

1-Estructura de Bandas en Semiconductores.

1.1-Funciones de Distribución.

Los semiconductores se diferencian de los aisladores solamente en el ancho de banda de energía prohibida. En la figura 1.1 se muestra el diagrama de bandas para el caso del Silicio. El fenómeno de cambio de estructura de la banda tal como se muestra en la figura es típico de los semiconductores del grupo IV.

relativamente R_0 angosta. El sólido se clasifica como **semiconductor** a temperatura ambiente hay suficiente numero de electrones excitados que cruzan la de conducción y valencia sea lo suficientemente grande como para provocar conductividad apreciable.

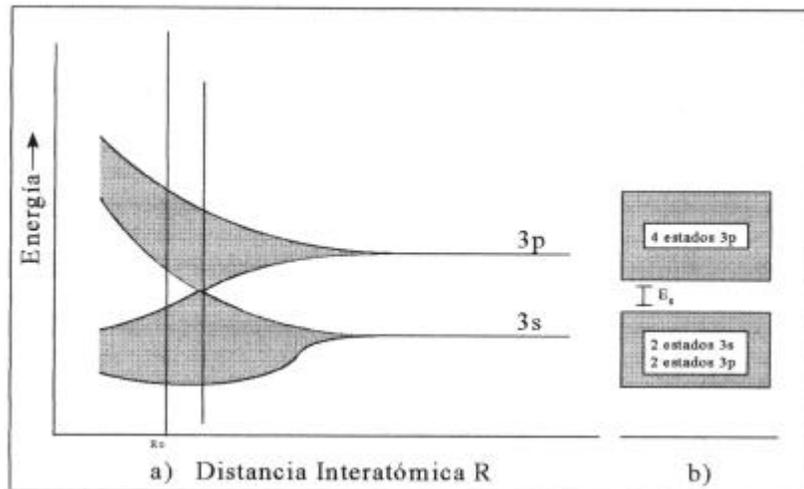


Figura 1.1 a) Niveles de energía perturbados en Silicio.
b) Diagrama de Bandas de Energía

Como estamos tratando con sistemas que contienen muchas partículas debemos usar mecánica estadística para describir los sistemas. La mecánica estadística consiste en un conjunto de leyes que pueden ser usadas para modelar el movimiento de grandes grupos de partículas sin que se conozca el movimiento de una en particular.

Básicamente nos interesan dos leyes: la **función de distribución de Maxwell-Boltzmann**, que se deriva de la mecánica clásica y que se utiliza en la descripción del comportamiento de gases y de otros sistemas que tienen muchos estados permitidos comparados con el número de partículas del sistema y la **función de distribución de Fermi-Dirac**, utilizada para describir sistemas densos en el que el número de partículas y estados es comparable.

Estas funciones no serán deducidas ya que escapan al propósito del curso, pero si nos interesa su forma.

La distribución de Maxwell-Boltzmann sigue a la función siguiente:

$$f_{MB}(E) = A * e^{-\frac{E}{KT}} \quad (1)$$

en donde A es una densidad de referencia.

Por su parte, la distribución de Fermi-Dirac es de la forma de la función siguiente:

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{KT}}} \quad (2)$$

en donde E_f es una constante denominada **energía de Fermi** y es usada como energía de referencia en toda discusión de sólidos. La forma de esta función de distribución se muestra en la figura 1.2 para 3 temperaturas diferentes.

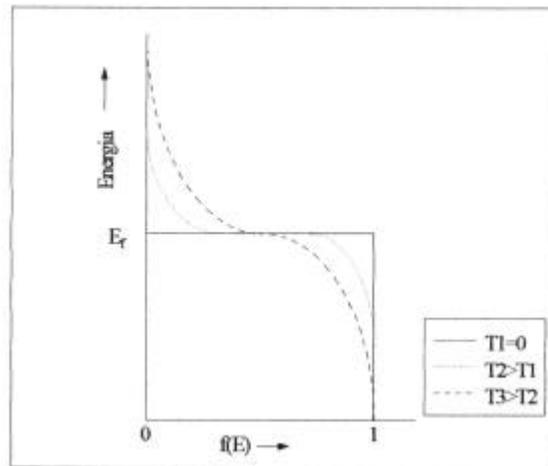


Figura 1.2 Función de Fermi-Dirac para 3 temperaturas diferentes.

¿Cómo se interpreta esta función de distribución con respecto a la presencia de electrones en un sólido?. La interpretación más útil es que esta constituye la función de distribución de la probabilidad que un cierto estado de energía este ocupado por un electrón. Es preciso destacar que la función es independiente de la distribución de estados.

Como en un gas, los electrones en un sólido están en movimiento constante y consecuentemente están cambiando sus momentum de energía. En un cierto instante un determinado estado de energía dentro del sólido puede estar lleno y al siguiente vacío. La interpretación probabilística nos permite decir que si observamos un cierto estado de energía por un tiempo, el contendrá un electrón por una cierta fracción de ese tiempo.

