancia en energía superior a $3kT$ ¹. Esto ocurre con frecuencia en numerosos dispositivos electrónicos, y se dice entonces que el semiconductor es *no degenerado*. La condición de no-degeneración implica necesariamente que la concentración de electrones y huecos en las bandas de conducción y valencia no sea muy elevada y se presenta siempre que el dopaje del semiconductor no sea excesivamente alto y que la temperatura no sobrepase un cierto límite (fig. 2.5). Dentro de esta aproximación, las integrales [2.10] y [2.11] dan como resultado:

$$n = N_c \exp \left[- \frac{E_c - E_f}{kT} \right] \quad [2.12]$$

para la concentración total de electrones en la banda de conducción, y

$$p = N_v \exp \left[- \frac{E_f - E_v}{kT} \right] \quad [2.13]$$

para los huecos en la banda de valencia. Los parámetros N_c y N_v se denominan *densidad efectiva de estados* en la banda de conducción y de valencia, respectivamente. Su valor viene dado por las expresiones:

¹ **Nota:** El valor de kT a la temperatura ambiente es 0.0259 eV. Por tanto en un semiconductor no degenerado el nivel de Fermi debe estar como mínimo a una distancia de 0.078 eV de los bordes de la banda de valencia y de conducción, a la temperatura ambiente.

$$N_c = 2 (2\pi m_e^* kT/h^2)^{3/2} \quad [2.14]$$

$$N_v = 2 (2\pi m_h^* kT/h^2)^{3/2} \quad [2.15]$$

Tanto N_c como N_v se pueden interpretar como el límite máximo de estados posibles en las bandas de conducción y de valencia, respectivamente, de forma que si todos estuvieran ocupados su número representaría la concentración máxima posible de electrones y huecos, en cada caso. En realidad, si el semiconductor se considera no degenerado esta condición no se puede alcanzar, ya que implicaría que el nivel de Fermi estaría situado en los bordes de la banda de conducción o de valencia, según el caso. A la temperatura ambiente N_c y N_v tienen un valor muy próximo y es del orden de 10^{19} cm^{-3} (véase el problema 2.3). En cualquier caso, los valores de n y p se refieren siempre a la concentración total de portadores, tanto si se trata de semiconductores intrínsecos como extrínsecos.

La utilización de las ecs. [2.12] y [2.13] requiere fundamentalmente el conocimiento de la energía del nivel de Fermi. Su valor está determinado por el contenido de impurezas del semiconductor y otros parámetros del material. Es más, como veremos más adelante, las expresiones [2.12] y [2.13] se pueden utilizar también en sentido inverso, es decir, para determinar la posición del nivel de Fermi una vez que se conocen los valores de n ó p a través de la ley de acción de masas y el principio de neutralidad de carga (ecs. 1.8 y 2.1, respectivamente).

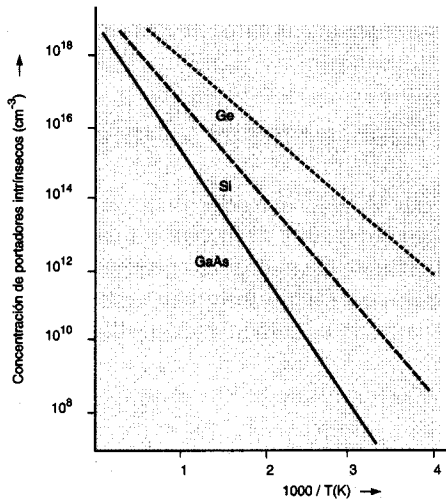


Fig.2.6. Dependencia de la concentración de portadores intrínsecos con el inverso de la temperatur. absoluta, para el germanio, silicio y arseniuro de galio.

Con objeto de obtener expresiones alternativas de n y p es conveniente introducir el *nivel de Fermi intrínseco*, E_i , que es el nivel de Fermi que tendría el semiconductor si fuera intrínseco, es decir, con una concentración de portadores igual a n_i . Más adelante veremos que el valor de E_i se halla situado aproximadamente a la mitad de la banda prohibida, según se esquematiza en la fig. 2.5. Supuesto conocido el valor de E_i , la concentración de portadores intrínsecos, n_i , se puede calcular a partir de las expresiones anteriores, haciendo en [2.12] $E_f = E_i$, obteniéndose:

$$n_i = N_c \exp \left[- \frac{E_c - E_i}{kT} \right] \quad [2.16]$$

Al mismo tiempo, la expresión [2.12] también se puede poner de la forma:

$$n = N_c \exp \left[- \frac{E_c - E_i}{kT} \right] \exp \left[\frac{E_f - E_i}{kT} \right]$$

con lo cual, utilizando la relación [2.16], resulta:

$$n = n_i \exp \left[\frac{E_f - E_i}{kT} \right] \quad [2.17]$$

El mismo procedimiento, usado para determinar la concentración de huecos lleva a:

$$p = n_i \exp \left[\frac{E_i - E_f}{kT} \right] \quad [2.18]$$

Las dos expresiones anteriores son de mucha utilidad, ya que el nivel de Fermi intrínseco se emplea muy a menudo como nivel de referencia en un esquema de bandas de energía. Esto ocurre sobre todo cuando se tienen semiconductores de la misma naturaleza pero con diferente dopaje. En estos casos, E_i es común a todos ellos, ya que su valor no depende del dopaje del semiconductor.

2.2.3 Concentración de portadores intrínsecos

Tratándose de semiconductores no degenerados, la concentración de portadores intrínsecos, n_i , se puede obtener fundamentalmente a partir de las ecs. [2.12] y [2.13], junto con la

ley de acción de masas (ec. 1.8):

$$n_i^2 = n p = N_c N_v \exp \left[- \frac{E_c - E_v}{kT} \right] \quad [2.19]$$

o bien, de forma más simple:

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp \left[- \frac{E_g}{2kT} \right] \quad [2.20]$$

siendo $E_g = E_c - E_v$ la energía de la banda prohibida. La ec. [2.20] muestra que, independientemente del tipo de semiconductor, la concentración de portadores intrínsecos es una función exponencial decreciente de la anchura de la banda prohibida. La fig. 2.6 muestra la variación de la concentración de portadores en un semiconductor intrínseco con el inverso de la temperatura en una escala semilogarítmica, para tres semiconductores típicos: silicio, germanio y arseniuro de galio. Nótese que, de acuerdo con la expresión [2.20], en este tipo de representación la variación de n se convierte en una línea recta de pendiente negativa proporcional a E_g . Para el Si a temperatura ambiente resulta $n_i \approx 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Como ya vimos en el capítulo anterior, esta concentración de portadores es muy baja cuando se la compara con la de los metales (del orden de 10^{22} ó 10^{23} cm^{-3}), por lo que el silicio puro a temperatura ambiente puede ser considerado como un aislante. Algo similar ocurre con el arseniuro de galio, e incluso también con el germanio.

2.3. DETERMINACION DEL NIVEL DE FERMI EN UN SEMICONDUCTOR

Según hemos visto anteriormente la determinación de la concentración de portadores en un semiconductor, ecs. [2.12] y [2.13] o bien [2.17] y [2.18], requiere el conocimiento de la posición de E_f . El valor de E_f puede obtenerse en cada caso concreto imponiendo la condición de neutralidad de carga, dada por la ec. [2.1], aunque sólo es posible obtener E_f de forma explícita dentro de ciertas aproximaciones.

