

Índice

<i>TEMA 1: Propiedades de los semiconductores</i>	<i>1.1</i>
1.1. INTRODUCCIÓN	1.1
1.2. CLASIFICACIÓN DE LOS MATERIALES	1.3
1.3. SEMICONDUCTORES INTRÍNSECOS. ESTRUCTURA CRISTALINA	1.6
1.4. SEMICONDUCTORES EXTRÍNSECOS. IMPUREZAS DONADORAS Y ACEPTADORAS	1.10
1.5. MODELO DE BANDAS DE ENERGÍA. TERMINOLOGÍA RELACIONADA CON LOS SEMICONDUCTORES.	1.13
1.6. SITUACIÓN DE EQUILIBRIO TERMODINÁMICO. LEY DE ACCIÓN DE MASAS.	1.21
1.7. SEMICONDUCTORES HOMOGÉNEOS. ECUACIÓN DE NEUTRALIDAD DE LA CARGA.	1.24

Tema 1

Propiedades de los Semiconductores

1.1.- Introducción

La gran mayoría de los dispositivos de estado sólido que actualmente hay en el mercado se fabrican con un tipo de materiales conocidos como semiconductores. De ahí que vamos a empezar nuestro estudio examinando las propiedades físicas de dichos elementos. Estudiaremos las características de los materiales que nos permiten distinguir un semiconductor de un aislante y de un conductor y veremos, además, el dopado de un semiconductor con impurezas para controlar su funcionamiento.

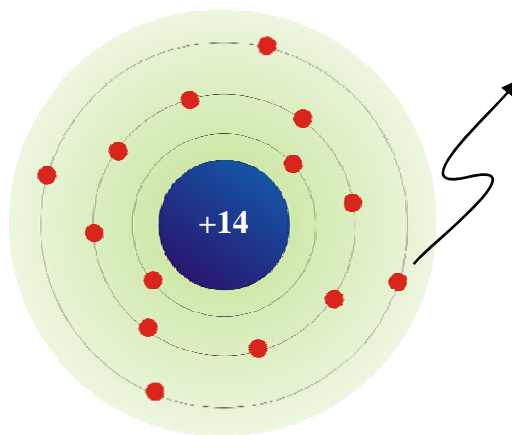
El estudio anterior puede abordarse desde dos puntos de vista:

- *Basándonos en la estructura cristalina de los semiconductores, y más concretamente en el enlace covalente.*
- *Desde el punto de vista energético, es decir, a través del modelo de bandas de energía.*

En este capítulo, se abordarán ambos puntos de vista.

1.2.- CLASIFICACIÓN DE LOS MATERIALES

La materia, en general, está constituida por átomos formados por un núcleo cargado positivamente y rodeado de los electrones necesarios que hacen que el átomo sea eléctricamente neutro (Figura 1.1).



Los electrones se distribuyen en órbitas que rodean al núcleo.

Los electrones de la última órbita se denominan electrones de valencia.

Figura 1.1.- Visualización del átomo y de los electrones de valencia.

Las diferentes propiedades químicas de los materiales se deben a que están formados por átomos distintos, mientras que las distintas fases (sólida, líquida o gaseosa) de una misma sustancia se deben a lo más o menos fuertemente unidos que se encuentren sus átomos, siendo en la fase sólida la distancia interatómica menor. Es decir, en un sólido la disposición espacial de sus átomos juega un papel muy importante en la determinación de sus propiedades específicas. Atendiendo a esta disposición atómica, un sólido puede ser: amorfo, policristalino o cristalino (ver Figura 1.2).

En un sólido amorfo no se reconoce ningún orden a largo alcance, esto es, la disposición atómica en cualquier porción de un material amorfo es totalmente distinta a la de cualquier otra porción. Los sólidos cristalinos se encuentran en el extremo opuesto, es decir, en un material cristalino los átomos están distribuidos en un conjunto tridimensional ordenado. Dada cualquier porción de dicho material, se puede reproducir con facilidad la disposición atómica en otra porción del mismo. Finalmente, se

encuentran los sólidos policristalinos o multicristalinos, que constituyen un caso intermedio, en el cual el sólido está formado por subsecciones cristalinas no homogéneas entre sí.