La fracción corresponde a un cierto valor de la función de Fermi para el nivel observado de energía. El valor máximo 1 significa que un estado puede estar lleno todo el tiempo. Para energías crecientes la función tiende a cero lo que significa que un nivel de energía muy alto rara vez contendrá un electrón. Ahora, en lugar de observar un solo estado por un tiempo largo, podríamos mirar a todos los estados de energía en un cierto instante y dibujar la densidad de electrones como función de la energía y obtendríamos la misma distribución.

Si la función de Fermi se evalúa en el nivel de energía de Fermi E_f , el valor de la función es $\frac{1}{2}$ cualesquiera sea la temperatura. Esto significa que un estado de energía localizado en el nivel de Fermi siempre tendrá la probabilidad de $\frac{1}{2}$ de estar ocupado por un electrón.

Para $T=0^\circ\text{K}$ la función cambia abruptamente de 0 a 1 al llegar al nivel de Fermi. La interpretación es que bajo el nivel de Fermi todos los niveles de energía están llenos, o sea la probabilidad de ocupación es 1 y arriba de esta energía están vacíos, lo que nos indica que el nivel de Fermi se encuentra en alguna parte en la banda de energía prohibida del sólido. Para temperaturas mas altas la transición es gradual.

1.2-Partículas

Para entender adecuadamente las propiedades de los semiconductores, el movimiento de partículas debe considerarse con algún detalle. Dos grupos de partículas son importantes: el primero esta caracterizado por su libertad de movimiento y esta compuesto por **fotones, fonones, electrones y huecos**. El segundo grupo esta compuesto por los así llamadas “**imperfecciones**” que están mas o menos fijas en el espacio dentro de la red cristalina y que consisten en impurezas químicas y defectos de ella.

Se menciona que el electrón presenta propiedades de partículas y de función de onda. interactúa con la red, con otros electrones y huecos, así como con fonones y fotones. Esta ultima interacción se manifiesta por el hecho de que la energía, en forma de radiación, es entregada o absorbida por un electrón cuando cambia de estado de energía.

El **fotón**, que es una vibración electromagnética, puede considerarse que tiene propiedades de forma de onda y de partícula. El fotón puede transmitir energía de un punto a otro del cristal, sufriendo choques con la red y con otras partículas. Se mueve a la velocidad de la luz y su existencia transcurre entre el tiempo en que es radiado y en el que es reabsorbido.

En el momento en que el fotón es absorbido, su energía es usada en llevar un electrón desde la banda de valencia a la de conducción. Este proceso crea un electrón libre y un hueco libre que contribuyen a la conducción. El proceso inverso también puede ocurrir: un electrón que salta a la banda de valencia para recombinarse con un hueco, da origen a un fotón. La conducción causada por el proceso de excitación se conoce como **fotoconductividad**.

Una segunda partícula que interactúa con electrones en la red es llamada **fonón**. La red cristalina puede ser concebida como un sistema mecánico de masas y resortes. El fonón se considera como la vibración mecánica cuantizada de la red.

El fonón también puede transmitir energía de punto a punto en la red y puede, como el fotón, liberar su energía y causar una transición. La frecuencia de la vibración puede ir de la frecuencia del sonido a aquella que corresponde a radiación infrarroja.

Consideremos como ejemplo de interacción de partículas aquella que ocurre en un semiconductor (figura 1.3)

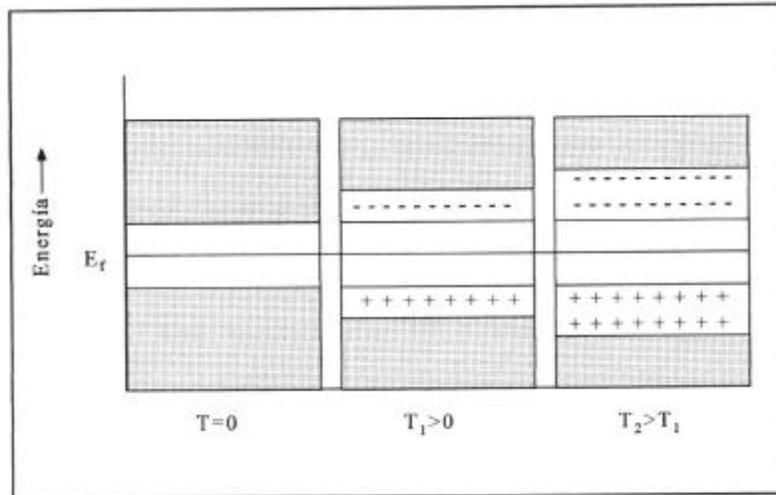


Figura 1.3 La banda de valencia está completa con electrones para $T=0^\circ\text{K}$. La energía suministrada por fonones permite que mas electrones alcancen la banda de conducción a temperaturas mas altas.

En $T=0^\circ\text{K}$, la banda de valencia (BV) esta completa con electrones y la banda de conducción (BC) esta vacía. Para $T_1 > 0$, la temperatura es suficiente como para excitar algunos electrones de la BV a la BC. Para $T_2 > T_1$, los fotones y fonones tienen la energía suficiente para excitar mas electrones hacia la BC. Esta producción de hueco electrón o par hueco-electrón se denomina **generación de portadores**.