Consideremos el caso simple de un semiconductor tipo n no compensado, es decir $N_a = 0$. Desde un punto de vista práctico es conveniente distinguir tres rangos de temperaturas:

- I) A **temperaturas** suficientemente **bajas** la concentración de portadores está controlada por el proceso de ionización de las impurezas, de forma que sólo una cierta fracción N_d^+ de los niveles donadores se encuentra ionizado. En este *rango*, denominado *extrínseco*, el cálculo de N_d^+ es complejo y por tanto es difícil conocer la posición del nivel

de Fermi. Sin embargo, se puede demostrar que en este caso el nivel de Fermi se encuentra situado aproximadamente a media distancia entre el fondo de la banda de conducción y la energía de los niveles donadores, aunque el valor exacto depende entre otros factores de la concentración de impurezas, la temperatura, etc. En cualquier caso, la concentración de electrones en la banda de conducción se puede aproximar por la expresión:

$$n \approx \left[\frac{N_d N_c}{2} \right]^{1/2} \exp \left[- \frac{E_d}{kT} \right] \quad [2.21]$$

siendo E_d la energía de los niveles donadores medida desde el fondo de la banda de conducción. De acuerdo con esta expresión a medida que aumenta la temperatura crece la concentración de portadores de una manera casi exponencial como consecuencia de la excitación de electrones desde los niveles donadores a la banda de conducción.

Una vez calculado n a través de la ecuación anterior, la concentración de huecos minoritarios en la banda de valencia se obtiene mediante la ec. [1.8]. Una ecuación similar a la ec. [2.21] se puede desarrollar también para el caso análogo de un semiconductor tipo p. La ec. [2.21] es comparable a la ec. [2.20], válida para semiconductores intrínsecos. De hecho, los procesos de excitación desde los niveles de impureza son completamente análogos a los de excitación desde la banda de valencia a la de conducción, la única diferencia es que la energía necesaria para la excitación es mucho menor en el primer caso, ya que $E_d \ll E_g$. Debido a ello, es evidente que a temperaturas bajas la concentración de portadores en un semiconductor está determinada por la ec. [2.21]. En esta región de temperaturas una representación del logaritmo de n en función del inverso de T debe dar una recta de pendiente negativa y proporcional a E_d .

- II) A **temperaturas intermedias** existe el llamado *rango de saturación* en el cual todas las impurezas se encuentran ionizadas siendo n esencialmente constante con la temperatura e igual a N_d (ec. 2.3). Esta característica hace que este rango de temperaturas, que puede extenderse entre 100 y 500 K, sea de gran utilidad cuando se desea controlar las propiedades de conducción de un semiconductor. La condición de $n = N_d$ permite además calcular de forma sencilla la posición del nivel de Fermi a partir de la ec. [2.12]. Se obtiene entonces:

$$E_c - E_f = kT \ln \left[\frac{N_c}{N_d} \right] \quad [2.22]$$

Igualmente, para un semiconductor tipo p, con $p = N_a$, se obtiene a partir de [2.13]:

$$E_f - E_v = kT \ln \left[\frac{N_v}{N_a} \right] \quad [2.23]$$

De estas expresiones se deduce que cuanto mayor sea la concentración de impurezas donadoras (o aceptoras) más próximo se halla el nivel de Fermi a la banda de conducción (o de valencia).

III) Finalmente, a medida que se eleva la temperatura por encima del rango de saturación, llega un momento en que la concentración de portadores intrínsecos se hace importante, de forma que su concentración puede alcanzar un valor sensiblemente superior al de los portadores puramente extrínsecos. En este rango de **temperaturas altas**, denomi-

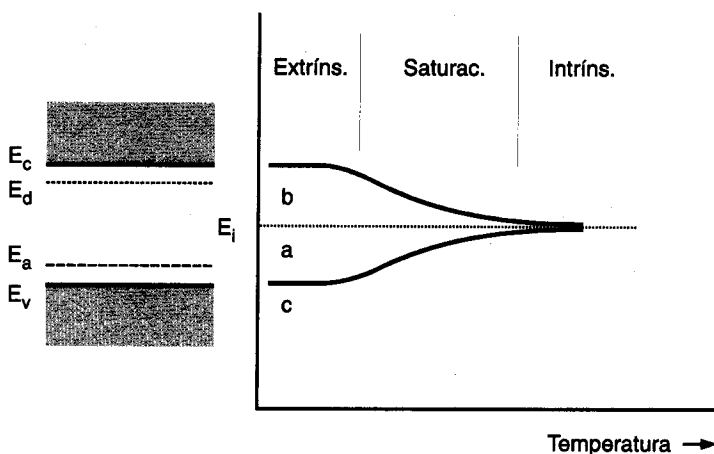


Fig.2.7. Posición del nivel de Fermi en función de la temperatura para diferentes tipos de semiconductores: a) intrínseco, b) tipo n, c) tipo p.

nado *rango intrínseco*, la concentración de portadores, determinada por la ec. [2.20], aumenta muy rápidamente con la temperatura. Del mismo modo, la posición del nivel de Fermi corresponde a la de un semiconductor intrínseco, E_i , y por tanto puede calcularse imponiendo en las ecs. [2.12] y [2.13] la condición de que en un semiconductor intrínseco el número de electrones en la banda de conducción ha de ser igual al de huecos en la banda de valencia, esto es $n = p$. Tendremos entonces a partir de estas ecuaciones:

$$E_f = E_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} \quad [2.24]$$

Dado que N_c y N_v son del mismo orden de magnitud, la expresión anterior pone de manifiesto que el nivel de Fermi intrínseco se halla prácticamente en el medio de la banda de energía prohibida mostrando una dependencia muy débil con la temperatura.

En la fig. 2.7 se presenta la variación del nivel de Fermi en los tres rangos de temperaturas indicados para distintos tipos de semiconductores. Como se puede apreciar, en el rango extrínseco el nivel de Fermi está situado a medio camino bien sea entre los niveles donadores y el fondo de la banda de conducción cuando el semiconductor es tipo n (curva b) o bien entre

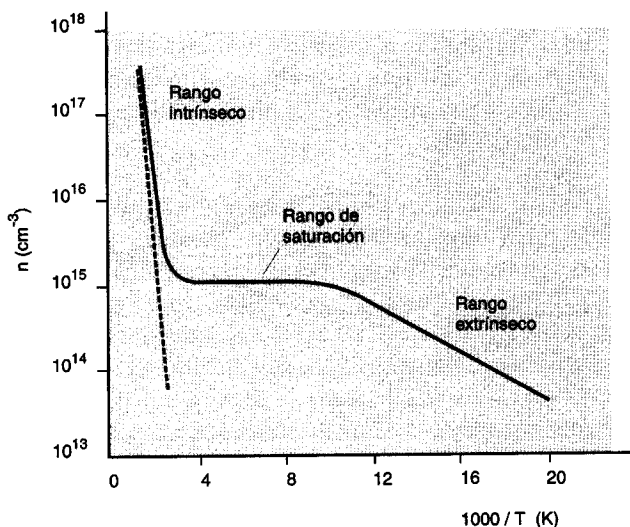


Fig.2.8. Esquema de la variación de la concentración de portadores en función del inverso de la temperatura absoluta en un semiconductor, dopado con una concentración de impurezas donadoras de 10^{15} cm^{-3} .

los niveles aceptores y el tope de la banda de valencia si es tipo p (curva c). A medida que aumenta la temperatura la variación del nivel de Fermi se rige por las ecuaciones [2.22] y [2.23], rango de saturación, las cuales predicen un descenso (o aumento) del nivel de Fermi si el semiconductor es de tipo n (o de tipo p). Finalmente cuando se alcanza el rango intrínseco a altas temperaturas el nivel de Fermi se aproxima al nivel intrínseco, E_i , es decir el nivel de Fermi que tendría el semiconductor si fuera intrínseco (curva a).