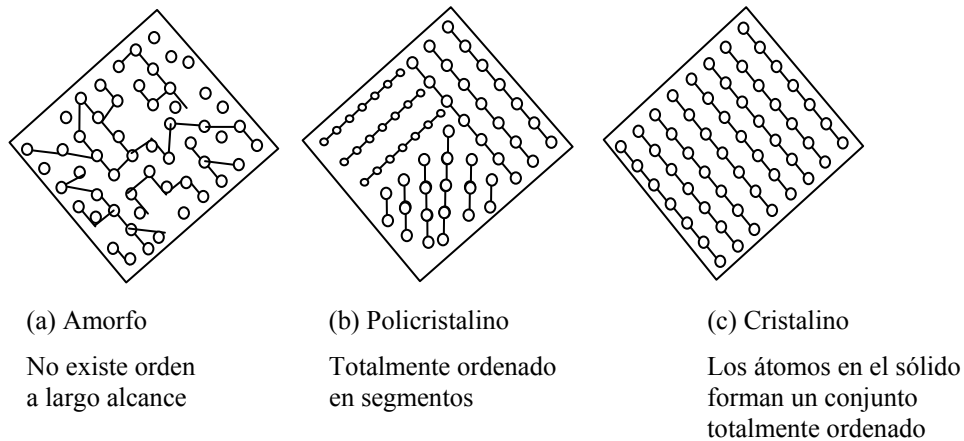


Figura 1.2.- Clasificación general de los sólidos basada en el grado de orden atómico: (a) amorfo, (b) policristalino/multicristalino y (c) cristalino.

A partir de ahora centraremos nuestra atención en los sólidos cristalinos. Atendiendo a sus propiedades eléctricas -a sus propiedades conductoras- estos sólidos pueden clasificarse en tres grandes grupos: metales, semiconductores y aislantes. En los buenos **conductores metálicos**, tales como el Cu, Ag y Al, su estructura cristalina (disposición atómica) es tal que los electrones exteriores (electrones de valencia) están compartidos por todos los átomos y pueden moverse libremente por todo el material (Figura 1.3).

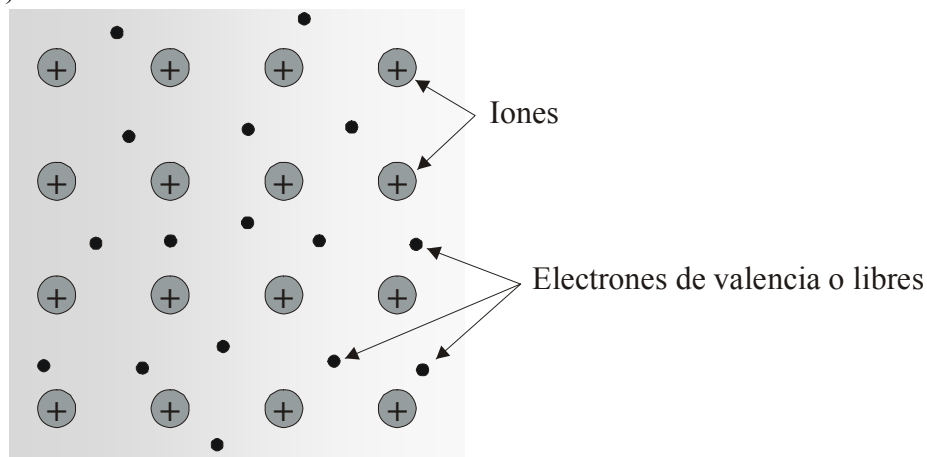


Figura 1.3.- Disposición esquemática de los átomos en un plano del metal (átomos monovalentes). Los puntos negros representan el gas electrónico, y cada átomo ha contribuido con un electrón a este gas.