En equilibrio, el numero de electrones y huecos generados intrínsecamente es igual. Esto es:

$$g - r = 0$$

en que g es la tasa de generación de portadores y r la tasa de recombinación de pares hueco-electrón.

El segundo grupo de partículas a considerar es el que constituyen los **defectos e impurezas** que tienen una fuerte influencia sobre las características físicas y eléctricas de los semiconductores.

En la figura 1.4 se muestra una parte de la red cristalina del Si. Se cosiera que existe una **vacancia** cuando falta un átomo en red.

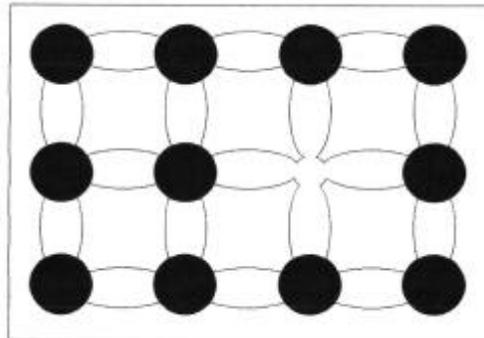


Figura 1.4 Imperfeccion en la red cristalina del Silicio. La ausencia de un átomo se denomina vacancia.

Se produce entonces una perturbación de la regularidad de la red. Como los enlaces entre los átomos se deben a que los electrones de valencia se comparten, la perturbación produce estiramiento o disminución de dichos enlaces y, por lo tanto, un cambio en la energía de los mismos cerca del defecto. Ya que cada enlace representa un cierto estado en la banda de valencia, la distorsión causada por el defecto desplazará algunos de los estados de energía de los enlaces a posiciones nuevas. Así, cuando un electrón libre pase cerca de la región del defecto experimentará fuerzas distintas a las que encuentra en la red regular. Estos defectos son más importantes cuando el estado de energía desplazado se encuentra en la banda de energía prohibida. Los electrones usarán este nivel de energía como punto de cruce hacia la banda de conducción o hacia la banda de valencia.

Finalmente, en esta revisión de partículas, se tiene los átomos de otros elementos que entran a la red por sustitución de un átomo o que pertenecen en posiciones intersticiales en ella. Estas **impurezas** pueden producir niveles extras de energía del cristal. En efecto, los estados de energía propios del átomo de impureza y aquellos de los átomos de la red se perturbarán debido a la proximidad en que se encuentran. Dependiendo de la posición de los estados de energía introducidos en la escala de energía del cristal y de la valencia del átomo de impureza, el átomo introducido puede tener un importante efecto sobre las propiedades eléctricas del cristal.

1.3-Semiconductor Intrínseco

Se denomina así al semiconductor puro, sin imperfecciones del tipo impurezas, aunque sí puede tener defectos. Las propiedades físicas y eléctricas de los semiconductores intrínsecos no son de primera importancia para la operación de dispositivos semiconductores simples, pero su estudio es útil, pues sus propiedades se superponen a las propiedades de los semiconductores extrínsecos, los cuales veremos más adelante.

Consideremos el caso del Si. Este es un semiconductor cristalino con enlaces que tienen una estructura tetraédrica o de diamante. Así, en la red, cada átomo está rodeado por otros 4, compartiendo los electrones de su última capa. A 0°K, los electrones están todos en su lugar y la banda de valencia está completa. La energía necesaria para remover un electrón desde los enlaces y permitirle que se mueva libremente es igual a la banda de energía prohibida E_{g0} (aproximadamente 1.1 eV a 300°K).

A temperatura ambiente, la energía térmica es suficiente para generar un número apreciable de pares hueco-electrón. Este proceso se conoce como **excitación intrínseca** o generación y la conducción resultante se denomina **conducción intrínseca**.

Para calcular la densidad de huecos y electrones en el cristal debemos calcular la posición del nivel de Fermi. Consideremos la densidad de estados de energía permitidos cerca de los bordes de la banda de conducción y valencia y supongamos que las funciones de densidad de estados se relacionan parabólicamente con la energía. Podemos verlo en la figura 1.5.

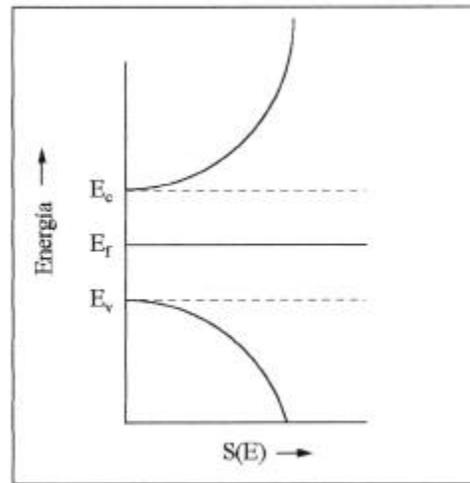


Figura 1.5 Distribución de la densidad de los estados de energía.

A una temperatura $T=0^{\circ}\text{K}$, todo lo que podemos determinar es que el nivel de Fermi, esta en alguna parte de la banda de energía prohibida.