Como resumen de las ecuaciones desarrolladas en este apartado sobre el cálculo de la concentración de portadores en los materiales semiconductores, en la fig. 2.8 se muestra un

esquema de la variación de la concentración de electrones en función del inverso de la temperatura, dentro de los tres rangos estudiados, para un semiconductor tipo n dopado con una concentración de impurezas de 10^{15} cm^{-3} . En el rango extrínseco, la ec. [2.21] predice que en una escala logarítmica la variación debe ajustarse a una recta de pendiente negativa y proporcional a E_d . Cuando se alcanza el rango de saturación (zona intermedia de temperaturas) el valor de n se estabiliza en un valor igual a N_d . Según vimos en el capítulo anterior, este rango es el más apropiado para el funcionamiento de los dispositivos electrónicos ya que dentro de él la concentración de portadores es constante y además su valor se puede prefijar de antemano durante el proceso de preparación del material. Finalmente en el rango intrínseco la curva se aproxima de nuevo a una recta siguiendo las predicciones de la ec. [2.20]. La pendiente de esta recta debe ser proporcional a E_g , según ha sido ya mencionado.

2.4. PROCESOS DE CONDUCCION EN SEMICONDUCTORES

El transporte de carga en un semiconductor presenta más variedades que en un metal. Esto se debe a dos razones básicas:

- I) Los semiconductores generalmente poseen dos tipos de portadores, los cuales se mueven en sentidos opuestos cuando se aplica un campo eléctrico, y
- II) En un semiconductor puede haber fuertes variaciones locales en la concentración de portadores, las cuales a su vez dan lugar a desplazamientos locales de carga a través de un mecanismo de difusión. Este mecanismo de transporte, que tiene una gran importancia en el funcionamiento de los diodos y transistores, será descrito en el siguiente apartado.

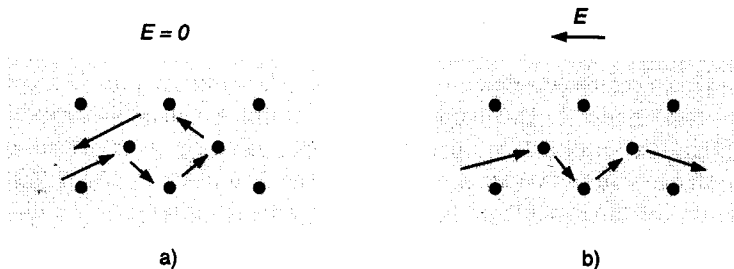


Fig. 2.9. Esquema del movimiento de un electrón en la banda de conducción a través de la red de átomos del semiconductor, a) en ausencia de campo eléctrico, b) con un campo eléctrico aplicado, E .

Consideremos un semiconductor en equilibrio térmico, a una temperatura T , sin aplicar un campo eléctrico. Los electrones y huecos poseen en estas condiciones una cierta energía cinética como consecuencia de su excitación térmica a los niveles de la banda de conducción o de valencia. Según se mencionó en el capítulo anterior (apartado 1.4.2), la energía cinética de los electrones (o huecos) está determinada por la diferencia entre su energía total y la del borde de la banda de conducción (o valencia, cambiada de signo). Debido a esta energía cinética, los electrones y huecos se hallan en continuo movimiento a través de la red, interaccionando con los átomos. En los procesos de interacción con los átomos, los portadores pueden perder o incluso ganar cierta cantidad de energía, aunque en conjunto la función de distribución de los electrones y huecos, y por tanto su energía cinética media se mantiene constante. Para hacernos una idea del orden de magnitud de la velocidad media de los electrones, $\langle v \rangle$, podemos hacer un cálculo sencillo suponiendo que toda la energía térmica transferida por la red, $1/2 kT$ por cada grado de libertad, se convierte en energía cinética de traslación. Para un electrón moviéndose con tres grados de libertad tendremos por tanto:

$$\frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT$$

donde m_e es la masa efectiva para la conductividad, con un valor diferente a la masa efectiva que aparece en el cálculo de la densidad efectiva de estados (m_e^*). A la temperatura ambiente (≈ 300 K) la ecuación anterior arroja un valor de $\langle v \rangle \approx 10^5$ ms⁻¹ para los electrones moviéndose en la banda de conducción del silicio o del arseniuro de galio. Aunque la velocidad media puede parecer elevada, hay que tener en cuenta que los electrones cambian constantemente su dirección debido a las colisiones con los átomos de la red y con las impurezas del dopaje. Resulta así un movimiento completamente aleatorio que no supone un desplazamiento neto de carga (fig. 2.9.a). La distancia media entre colisiones se caracteriza por el *recorrido libre medio*, y el tiempo entre colisiones se denomina *tiempo libre medio*, t_c . Este último parámetro resulta del orden de 10^{-12} s.

Cuando se aplica un campo eléctrico E en una dirección determinada tenemos una situación diferente ya que el electrón está sujeto a una aceleración debida a una fuerza de magnitud qE en dirección opuesta al campo. Sin embargo, una parte de la energía ganada del campo eléctrico es cedida a la red cristalina debido a las colisiones de los electrones con los átomos que están en reposo. Como consecuencia de ello, los electrones experimentan en su conjunto un arrastre en dirección opuesta al campo, ya que a la velocidad $\langle v \rangle$, debida al movimiento térmico, se superpone ahora la velocidad de arrastre, v_e (fig. 2.9b). Podemos de nuevo hacer un cálculo sencillo de la velocidad media de arrastre de los electrones, $\langle v_e \rangle$, igualando el impulso mecánico del campo eléctrico entre dos colisiones, dado por $-q E t_c$, a la variación media de la cantidad de movimiento, $m_e \langle v_e \rangle$. Resulta así:

$$\langle v_e \rangle = - \frac{q t_c}{m_e} E \quad [2.25]$$

El factor de proporcionalidad entre $\langle v_e \rangle$ y E es una nueva magnitud, característica del movimiento considerado para los electrones, denominada *movilidad*, μ_e . Para el mecanismo descrito de colisión de los electrones con los átomos de la red, esta magnitud está dada por:

$$\mu_e = \frac{q t_c}{m_e} \quad [2.26]$$

De acuerdo con esta expresión, la ecuación [2.25] resulta:

$$\langle v_e \rangle = - \mu_e E \quad [2.27]$$

con una ecuación análoga (con signo positivo) para los huecos. Uno de los factores que más afecta el valor de la movilidad es la temperatura del semiconductor, ya que la temperatura produce un aumento de la amplitud de vibración de los átomos de la red, lo cual a su vez hace que el tiempo libre medio entre colisiones sea cada vez más pequeño. Esto da lugar a una disminución de la movilidad con la temperatura. Sin embargo, en semiconductores muy dopados la interacción de los electrones con las impurezas puede dominar sobre otros mecanismos de colisión produciendo una variación de t_c con la temperatura más compleja.