Esta situación se mantiene en un amplio rango de temperaturas. En la mayoría de los metales, cada átomo contribuye con un electrón, por lo que el número de electrones libres suele ser $\geq 10^{23} \text{ e}^-/\text{cm}^3$. La conducción eléctrica tiene lugar a consecuencia del movimiento neto de dichos electrones libres al someterlos a la acción de un campo eléctrico aplicado, \vec{E} . La resistividad del material, ρ , se encuentra en el entorno de $10^{-5}, 10^{-6} \Omega\cdot\text{cm}$ a temperatura ambiente. En el extremo opuesto se encuentran los **aislantes**. En ellos, en un amplio rango de temperaturas, prácticamente todos los electrones permanecen ligados a los átomos constituyentes. De ahí que al aplicar un campo eléctrico, aunque éste sea relativamente alto, no se obtenga prácticamente corriente eléctrica al no disponer de cargas libres que puedan moverse por el material. Su $\rho \approx 10^{18} \Omega\cdot\text{cm}$ a temperatura ambiente. Finalmente, existen otros materiales que a temperatura ambiente son a la vez malos conductores y malos aislantes. Son los denominados **semiconductores** y en ellos $10^{-3} \Omega\cdot\text{cm} \leq \rho \leq 10^5 \Omega\cdot\text{cm}$ a temperatura ambiente. A bajas temperaturas pueden ser muy buenos aislantes y a muy altas temperaturas pueden llegar a ser buenos conductores. Para poder comprender esta peculiaridad en su comportamiento eléctrico, vamos a fijarnos en su estructura cristalina, esto es, en su disposición atómica.

1.3.- SEMICONDUCTORES INTRÍNSECOS. ESTRUCTURA CRISTALINA.

En los semiconductores más usuales, silicio y germanio, su estructura cristalina (disposición atómica que se repite periódicamente en tres dimensiones) es la que aparece reflejada en la Figura 1.4a y se denomina “**estructura diamantina**”.

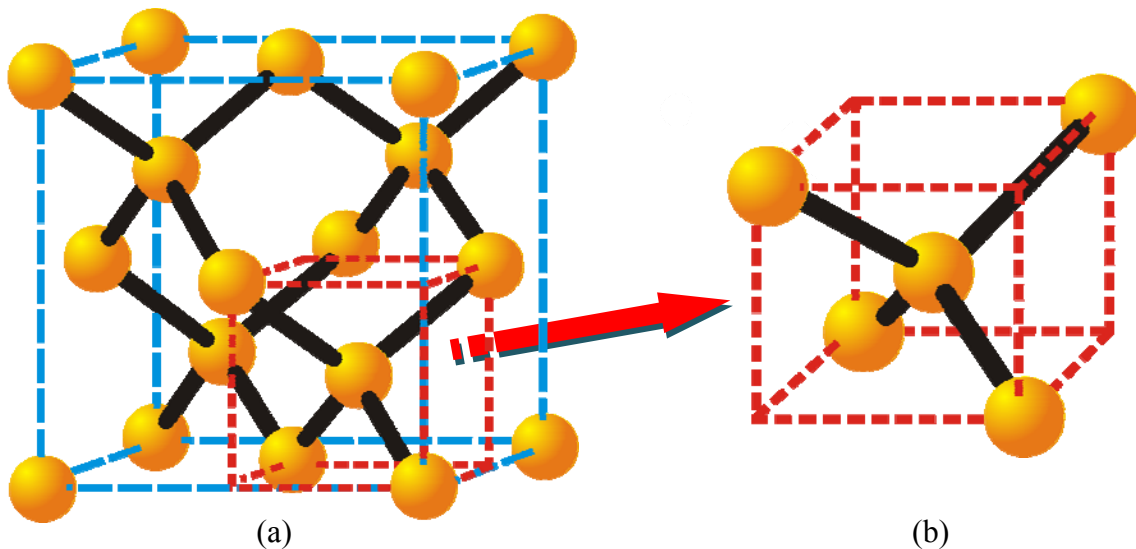


Figura 1.4.- (a) Celda unitaria en la estructura diamante. (b)Ampliación del vértice inferior.