Es posible calcular la distribución en energía de los estados en el borde inferior de la banda de conducción y en el borde superior de la banda de valencia. El resultado es:

$$S(E) = \frac{8\Pi \cdot m^*}{h^3} \sqrt{2m^* E} \quad (4)$$

en que m^* es la masa efectiva del electrón.

Haciendo el producto entre esta distribución y la función de Fermi se obtiene la densidad de huecos y electrones en las respectivas bandas.

$$n(E) = S(E) \cdot f(E) \quad (5)$$

La densidad efectiva de estados N_c se define como el numero de estados realmente llenos con un electrón y es igual a

$$N_c \cdot f(E_c) = \int_{E_c}^{\infty} n(E) dE \quad (6)$$

$$N_c = \frac{8\Pi \cdot m^*}{h^3} e^{\frac{E_c - E_f}{kT}} \cdot \int_{E_c}^{\infty} \sqrt{2m^* (E - E_c)} \cdot e^{\frac{E - E_f}{kT}} dE \quad (7)$$

Haciendo el cambio de variables siguiente:

$$n = \frac{E - E_c}{kT} \quad (8)$$

integrando se llega a:

$$N_c = \frac{4\Pi}{h^3} (2m^*kT)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\Pi}{4}} \quad (9)$$

$$N_c = cte \cdot T^{\frac{3}{2}} \quad (10)$$

El valor de esta constante es $4.74 \cdot 10^{22}$ para el silicio. La concentración electrónica de la banda de conducción es:

$$n(E_c) = cte \cdot T^{\frac{3}{2}} f(E_c) \quad (11)$$

La concentración de huecos en la banda de valencia es:

$$p(E_v) = N_v [1 - f(E_v)] \quad (12)$$

En un semiconductor intrínseco el número de electrones y huecos es el mismo, porque ellos se generan en pares y se recombinan en pares. La concentración es entonces la misma, por lo que:

$$n(E_c) = N_c \cdot f(E_c) = p(E_v) = N_v [1 - f(E_v)] \quad (13)$$

Considerando en primera aproximación que las masas efectivas de un hueco y un electrón libre son las mismas, entonces

$$N_c = N_v \Rightarrow f(E_c) = 1 - f(E_v) \quad (14)$$

Reemplazando la función de Fermi, se tiene:

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{E_c - E_f}{kT}}} = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E_v - E_f}{kT}}} = \frac{e^{\frac{E_v - E_f}{kT}}}{1 + e^{\frac{E_v - E_f}{kT}}} \quad (15)$$

De aquí E_f es :

$$E_f = \frac{E_v - E_c}{2} \quad (16)$$

Se concluye entonces que el nivel de Fermi en un semiconductor intrínseco esta en medio de la banda prohibida.

Tomando E_v como la referencia de energía:

$$E_f = \frac{E_g}{2} \quad (17)$$

La densidad de electrones es:

$$n = cte \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (18)$$

El numero de portadores intrínsecos por lo tanto dependen fuertemente del ancho de la banda de energía prohibida.

Una propiedad interesante e importante de la densidad de portadores se obtiene tomando el producto de las densidades de huecos y electrones. Como:

$$p = cte \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (19)$$

entonces

$$np = cte^2 \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (20)$$

Es importante notar que el producto np depende solo del ancho de la banda prohibida y de la temperatura, pero no de la posición del nivel de Fermi.

Se define:

$$n_i^2 = np \quad (21)$$

en que n_i se denomina **concentración intrínseca de portadores**.

1.4-Semiconductores Extrínsecos.

Los semiconductores mas interesantes son aquellos cuyas propiedades eléctricas se han cambiado deliberadamente agregando aditivos químicos al cristal. Tales átomos de impurezas se denominan **donores** si ellos introducen niveles de energía ocupados para los cuales los electrones pueden ser fácilmente excitados dentro de la banda de conducción. Se les denomina **aceptores** si ellos introducen niveles de energía vacantes hacia los cuales pueden excitarse electrones desde la banda de valencia produciendo huecos.

Los elementos donores típicos para el silicio son los elementos del grupo V de la tabla periódica: P, As, Sb. Los elementos aceptores típicos pertenecen al grupo III: B, Al, Ga e In. Mediante técnicas de análisis por difracción de rayos X, se han demostrado que las impurezas son sustitucionales en el silicio.

Es posible estimar la energía de ligazón del electrón sobrante en la red cuando, por ejemplo, una impureza del grupo V se sustituye por un átomo de silicio en la red cristalina. En la figura 1.6 se ilustra este caso. Suponemos que el electrón se mueve suficientemente lejos del átomo de impureza, de tal manera que podemos considerar que esta en un medio que tiene la constante dieléctrica del cristal, k . De acuerdo al tratamiento del átomo de Bohr visto en cursos anteriores, la energía de un estado permitido es:

$$U = -\frac{m \cdot e^4}{8e_0^2 \cdot k^2 n^2 h^2} \quad (22)$$

Para $n=1$ y $k=1$ el valor de U es -13.58 eV.