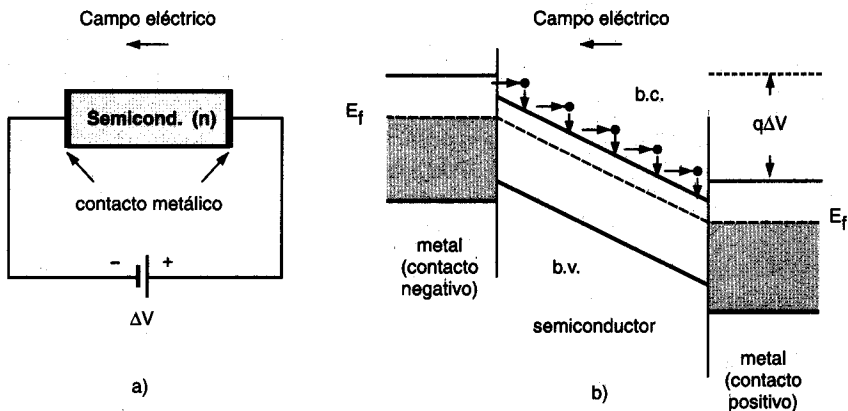


Fig. 2.10. Esquema del movimiento de portadores en un semiconductor: a) La aplicación de una diferencia de potencial en sus extremos, ΔV , da lugar a un desnivel de las bandas de energía en la cantidad $q\Delta V$. b) Movimiento de los electrones en la banda de conducción por la acción de la caída de potencial en el semiconductor.

Al estudiar el fenómeno de conducción, la presencia de un campo eléctrico constante en el interior del semiconductor normalmente es debida a la aplicación de una diferencia de potencial, ΔV , en sus extremos a través de sendos contactos metálicos (fig. 2.10a). Esto implica que los electrones en el lado positivo tienen una energía potencial más baja, de valor igual a $-q\Delta V$, que en el lado negativo. Según vimos en el apartado 1.4.2, en un diagrama de energías esta situación se representa por una inclinación uniforme de las bandas de energía del semiconductor en esa misma cantidad, tal como se indica en la fig. 2.10b. Por contra, las bandas de energía de los contactos metálicos quedan inalteradas, ya que se supone que el campo eléctrico en el interior del metal es nulo y por tanto no existe caída de potencial. Dejando aparte el transporte de carga desde el metal al semiconductor (este problema será tratado con detalle en el cap. IV), se puede visualizar en un esquema de energías el movimiento de arrastre de los electrones entre dos colisiones dentro del semiconductor mediante un desplazamiento horizontal dentro de la banda de conducción, implicando con ello una ganancia en energía cinética a costa de una pérdida en energía potencial. En el proceso de colisión hay una pérdida de energía cinética (que se transfiere a la red en forma de calor dando lugar al efecto Joule), cayendo el electrón (en energía) prácticamente al fondo de la banda de conducción (flecha vertical). Después de esta pérdida de energía el electrón se acelera de nuevo ganando energía del campo hasta que sufre una nueva colisión. Para los huecos ocurre una situación similar aunque viajando en sentido opuesto y aproximándose tras cada colisión al tope de la banda de valencia.

Es importante mencionar que la velocidad de arrastre de los electrones puede ser muy diferente a la de los huecos. Según se ha visto en apartados anteriores, el desplazamiento de los huecos implica cambios en los enlaces interatómicos mientras que los electrones se mueven con relativa libertad dentro de la nube electrónica a través de los átomos. Por ello es de esperar, como ocurre en el caso del silicio, que la movilidad de los huecos sea mucho menor que la de los electrones. Los valores experimentales de la movilidad obtenidos para los semiconductores típicos, Si, Ge y GaAs vienen recogidos, junto con otros datos característicos, en la tabla 2.2.

Para un conjunto de electrones desplazándose en el interior de un semiconductor con una velocidad media de arrastre determinada, $\langle v_e \rangle$, la densidad de corriente J_e , es decir la corriente eléctrica I_e por unidad de área viene dada (en módulo) por:

$$J_e = -q n \langle v_e \rangle = q n \mu_e E \quad [2.28]$$

Análogamente para los huecos, si su concentración es p y la movilidad μ_h , tendremos:

$$J_h = q p \mu_h E \quad [2.29]$$

La densidad de corriente total, $J = J_e + J_h$, debida a ambas contribuciones será por tanto:

$$J = J_e + J_h = (q n \mu_e + q p \mu_h) E \quad [2.30]$$

o bien:

$$J = \sigma E \quad [2.31]$$

siendo σ la *conductividad* del semiconductor definida por el factor entre paréntesis de la ecuación [2.30]:

$$\sigma = q n \mu_e + q p \mu_h \quad [2.32]$$

TABLA 2.2

PARAMETROS CARACTERÍSTICOS DE ALGUNOS SEMICONDUCTORES			
	Si	Ge	GaAs
Átomos/cm ³	5.0x10 ²²	4.4x10 ²²	4.4x10 ²²
Densidad (gr/cm ³)	2.3	5.3	5.3
Permitividad relativa	11.9	16.0	13.1
Densidad efectiv. de estados (cm ⁻³)			
N_c	2.8x10 ¹⁹	1.0x10 ¹⁹	4.7x10 ¹⁷
N_v	1.0x10 ¹⁹	6.1x10 ¹⁹	7.0x10 ¹⁸
Energía banda prohibida (eV)	1.12	0.66	1.43
Conc. portadores intrín., T_{amb} (cm ⁻³)	1.5x10 ¹⁰	2.4x10 ¹³	1.8x10 ⁶
Masa efectiva (conduc.)			
m_e/m_o	0.26	0.12	0.09
m_h/m_o	0.38	0.23	---
Movilidad (cm ² V/s)			
μ_e	1.5x10 ³	3.9x10 ³	8.5x10 ³
μ_h	0.6x10 ³	1.9x10 ³	0.4x10 ³

La conductividad es también un parámetro que depende no sólo de las características del semiconductor, sino también de la temperatura. Según hemos visto, la concentración de portadores aumenta exponencialmente dentro de determinados rangos de temperatura. A su vez la movilidad puede disminuir con la temperatura, aunque no lo suficiente como para compensar el aumento debido a la concentración de portadores. Esto hace, en conjunto, que la conductividad de un semiconductor en el rango intrínseco aparezca como una función creciente con la temperatura, justo al contrario de lo que sucede con los metales en los que, debido a que en ellos la concentración de portadores es constante, la conductividad disminuye con la temperatura.

2.5 PROCESOS DE DIFUSION

Los procesos de difusión son muy frecuentes en los semiconductores y ocurren cuando, por cualquier circunstancia, se produce una variación de la distribución portadores de un punto a otro en el interior del material. Así, por ejemplo, supongamos el caso hipotético de un semiconductor extrínseco preparado con una distribución inhomogénea de impurezas. Inicialmente la concentración de portadores, para cualquier intervalo de energía, será mayor en aquellas zonas donde el contenido de impurezas sea también mayor, ya que a temperatura ambiente todas las impurezas estarán ionizadas. Otro ejemplo en el cual aparece también un exceso de portadores ocurre cuando el semiconductor se ilumina en un punto determinado con radiación de energía suficiente para excitar localmente electrones desde la banda de valencia a la de conducción.