Para comprenderla, hay que tener en cuenta que tanto el Si como el Ge poseen 4 electrones de valencia, esto es, 4 electrones externos. Pues bien, en la estructura diamantina, cada átomo está rodeado de 4 átomos vecinos y, además, cada átomo tiende a compartir uno de sus cuatro electrones de valencia con cada uno de los cuatro átomos vecinos de los que toma otro electrón en proceso análogo (Figura 1.4b). Las barras de conexión de la Figura pueden considerarse como pistas a lo largo de cada una de las cuales se mueven dos electrones en uno y otro sentido entre los átomos asociados. Esta disposición de pares de electrones compartidos entre átomos vecinos es lo que se denomina “**enlace covalente**”.

La Figura 1.5 es una representación en dos dimensiones de la estructura diamantina para un semiconductor puro (sin defectos ni elementos extraños) a una temperatura muy baja, esto es, cuando todos los electrones de valencia permanecen

ligados en los enlaces covalentes no disponiéndose, por lo tanto, de cargas libres que puedan moverse por el cristal bajo la presencia de un campo eléctrico externo aplicado. En este caso, el material se comporta como un aislante.

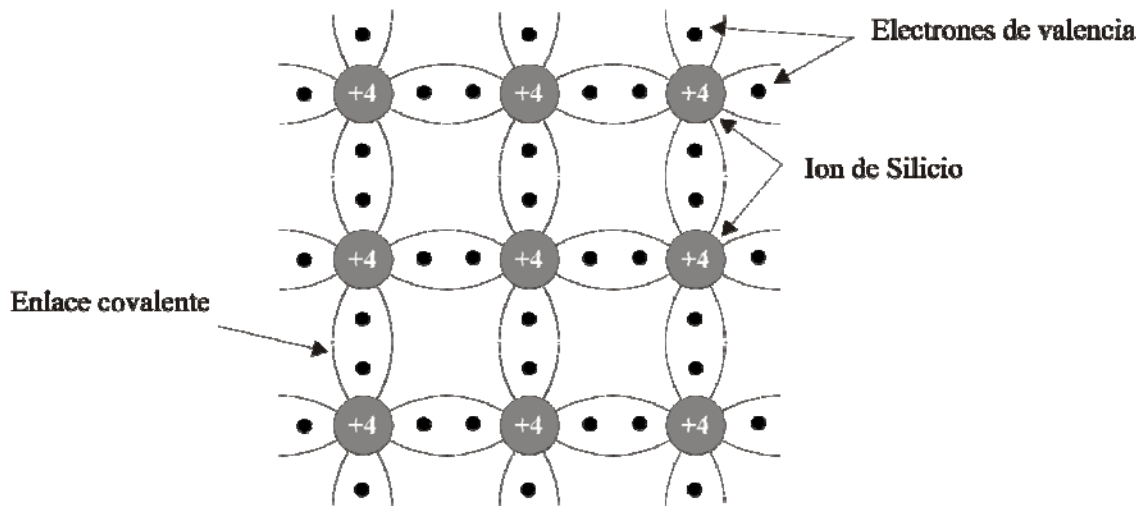


Figura 1.5.- Representación bidimensional de un cristal de silicio a bajas temperaturas.

Sin embargo, a temperaturas superiores, la vibración térmica de los átomos de la red cristalina da lugar a sacudidas en las que se rompen algunos enlaces covalentes disponiéndose, en tal caso, de cargas libres que pueden moverse por todo el cristal. Esta situación queda reflejada en la Figura 1.6. La energía necesaria para romper un enlace covalente ha de ser igual o mayor que E_G (el significado físico de este parámetro energético lo veremos posteriormente en el modelo de las bandas de energía). E_G es, en esencia, una energía de ionización, pero mucho menor que las energías de ionización de los átomos aislados ya que muchos átomos del cristal influyen sobre el movimiento de cada electrón ligado. Algunos datos: $E_G(\text{Si}) \approx 1,12 \text{ eV}$ y $E_G(\text{Ge}) \approx 0,7 \text{ eV}$ a $T_a = 300 \text{ K}$.