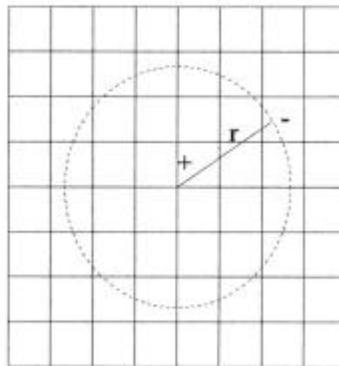


Figura 1.6 Órbita del átomo extra inducido por un átomo de P al sustituir un átomo de Si en la red.

La constante dieléctrica del silicio es 11.7; por lo tanto la energía de atracción del primer orbital es:

$$U = -\frac{13.58}{(11.7)^2} = -0.099eV \quad (23)$$

En un diagrama de bandas como el de la figura 1.7, esta energía esta representada por un nivel de energía ubicado a -0.099 eV bajo la banda de conducción.

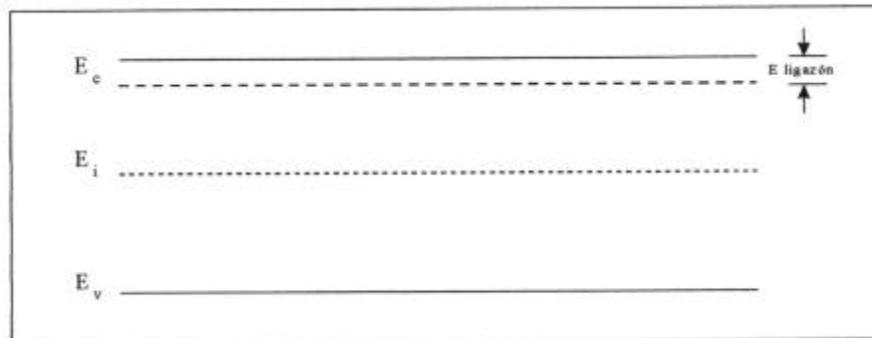


Figura 1.7 Representación de nivel de energía introducido por impurezas donadoras en silicio.

En un semiconductor extrínseco, entonces, es posible influir sobre la concentración de electrones, controlando la concentración de impurezas. Un electrón que ocupa un nivel de energía discreto dentro de la banda de energía prohibida y muy cercano a la banda de conducción, puede fácilmente ser excitado y pasar a la banda de conducción. El nivel de energía disponible puede entonces ser ocupado por un electrón de la banda de valencia, que a su vez pasará a la banda de conducción. La conducción de este material con impurezas donadoras será esencialmente electrónica (la concentración de huecos es muy pequeña) y se debe básicamente a la ionización de los átomos de impurezas. A temperatura ambiente la energía térmica es suficiente para excitar al electrón extra a la banda de conducción. El átomo retiene entonces una carga positiva y se dice que el donador está ionizado.

Análogamente para los elementos aceptores la energía de ligazón de un estado vacío se encuentra alrededor de 0.05 eV sobre el borde superior de la banda de valencia. Los elementos del grupo III (B, Al) que son impurezas del silicio, contribuyen con huecos en la banda de valencia capturando un electrón de esta banda.

Un cristal que tiene donores se determina tipo-n porque los portadores de carga son negativos, mientras que un cristal de aceptores se denomina tipo-p porque los portadores de carga son positivos.

1.5-Nivel de Fermi en un Semiconductor con Impurezas.

A temperatura ambiente, los átomos donores introducidos en el cristal de silicio están ionizados. Así, los primeros N_D estados de la banda de conducción se encuentran ocupados y por lo tanto para los electrones de la banda de valencia es más difícil de superar la banda de energía prohibida obtenida de la agitación térmica. En consecuencia, el número de pares hueco-electrón generados térmicamente se reducirá en comparación a los generados en un semiconductor intrínseco.

Ya que el nivel de Fermi es una medida de la probabilidad de ocupación de los estados de energía permitidos es claro que E_f , el nivel de Fermi, debe estar cerca de la banda de conducción para indicar que muchos de los estados de energía de la banda están ocupados con electrones de los átomos donores y pocos huecos existen en la banda de valencia. Este caso se ilustra en la figura 1.8. Análogamente, en un material tipo-p, el nivel de Fermi se encuentra cerca del borde superior de la banda de valencia.