En todos estos casos, la variación local de la concentración de portadores de un punto a otro origina un proceso de difusión, mediante el cual los portadores de carga se mueven desde las zonas donde la concentración es mayor a aquellas donde es menor, tendiendo a igualar la concentración en todos los puntos del cristal. El fenómeno de la difusión tiene su origen en el movimiento aleatorio de los electrones dentro del semiconductor durante el cual están continuamente intercambiando su energía. Quizás, el símil más parecido es el de la difusión de un fluido a través de una membrana que separa dos recintos de diferentes concentraciones, o el caso de la difusión del calor de un punto a otro debida a la diferencia de temperaturas. De hecho, las ecuaciones que rigen el fenómeno de la difusión son muy similares en todos estos casos. Así, por ejemplo, si la concentración de huecos en un semiconductor es una función de la posición x en el interior del semiconductor, es decir $p = p(x)$, existe entonces una corriente de huecos cuyo valor por unidad de superficie, J_h , es proporcional a la derivada de la función $p(x)$, es decir:

$$J_h = -q D_h \frac{dp}{dx} \quad [2.33]$$

Igualmente, si en el semiconductor existe una variación $n(x)$ de la concentración de electrones tendremos:

$$J_e = q D_e \frac{dn}{dx} \quad [2.34]$$

donde D_h y D_e son constantes características del material, y se conocen como los *coeficientes de difusión* para los huecos y electrones, respectivamente. Debido a que los portadores se mueven en la dirección de los puntos de mayor a menor concentración, la corriente de difusión en el caso de los huecos tiene signo opuesto al de la derivada (ec. 2.33). Cuando existe difusión de electrones y huecos en presencia de un campo eléctrico E aplicado en la dirección del eje x , la corriente será en cada caso:

$$J_e = q n \mu_e E + q D_e \frac{dn}{dx} \quad [2.35]$$

$$J_h = q n \mu_h E - q D_h \frac{dp}{dx} \quad [2.36]$$

Para un semiconductor no degenerado, se puede demostrar además que cuando los movimientos de los portadores por arrastre del campo eléctrico y por difusión procede con el mismo mecanismo de interacción con los átomos de la red entonces se cumple la *ecuación de Einstein* para las movilidades:

$$\frac{D_h}{\mu_h} = \frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT}{q} \quad [2.37]$$

Al cociente $V_T = kT/q$ se le denomina *voltaje equivalente de la temperatura*. Para la temperatura ambiente, $V_T = 0.0259$ Voltios. La ec. [2.37] muestra un resultado esperado, es decir, la relación de proporcionalidad entre el coeficiente de difusión y la movilidad de los portadores. Como veremos en el siguiente capítulo, las corrientes de difusión tienen una gran importancia en el funcionamiento de los diodos y en otros dispositivos semiconductores. Generalmente, los dispositivos electrónicos están formados por la unión de dos o más semiconductores. Se trata por tanto de sistemas inhomogéneos en los que la concentración de portadores puede variar de un punto a otro, dando lugar a corrientes de difusión.

2.5.1. Semiconductores con dopaje no uniforme: curvatura de las bandas de energía

Desde un punto de vista energético, el proceso de la difusión tiene también un gran interés, ya que puede dar lugar a un efecto de curvatura de las bandas de energía y a la aparición de campos eléctricos en el interior del semiconductor. Consideremos de nuevo el caso de

un semiconductor de tipo n con dopaje no homogéneo, en el que la concentración de impurezas donadoras varía a lo largo de la coordenada x , según se indica en el esquema de la figura 2.11a. Inicialmente, antes de alcanzarse el equilibrio, la concentración de electrones en la banda de conducción tendrá también una variación similar a lo largo del eje x . Esto quiere decir que en la región izquierda del semiconductor, el punto de coordenada x_1 por ejemplo, la función de distribución de los electrones, $n(E)$, toma valores más elevados que en la región derecha, en la coordenada x_2 . Asimismo, el nivel de Fermi variará su altura de acuerdo con la concentración de portadores en cada punto, con una posición más próxima a la banda de conducción en los puntos donde la concentración de portadores es mayor (fig. 2.11.b).

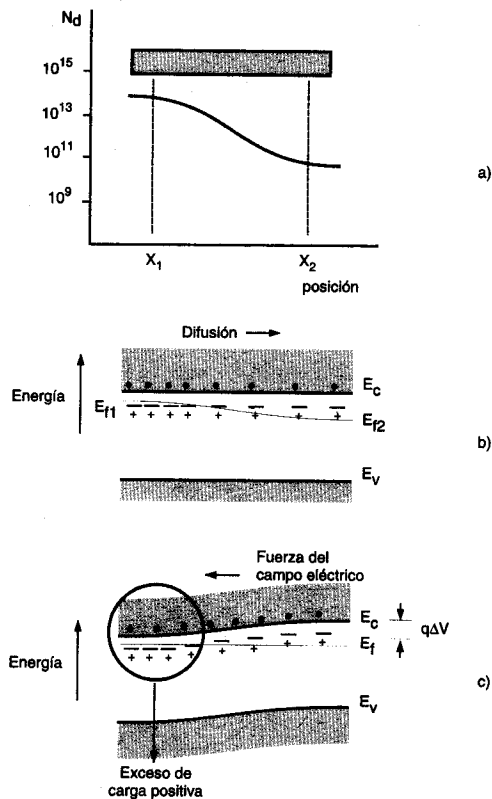


Fig. 2.11. Esquema del proceso de difusión en una barra semiconductor con dopaje inhomogéneo, tipo n: a) Variación de la concentración de impurezas a lo largo de la barra. b) Bandas de energía antes de establecerse el equilibrio (obsérvese que la posición del nivel de Fermi no es constante). c) Situación después de alcanzarse el equilibrio.

Debido a la diferente concentración en cada punto, antes de alcanzarse el equilibrio existirá una corriente de difusión de electrones cuyo valor vendrá dado por la ecuación [2.34]. Dado que no existe una fuente externa de carga, esta corriente de difusión no puede durar indefinidamente. En un gas de partículas sin carga, el proceso de difusión se mantendría hasta que se igualaran las concentraciones en todos los puntos. En un semiconductor, por el contrario, la difusión cesa mucho antes, ya que el movimiento de electrones hacia un lado de la barra semiconductor origina una acumulación de carga negativa en ese lado, dejando un exceso de carga positiva en el lado opuesto de la barra. Esta carga positiva, también denominada *carga espacial*, es carga fija, ya que es debida a la carga de los iones de las impurezas del semiconductor que quedan sin compensar (fig. 2.11c). Después de alcanzarse el equilibrio, la presencia de estas cargas origina a su vez un campo eléctrico E que tiende a oponerse al movimiento de electrones por efecto de la difusión. En realidad se trata de una situación de equilibrio dinámico, donde la corriente de difusión es compensada por otra corriente igual y de sentido contrario debida al campo eléctrico originado por la carga espacial.

Es fácil calcular el potencial eléctrico asociado al campo creado por la carga espacial. En el caso que nos ocupa, si $n = n(x)$ representa la concentración de electrones en cada punto x del semiconductor, la corriente total debido a ambos fenómenos de difusión y de arrastre por el campo eléctrico vendrá dado por la ec. [2.35]. La condición de equilibrio implica además $J_e = 0$, por tanto:

$$E = - \frac{D_e}{\mu_e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad [2.38]$$

Teniendo en cuenta que $dV = -Edx$, tendremos:

$$dV = \frac{D_e}{\mu_e} \frac{dn}{n}$$

Si en la coordenada x_1 la concentración de portadores es n_1 , y en x_2 la concentración es n_2 (fig. 2.11a), la ecuación anterior se puede integrar resultando:

$$\Delta V = V_2 - V_1 = \frac{D_e}{\mu_e} \ln \frac{n_2}{n_1} \quad [2.39]$$

La ecuación [2.39] indica que la diferencia de potencial entre dos puntos con diferente concentración de portadores sólo depende de la concentración relativa de portadores en esos dos puntos. Evidentemente, el signo del potencial es tal que tiende a oponerse a la corriente de difusión (en el ejemplo de la fig. 2.11 el potencial es tanto más positivo cuanto más a la izquierda del semiconductor).