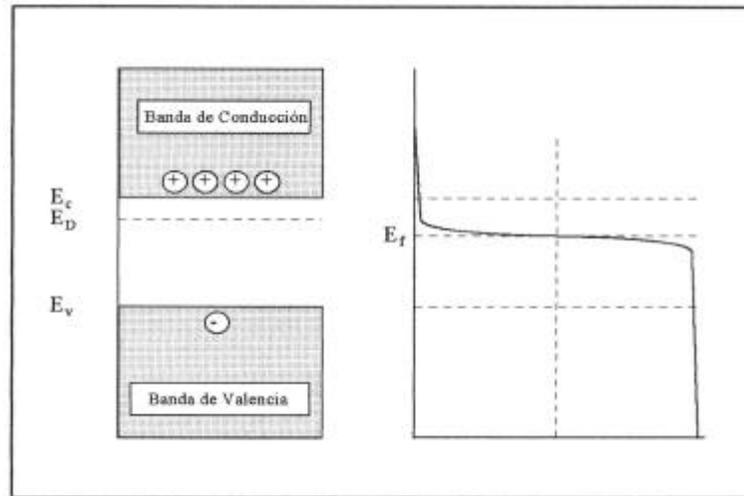


Figura 1.8 Nivel de Fermi en un semiconductor tipo n

Por otra parte, el nivel de Fermi depende también de la temperatura. Si para una concentración dada de impurezas de un material tipo n la temperatura aumenta. Si para una concentración dada de impurezas de un material tipo-n la temperatura aumenta, se formaran mas pares hueco-electrón. Como todos los átomos donores están ionizados, es posible que la concentración de electrones térmicamente generados en la banda de conducción puede llegar a ser mucho mayor que la concentración de los electrones donores. Bajo estas condiciones, la concentración de huecos y electrones llega a ser prácticamente igual y el cristal llega a ser intrínseco. El nivel de Fermi en este caso se encontrara cerca del medio de la banda de energía prohibida.

El nivel de Fermi en un material del tipo-n se puede calcular sustituyendo $n=N_D$ en (10). La expresión queda entonces

$$N_D = N_C \cdot e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \quad (24)$$

$$E_f = E_C - kT \cdot \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) \quad (25)$$

1.6-El Proceso de Conducción en Sólidos.

Desde nuestro punto de vista, la característica mas importante en un semiconductor es su habilidad para conducir corriente eléctrica. Considerando que la corriente se define como la variación de carga por unidad de tiempo transportada a través de la superficie en una dirección normal al flujo, la corriente dependerá del flujo de cargas libres para moverse y de la velocidad a la que ellas se mueven. Es importante destacar que las corrientes que generalmente medimos son el resultado del movimiento de un gran numero de cargas individuales y no la componente de corriente producida por el movimiento de una sola.

En el caso de metales, el número n de electrones de conducción por cm^3 es muy grande y virtualmente independiente de la temperatura sobre un rango muy amplio. Por supuesto, tanto los átomos del cristal y los electrones de conducción están siempre en movimiento aleatorio; los átomos vibran alrededor de sus posiciones medias en la red cristalina y los electrones se mueven rápidamente en todas direcciones, provocando numerosas colisiones con los átomos vibrantes. Bajo estas condiciones, los electrones como grupo no transportan corriente media en el tiempo ya que en promedio hay muchos moviéndose en una dirección como en otra. Existe, sin embargo, una componente de corriente alterna medible y asociada con este movimiento aleatorio que toma en cuenta el ruido por agitación térmica en resistencias y que se denomina *ruido de Johnson*.

En resumen, las partículas o portadores libres en el semiconductor aun cuando están uniformemente distribuidos en el sólido, se encuentran en constante movimiento aleatorio. Si en una sección del semiconductor existe una concentración muy alta de portadores respecto de otra región del semiconductor, los portadores experimentarían una fuerza neta que tiende a uniformar la distribución. En este caso se producirá un movimiento de partículas en la dirección de baja concentración y que será proporcional al gradiente de la concentración. Analíticamente, esto se puede expresar por:

$$J_d = -D \frac{dm}{dx} \quad (27)$$

en que por simplicidad se ha considerado el caso unidimensional y en el que J_d es la densidad de corriente de portadores por difusión en el material y m es la concentración de partículas.

Si la corriente se debe a un flujo de electrones, entonces:

$$J_n = q \cdot D_n \frac{dn}{dx} \quad (28)$$

y si es debida a huecos:

$$J_p = -q \cdot D_p \frac{dp}{dx} \quad (29)$$

Debido al fenómeno que causa estas corrientes, ellas se conocen por **corrientes de difusión**.

Otra forma de conducción en un sólido se produce al aplicar un campo eléctrico. La velocidad que adquieren los portadores por la aplicación del campo eléctrico esta dada por:

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E} \quad (30)$$

en que μ es la movilidad de los portadores. En esta definición se considera la componente debida al campo y no incluye la componente térmica de la velocidad, que esta siempre presente, en direcciones aleatorias.

La densidad de corriente debida al campo aplicado esta dada por:

$$J = Nqv = Nq\mu E \quad (31)$$

donde N es el número de partículas libres.

Tanto N como μ pueden variar con la temperatura y con la intensidad de campo. En un metal, por ejemplo, N es esencialmente constante con la temperatura. Así, para explicar el hecho que la conductividad es inversamente proporcional a la temperatura, la atención se debe enfocar a las variaciones de la movilidad.

En un semiconductor, los portadores de carga son electrones y huecos libres. Las densidades de corriente debido a estos portadores son:

$$\vec{J} = qp\vec{m}\vec{E} \quad (32)$$

y en el caso de los huecos:

$$\vec{J} = qn\vec{m}\vec{E} \quad (33)$$

en el caso de los electrones.

La densidad de corriente total debida al campo eléctrico E es entonces

$$\vec{J} = q\vec{E}(\vec{m}_n \cdot n + \vec{m}_p \cdot p) \quad (34)$$

Se define la conductividad como:

$$\mathbf{s} = \frac{\mathbf{J}}{E} \quad (35)$$

luego, reemplazando:

$$\mathbf{s} = q(\vec{m}_n \cdot n + \vec{m}_p \cdot p) \quad (36)$$

Considerando que en un semiconductor tipo n el numero de electrones libres es mucho mayor que el de huecos, la conductividad en este material se puede aproximar por:

$$\mathbf{s}_n \approx q\vec{m}_n \cdot n \quad (37)$$

De la misma manera, en un semiconductor tipo p:

$$\mathbf{s}_p \approx q\vec{m}_p \cdot p \quad (38)$$

Estudiando la conductividad de un material en función de la temperatura es posible determinar en que rangos de temperatura el material es intrínseco o extrínseco. En la figura 1.9 se muestra el logaritmo de la conductividad normalizado versus $1/T$ para muestras de germanio dopado n y p.

FIGURA 1.9

El estudio de la conductividad de un material también permite determinar la movilidad de los portadores. Así, por ejemplo, para materiales a 300°K , se tienen los valores de la tabla 1.1.

Material		Movilidad a 300°K	
		[cm ² /V*s]	
Ge	Electrones libres	3900	100
	Huecos	1900	50
Si	Electrones libres	1350	100
	Huecos	480	15

Tabla 1.1 Movilidad de portadores en Ge y Si. (E.M:Conwell, Proc. IRE, 46 (1958), pp.1281-1300)

1.7-Corriente Total.

En la sección anterior se vio que los portadores móviles producen corrientes mediante mecanismos de difusión y de conducción (o por campo aplicado). La corriente total debida a los huecos es entonces la suma de las corrientes producidas por ambos mecanismos.

$$\vec{J}_p = q\mathbf{m}_p \cdot p\vec{E} - qD_p \nabla p \quad (39)$$

En el caso de los electrones

$$\vec{J}_n = q\mathbf{m}_n \cdot n\vec{E} + qD_n \nabla n \quad (40)$$

En estas ecuaciones el termino debido al campo tiene el mismo signo algebraico porque el campo eléctrico produce corriente en la misma dirección para partículas de cargas opuestas.

En condiciones de equilibrio térmico:

$$J_p = J_n = 0 \quad (41)$$

$$\vec{J}_p = q\mathbf{m}_p \cdot p_0\vec{E} - qD_p \nabla p_0 = 0 \quad (42)$$

El potencial electrostático esta relacionado con el campo como

$$\vec{E} = -\nabla f \quad (43)$$

y por lo tanto

$$\frac{\nabla p_0}{p_0} = -\left(\frac{\mathbf{m}_p}{D_p}\right)\nabla f \quad (44)$$

o

$$\nabla \left(\ln p_0 + \frac{\mathbf{m}_p}{D_p} f \right) = 0 \quad (45)$$

$$\ln p_0 + \frac{m_p}{D_p} \mathbf{f} = \text{constante} = C \quad (46)$$

Si C es una constante independiente de la posición

$$p_0 = C \cdot e^{-\left(\frac{m_p}{D_p}\right) \mathbf{f}} \quad (47)$$

De manera análoga para electrones.

$$n_0 = C' \cdot e^{-\left(\frac{m_n}{D_n}\right) \mathbf{f}} \quad (48)$$

A partir de estas ecuaciones se puede demostrar que

$$\mathbf{m}_{n,p} = \frac{q}{kT} D_{p,n} \quad (49)$$

ecuación que se conoce como la **relación de Einstein** y que permite simplificar problemas de flujo de corrientes en dispositivos.

1.8-Otros Procesos Electrónicos.

1.8.1-Generación y Recombinación de Cargas.

En párrafos anteriores se puntualizó que en el semiconductor puro el número de huecos es igual al número de electrones. La agitación térmica produce una tasa de generación de pares hueco-electrón por unidad de volumen simultáneamente con la desaparición de otros pares hueco-electrón por recombinación. En el promedio de un hueco o un electrón existirá un tiempo antes de recombinarse. Este tiempo se denomina **tiempo de vida medio** de huecos y electrones, respectivamente. La importancia de este tiempo en dispositivos semiconductores radica en el hecho de que indica el tiempo requerido por el exceso de concentración de huecos y electrones para regresar a su concentración de equilibrio.

Si una barra de silicio tipo n que contiene una concentración de equilibrio n_0 y p_0 se ilumina en $t=t'$, se generan uniformemente a través del cristal pares hueco-electrón. Si la iluminación se mantiene por un tiempo mayor que los tiempos de vida medio de los portadores, se alcanza una nueva situación de equilibrio con concentración de huecos y electrones p-n y n-p respectivamente. La concentración de exceso foto inyectada es $p_n - p_0$ en el caso de huecos y $n_n - n_0$ en el caso de electrones. La situación de equilibrio implica que:

$$p_n - p_0 = n_n - n_0 \quad (50)$$

Es necesario destacar que aunque el aumento de concentración de huecos iguala a la de electrones, el aumento de porcentaje de electrones en un semiconductor tipo n es muy pequeño. En contraste, el aumento de concentración de huecos es significativo ya que en un semiconductor tipo n la concentración de huecos es muy pequeña. Así la radiación incidente afecta apenas a la concentración de los portadores mayoritarios, pero no a la de minoritarios. Fijaremos nuestra atención en estos últimos.