Como consecuencia del campo eléctrico creado después del proceso de difusión, los portadores poseen una energía potencial adicional a la que ya tienen por el hecho de moverse

en la banda de conducción o de valencia. Así, en el ejemplo considerado en la fig. 2.11 un electrón situado en la zona izquierda del semiconductor (donde hay exceso de carga positiva) tendrá una energía potencial menor que en la zona de la derecha. Esta situación queda descrita de forma sencilla mediante una curvatura de las bandas de forma que la diferencia de energía potencial en sus extremos sea igual a $q\Delta V$, tal como se representa en la fig. 2.11c. Hay que recordar que, según se mencionó en el capítulo anterior, la existencia de un campo eléctrico en el interior del semiconductor trae consigo una curvatura de las bandas de energía, siendo la pendiente de la curva en cada punto proporcional al valor del campo eléctrico cambiado de signo (véase sec. 1.4.3). En realidad, la curvatura de las bandas es consecuente con el cambio de la energía de los electrones, de forma que la función de distribución, $n(E)$, en cada punto x del semiconductor queda también desplazada en una proporción igual a la de las bandas. Si se tratara de un semiconductor tipo p con una distribución similar, la curvatura de las bandas de energía sería entonces descendiente hacia la derecha.

2.5.2. Constancia del nivel de Fermi

Es importante mencionar que el proceso de difusión no implica cambios en la energía total del sistema siempre que el semiconductor se encuentre aislado y en equilibrio térmico. En consecuencia, la energía del nivel de Fermi, E_F , se debe mantener constante en el interior de todo el semiconductor, tal como se indica en la fig. 2.11c. Efectivamente, es fácil demostrar que la energía $q\Delta V$, asociada a la curvatura de las bandas después de alcanzarse el equilibrio es exactamente igual a la diferencia de energía de los niveles de Fermi, $E_{F2} - E_{F1}$, correspondientes a los puntos x_2 y x_1 del semiconductor (véase problema 2.10). Por tanto, el desplazamiento de las bandas de energía da lugar a un corrimiento paralelo del nivel hasta que queda horizontal. Nótese en la fig. 2.11c que la distancia del nivel de Fermi a la banda de conducción en cada punto sigue siendo la misma que antes de producirse la curvatura de las bandas, ya que la función de distribución, $n(E)$, queda prácticamente inalterada.

Este resultado es aplicable no sólo al caso de un semiconductor único sino a cualquier sistema formado por la unión de materiales de diferentes tipos, conductores o no, siempre que el sistema esté aislado y en equilibrio termodinámico. De hecho se puede establecer como un principio fundamental que **en condiciones de equilibrio el nivel de Fermi en todo el interior de un material aislado (o de un grupo de materiales en contacto), es decir, sin campo eléctrico aplicado, tiene un valor constante**. Como veremos mas adelante, este principio tiene una gran aplicación en el estudio del comportamiento de los dispositivos semiconductores.

El principio de igualdad del nivel de Fermi en todos los puntos del interior del semiconductor no debe sorprendernos. Evidentemente, si el sistema de electrones se encuentra en equilibrio térmico, niveles con la misma energía deben tener también la misma probabilidad de ocupación en cualquier punto del cristal. O a la inversa, niveles que tengan la misma probabilidad (como es el caso del nivel de Fermi, con probabilidad 1/2) han de tener la misma

energía, independientemente de la posición en el interior del semiconductor. Se puede, pues, concluir que **un sistema en el que la distribución de electrones se encuentra inicialmente fuera del equilibrio evoluciona hasta que el nivel de Fermi es constante en el interior del semiconductor.**

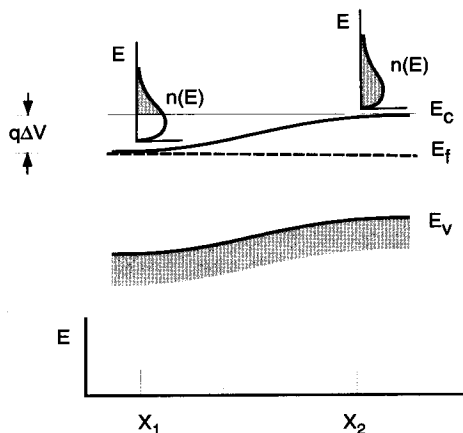


Fig. 2.12. Esquema de la función de distribución de los electrones en un semiconductor con dopaje inhomogéneo (según los datos de la fig. 2.11), después de alcanzarse el equilibrio.

De acuerdo con estos postulados, se puede decir que la curvatura en las bandas de energía tiende a mantener constante en cada punto del cristal la probabilidad de ocupación de cada nivel de energía permitido. Siguiendo con el ejemplo de la fig. 2.11, es fácil demostrar que en la región izquierda del semiconductor -coordenada x_1 - la concentración de electrones situados en la cola de la función de distribución, $n(E)$, con energía superior a $q\Delta V$ (zona rayada), debe ser ligeramente mayor (aunque bajo ciertas aproximaciones se puede considerar prácticamente igual) que la concentración de electrones en cualquier otro punto situado a la derecha del cristal -coordenada x_2 - (fig. 2.12). Son estos electrones, con energía superior a $q\Delta V$ por encima de la banda de conducción, los que pueden moverse libremente hacia la derecha en el proceso de difusión. En el equilibrio esta corriente de difusión se ve compensada por la corriente de electrones que se desliza en sentido opuesto empujada por el campo eléctrico presente en el semiconductor.

2.6. PROCESOS DE INYECCION DE PORTADORES

Hasta ahora hemos considerado que el semiconductor se encuentra en una situación de equilibrio térmico, en el cual la tasa de recombinación está siempre compensada por la de

generación manteniéndose constantes las concentraciones n y p . Sin embargo, no siempre se tienen situaciones de equilibrio ya que existen muchos procesos de generación de portadores que tienden a aumentar los valores de n y p sobre los de equilibrio térmico. Estos procesos de generación, distintos al térmico, son, por ejemplo, los debidos a la excitación de portadores cuando el material se ilumina con radiación electromagnética de energía suficiente (fig. 2.13).

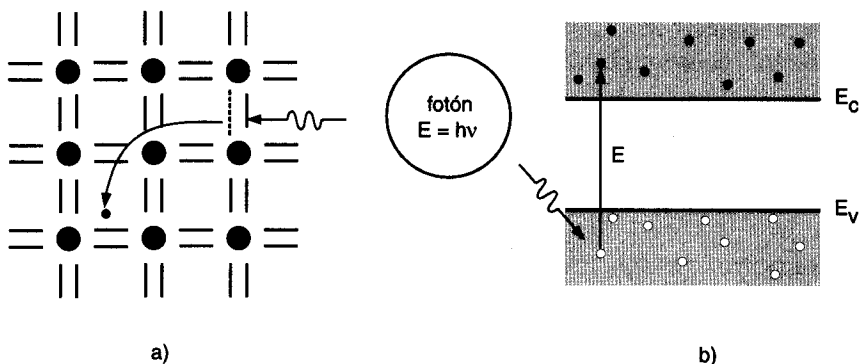


Fig.2.13. Proceso de inyección de portadores mediante excitación con radiación luminosa de energía $E = h\nu$, en el cual se rompe un enlace en el semiconductor (a), para dar lugar a un electrón en la banda de conducción y un hueco en la banda de valencia (b).

En estos casos por cada fotón absorbido se rompe un enlace y se crea un par electrón-hueco. También se puede crear un exceso de portadores sobre el valor de equilibrio cuando se ponen en contacto dos semiconductores de signo opuesto. Este es el caso de la unión p-n estudiado en el capítulo III, en el cual existe un trasvase de portadores de un semiconductor a otro. A todos estos procesos que originan un exceso de portadores (Δn , Δp) sobre los valores de equilibrio (n_0 , p_0) se les denomina *procesos de inyección*. Los procesos de inyección son muy comunes en el funcionamiento de los dispositivos semiconductores. Frecuentemente, en los casos denominados de *baja inyección*, el exceso de portadores solamente modifica la concentración de portadores minoritarios mientras que la de los mayoritarios no se altera apreciablemente. Así, cuando se trata de un semiconductor tipo n esta condición implica que $\Delta n \ll n_0$ y $\Delta p \gg p_0$, con $\Delta n = \Delta p$. En otros casos de *alta inyección* se modifican profundamente ambas concentraciones. Esto ocurre, por ejemplo, en algunos dispositivos electrónicos tales como los diodos láser que veremos más adelante.

2.6.1. Tiempo de vida de los portadores

Para entender mejor el comportamiento de los portadores en los procesos de inyección consideremos el caso de un semiconductor tipo n formado por una placa de espesor pequeño, con objeto de que la radiación pueda penetrar en todo su interior sin sufrir apenas atenuación. Cuando el semiconductor se ilumina durante un corto espacio de tiempo con radiación electromagnética de energía suficiente se origina en este tiempo un exceso de portadores, Δn e Δp , en las bandas conducción y valencia, respectivamente (fig.2.14a). Supondremos además que se trata de un proceso de baja inyección en el cual la concentración de portadores mayoritarios prácticamente no se altera mientras que la de minoritarios aumenta sensiblemente ($\Delta p \gg p_0$). En el instante $t = 0$, cuando cesa la irradiación, el sistema tratará de volver al equilibrio compensando el exceso de huecos mediante procesos de recombinación. En estas circunstancias, podemos establecer, en primera aproximación, que la disminución con el tiempo de la concentración de huecos en cualquier instante, $p(t)$, es proporcional al exceso de huecos, Δp , en ese instante, según una ecuación del tipo:

$$\frac{\partial p(t)}{\partial t} \Big|_{\text{recomb}} = - \frac{\Delta p}{\tau_h} \quad [2.40]$$

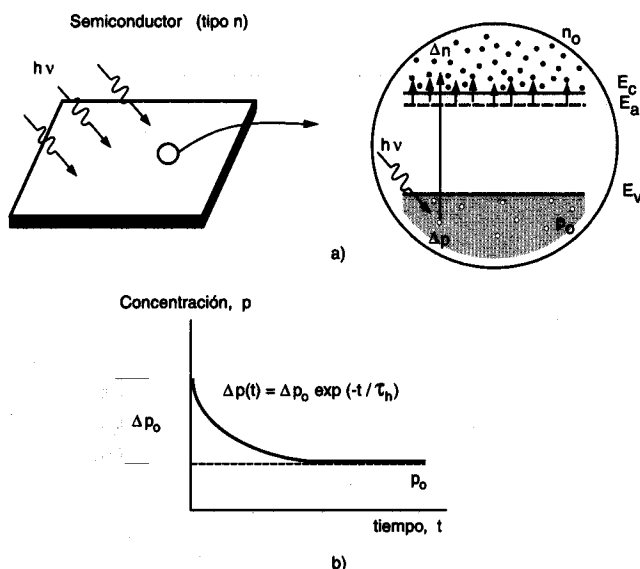


Fig.2.14. a) Inyección de portadores mediante excitación con radiación electromagnética de un semiconductor tipo n. b) Variación de la concentración de huecos con el tiempo cuando cesa la excitación.

con una ecuación similar para semiconductores tipo p. La constante de proporcionalidad que aparece en el denominador del segundo miembro, τ_h , recibe el nombre de *tiempo de vida* de los portadores minoritarios, huecos en este caso. Se puede demostrar en un análisis más riguroso que este tiempo de vida coincide con el tiempo medio que sobreviven los portadores después del proceso de inyección hasta que se alcanza el equilibrio por recombinación (es obvio que no todos los portadores duran el mismo tiempo y que unos desaparecen antes que otros).

En el ejemplo considerado, para cualquier instante de tiempo se cumplirá la ecuación:

$$p(t) = p_o + \Delta p(t) \quad [2.41]$$

con p_o constante. Por tanto, en la ec. [2.40] podemos sustituir la derivada $\partial p / \partial t$ por dp / dt , resultando:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = - \frac{\Delta p}{\tau_h} \quad [2.42]$$

La solución de esta ecuación conduce a una disminución exponencial del exceso de huecos, con una constante de tiempo igual al tiempo de vida de los portadores, es decir:

$$\Delta p = \Delta p_o \exp (- t / \tau_h) \quad [2.43]$$

siendo Δp_o el exceso de huecos inyectados en el instante $t = 0$, (fig.2.14b).

Los tiempos de vida de los portadores minoritarios, τ_e ó τ_h , dependen mucho de las características del semiconductor y en particular de la concentración de átomos de determinadas impurezas, N_i , que se añaden intencionadamente para actuar como *centros o trampas de recombinación*. Cuanto mayor sea N_i menor es el valor de τ_e ó τ_h . Esto ocurre en algunos semiconductores (los de “gap” indirecto) en los que los procesos de recombinación directa son muy improbables ya que se requiere la interacción de dos partículas (un electrón y un hueco) moviéndose con momentos aproximadamente iguales pero de sentido opuesto. Sin embargo, la presencia de trampas de recombinación permite que una partícula sea capturada en esa posición permaneciendo en ella durante un cierto tiempo hasta que llega otra de signo opuesto y se efectúa la recombinación. Los tiempos de vida media, que son del orden de 10^{-6} s ó incluso menores cuando se añaden trampas, juegan un papel fundamental en el tiempo de respuesta de los dispositivos semiconductores (véase apartado 3.5.3).

2.6.2. Longitud de difusión

En las secciones anteriores hemos considerado separadamente diferentes procesos que pueden ocurrir en el interior de un semiconductor, tales como los de conducción o difusión y los de inyección (mediante generación y posterior recombinación) de portadores. Sin embargo es preciso señalar que todos o algunos de ellos pueden actuar conjuntamente para dar lugar a nuevos efectos. Así, por ejemplo, cuando se efectúa una inyección de portadores en una región localizada de un semiconductor se origina un aumento muy apreciable de la concentración de portadores en ese punto, sobre todo de los minoritarios, por lo que es de esperar un desplazamiento de los minoritarios hacia otras regiones del semiconductor por difusión. Sin embargo, la distancia recorrida por los portadores durante la difusión tiene una longitud limitada, ya que durante su recorrido están también sujetos a procesos de recombinación.

Consideremos el caso concreto de una barra semiconductor de tipo n en la que se inyectan portadores en un extremo mediante una iluminación constante (fig. 2.15a). Como consecuencia de ello se origina un exceso permanente de minoritarios en este extremo que, lógicamente, tienden a difundirse hacia el extremo opuesto. Sin embargo, en cualquier punto de la barra, el exceso de portadores tiende también a desaparecer mediante procesos de

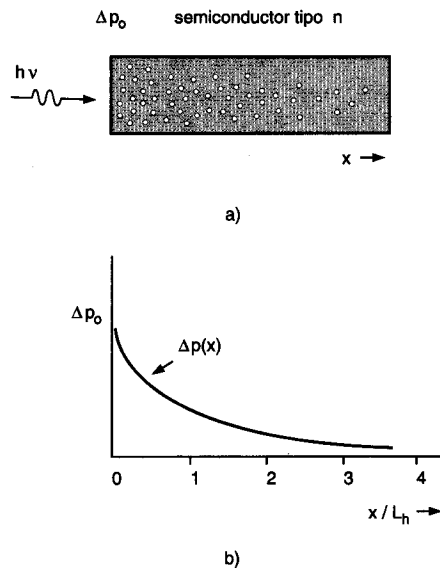


Fig.2.15. a) Esquema de la inyección de portadores en el extremo de una barra semiconductor, tipo n (mediante excitación por radiación luminosa). b) Variación del exceso de portadores minoritarios a lo largo de la barra.

recombinación. Tendremos, pues, una situación en la que los portadores generados en el extremo izquierdo recorren por difusión una cierta distancia hasta que desaparecen. Por tanto, la concentración total de portadores minoritarios va disminuyendo a lo largo del eje de la barra a medida que aumenta la distancia al origen.