Supongamos que después de transcurrido un tiempo de iluminación relativamente largo, la iluminación se quita en $t=0$, figura 1.10.

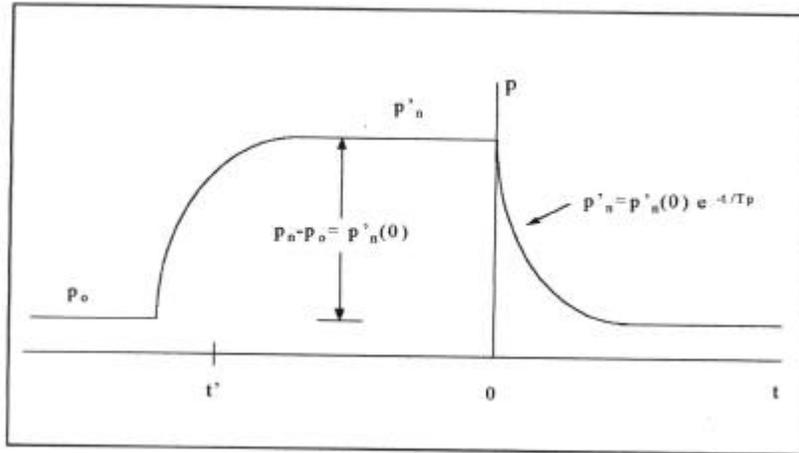


Figura 1.10 Variación de la concentración de huecos en función del tiempo. En $t=0$ se quita la iluminación.

Para estudiar este problema se debe encontrar la ecuación diferencial que gobierna la concentración de huecos en función del tiempo para $t>0$ sin excitación externa.

De la definición del tiempo de vida medio τ_p y suponiendo que este tiempo es independiente de la magnitud de la concentración de huecos, se tiene que p_0/τ_p representa una disminución de concentración de huecos/segundo debido al mecanismo de recombinación.

Por otra parte, de la definición de tasa de generación g representa un incremento de la concentración de huecos/segundo debido a agitación térmica.

La variación de concentración de huecos por unidad de tiempo debe igualar entonces a la diferencia de concentraciones provocadas por estos mecanismos, es decir:

$$\frac{dp_n}{dt} = g - \frac{p_n}{\tau_p} \quad (51)$$

En régimen permanente, $\frac{dp_n}{dt} = 0$. Si no hay iluminación, la concentración de huecos p alcanza el valor de equilibrio térmico p_0 . De aquí que $g = \frac{p_0}{\tau_p}$ y la ecuación diferencial es entonces

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{p_0 - p_n}{\tau_p} \quad (52)$$

La concentración de portadores en exceso o foto inyectados p'_0 se define como el aumento de concentración de portadores minoritarios por arriba del valor de equilibrio.

$$p'_0 = p_n - p_0 = p'_n(t) \quad (53)$$

Realizando el cambio de variable de la ecuación diferencial (52) se tiene

$$\frac{dp'_n}{dt} = -\frac{p'_n}{\tau_p} \quad (54)$$

La solución de esta ecuación para $t > 0$ es

$$p'_n(t) = p'_n(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}} = (p_n - p_0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (55)$$

en que $p'_n(0)$ es la concentración en exceso de portadores minoritarios en $t=0$.

1.8.2-Neutralidad de Carga Espacial.

Otra propiedad importante en semiconductores en equilibrio es la neutralidad de carga espacial.

En un semiconductor en el cual las impurezas introducidas están uniformemente distribuidas, la densidad neta de carga en cualquier volumen del semiconductor es cero. Esta condición se conoce como *condición de neutralidad de carga espacial*.

Para obtener la densidad neta de carga se suman todas las cargas en el semiconductor suponiendo que tanto los átomos donores como los aceptores están completamente ionizados.

$$p = q(p - n + N_D - N_A) \quad (56)$$

La condición de neutralidad de carga implica que

$$p - n = N_A - N_D \quad (57)$$

En equilibrio se cumple que $p \cdot n = n_i^2$. Luego, combinando con (57) se tiene que

$$n_n = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (58)$$

donde n_n es la concentración de portadores mayoritarios (electrones) en un semiconductor tipo n. De la misma forma la concentración de huecos en un semiconductor tipo p esta dada por

$$p_p = \frac{1}{2} \left[N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (59)$$

Si la concentración neta de impurezas es mayor que la concentración intrínseca de portadores n_i las expresiones (58) y (59) se simplifican a

$$n_n = N_D - N_A \quad \text{para } N_D - N_A \gg n_i \quad (60)$$

y

$$p_p = N_A - N_D \quad \text{para } N_A - N_D \gg n_i \quad (61)$$

Combinando estas aproximaciones con la condición de equilibrio, es posible determinar la concentración de portadores minoritarios.

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D - N_A} \approx \frac{n_i^2}{N_D} \quad (62)$$

y

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A - N_D} \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad (63)$$