Nos podemos plantear cómo varía la concentración a lo largo de la barra y la distancia recorrida por los portadores minoritarios (huecos) hasta que desaparecen por recombinación. Supondremos el caso monodimensional y condiciones de baja inyección. Para una sección elemental de la barra de anchura Δx , la variación de la concentración de huecos debido a los procesos de recombinación da lugar a una variación del flujo de huecos a través de esa sección. Este cambio en la concentración de huecos se puede expresar a través de la conocida *ecuación de continuidad*, dada en este caso por:

$$\frac{\partial J_h}{\partial x} = q \frac{\partial p}{\partial t} \quad [2.44]$$

En esta ecuación, el primer miembro refleja la variación del flujo de carga (por unidad de volumen) en el volumen elemental considerado. Este flujo de carga es debido a la corriente de difusión de los huecos (minoritarios), J_h , con valor dado por la ec. [2.33]. Tendremos por tanto de la ecuación anterior:

$$q D_h \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = q \frac{\partial p}{\partial t} \quad [2.45]$$

Al igual que en el ejemplo de la sec. 2.6.1 podemos expresar la variación de la concentración de huecos minoritarios mediante una ecuación similar a la ec. [2.41], es decir:

$$p(x,t) = p_o + \Delta p(x,t) \quad [2.46]$$

siendo $p(x,t)$ el exceso de huecos originados en un punto x de la barra, en el instante t y p_o la concentración de equilibrio (constante en todo el interior de la barra). La ec. [2.45] resulta entonces:

$$- D_h \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} = \frac{\partial \Delta p}{\partial t}$$

o bien, de acuerdo con la ec. [2.42]:

$$D_h \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} = \frac{\Delta p}{\tau_h} \quad [2.47]$$

Para resolver esta ecuación se puede establecer que la generación de pares electrón-hueco por la acción continuada de la radiación electromagnética da lugar a un exceso permanente de portadores en el origen de la barra, Δp_0 . Esta condición, junto con la que expresa que para distancias infinitas el exceso de portadores debe ser cero, es decir $\Delta p(\infty) = 0$, permite alcanzar la siguiente solución:

$$\Delta p(x) = \Delta p_0 \exp(-x/L_h) \quad [2.48]$$

siendo:

$$L_h = (D_h \tau_h)^{1/2} \quad [2.49]$$

la denominada *longitud de difusión* de los huecos. En la fig. 2.15b se ha representado la variación de $\Delta p(x)$ a lo largo de la barra. Nótese que L_h representa la longitud característica en la caída exponencial de la función $\Delta p(x)$. Se puede demostrar que esta longitud coincide con la distancia media recorrida por los minoritarios en el proceso de difusión, antes de ser aniquilados. Para el caso de un semiconductor tipo p, tendríamos igualmente para los electrones minoritarios:

$$L_e = (D_e \tau_e)^{1/2} \quad [2.50]$$

En semiconductores tipo n a la temperatura ambiente, con $\tau_h = 10^{-5}$ s, resulta para la longitud de difusión de los huecos $L_h = 3.5 \times 10^{-3}$ cm. Como veremos más adelante, las ecuaciones anteriores son muy útiles en el estudio de la unión p - n, cuando un exceso de portadores se inyecta desde un semiconductor de un tipo a otro de tipo contrario.

CUESTIONES Y PROBLEMAS

- 2.1 Con ayuda de las ecs. [1.8] y [2.2] calcular la concentración de electrones y huecos para un semiconductor tipo n a la temperatura ambiente con N_d impurezas donadoras por cm^3 parcialmente compensado con N_a impurezas aceptoras por cm^3 . Resolver también el caso opuesto cuando el semiconductor es tipo p.
- 2.2 Sabiendo que la densidad del Si es de 2.23 g/cm^3 , calcular su concentración de átomos por cm^3 . ¿Cuántos de estos átomos se encuentran ionizados a la temperatura ambiente (300 K)? ¿Cuánto vale la resistividad? ($P.A._{\text{Si}} = 28.09$, $E_g = 1.1 \text{ eV}$, $N_c = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_v = 1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_e = 0.135 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\mu_h = 0.048 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$).
- 2.3 Calcular el valor de la densidad efectiva de estados para el silicio a 100 y 300 K a partir de las expresiones [2.14] y [2.15] utilizando para las masas efectivas de los electrones

y huecos los valores $m_e^* = 1.10 m_0$ y $m_h^* = 0.59 m_0$. ¿Hasta qué punto es razonable la hipótesis de que E_i está situado en el medio de la banda prohibida?

- 2.4** A partir de los datos de la figura 2.6 calcular el valor de la energía de la banda prohibida para el Si, Ge y GaAs.
- 2.5** El germanio puro tiene una banda prohibida de 0.7 eV. ¿Cuál es la probabilidad de ocupación de un estado situado en el fondo de la banda de conducción a 0 K, 300 K y 800 K?
- 2.6** Representar gráficamente la variación del nivel de Fermi respecto del nivel intrínseco de un semiconductor en función de la concentración de impurezas donadoras, N_d o aceptoras, N_a . Calcular el valor límite de N_d y N_a para el cual el semiconductor es no degenerado.
- 2.7** Un semiconductor de Si está dopado con 10^{16} átomos por cm^3 de As. Calcular la concentración de portadores y la posición del nivel de Fermi a 300 K. ¿A qué temperatura el Si puro tendría el mismo número de portadores intrínsecos? (suponer $N_c = N_v = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $E_g = 1.1 \text{ eV}$).
- 2.8** Un semiconductor de Si está dopado con $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ átomos de As y $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ de B. Suponiendo que la densidad efectiva de estados no varía con la temperatura y que la movilidad de los electrones es el doble a la de los huecos, determinar el número de portadores y el tipo de conducción a las temperaturas de 300 K y de 600 K. (datos: $E_g = 1.1 \text{ eV}$ y $n_{i(300)} = 1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$).
- 2.9** Discutir cómo varía cualitativamente la conductividad de un semiconductor tipo n cuando se le añaden impurezas aceptoras en cantidades crecientes.
- 2.10** Una barra semiconductor está dopada con N_{d1} y N_{d2} impurezas por cm^3 en los puntos de coordenadas x_1 y x_2 , respectivamente. Calcular la diferencia de energía del nivel de Fermi en ambos puntos antes de iniciarse el movimiento de portadores por difusión y después de alcanzarse el equilibrio.
- 2.11** En un semiconductor, la variación de la concentración de electrones a lo largo del eje x viene dada por la curva de la figura, con $n(x) = n(0) - kx$ para $0 \leq x \leq d$ y $n(x) = n_0$ para $x > d$: a) determinar la variación de la densidad de corriente, $J_e(x)$, a lo largo del eje x. b) Si el semiconductor se encuentra en equilibrio, ¿cuál es la variación del campo eléctrico generado a lo largo del eje x? c) Determinar la diferencia de potencial entre $x = 0$ y $x = d$. (suponer $n(0) / n_0 = 10^3$).