La peculiaridad más destacable de la vacante dejada en el enlace covalente es que se comporta como si fuera una nueva partícula libre de carga positiva $+q$ ($q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) y de masa comparable a la del electrón. Esta partícula aparente recibe el nombre de “**hueco**”.

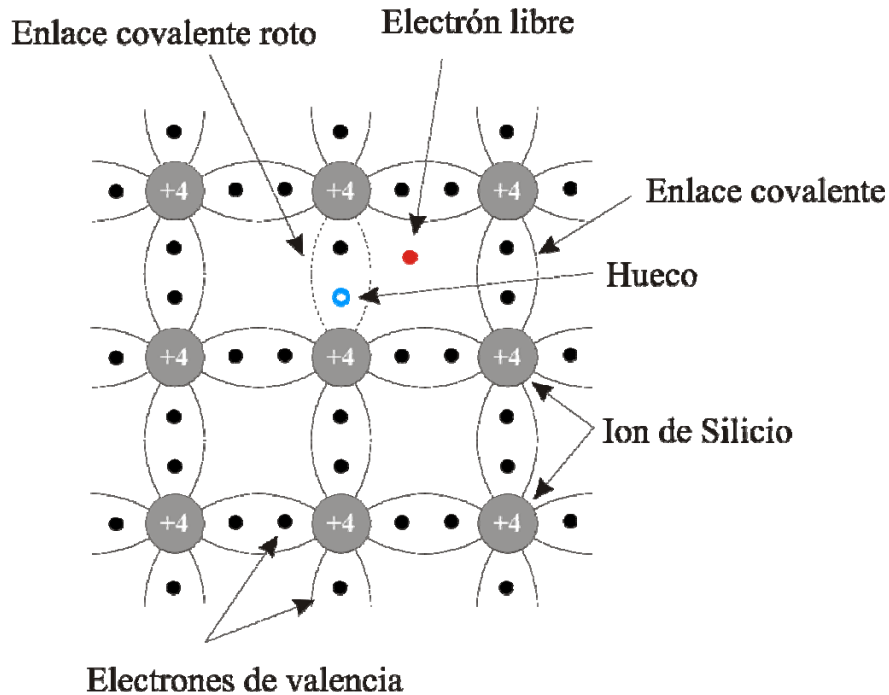


Figura 1.6.-. Cristal de silicio con un enlace covalente roto.

El mecanismo por el cual los huecos contribuyen a la conducción de corriente eléctrica puede explicarse cualitativamente como sigue: cuando un enlace está incompleto, de forma que hay un hueco, es relativamente fácil que un electrón ligado de un átomo vecino abandone el enlace covalente para llenar el hueco. Un electrón que deja su enlace para llenar un hueco deja, a su vez, otro hueco en su posición inicial. Por tanto, el hueco se mueve efectivamente en dirección contraria al electrón ligado. Es decir, el movimiento del hueco puede considerarse como la transferencia de la ionización de un átomo a otro efectuada por el movimiento de los electrones ligados entre sus enlaces covalentes. El electrón liberado inicialmente por la vibración térmica no interviene en este proceso y puede desplazarse de manera totalmente independiente. Se ha convertido en un “**electrón de conducción**”.

Por lo tanto, en un semiconductor intrínseco (entendiendo como tal un semiconductor en el que los átomos extraños se encuentran en una proporción no mayor de un átomo por cada 10^9 átomos del propio semiconductor) los electrones de conducción y los huecos se encuentran siempre en igual número, ya que al romper un enlace covalente se crean simultáneamente un electrón de conducción y un hueco que

pueden moverse con independencia uno del otro.

Además, se ha visto, que el número de portadores presentes en un semiconductor intrínseco es función de la temperatura de trabajo, T (ver Figura 1.7).

$$n(\text{número de } e^- / \text{cm}^3) = p(\text{número de } h^+ / \text{cm}^3) = f(T) = n_i(T)$$

siendo n_i la “**concentración intrínseca**” del material. En el caso del Si, a temperatura ambiente (300K):

$$n_i(\text{Si}, T_a) \cong 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

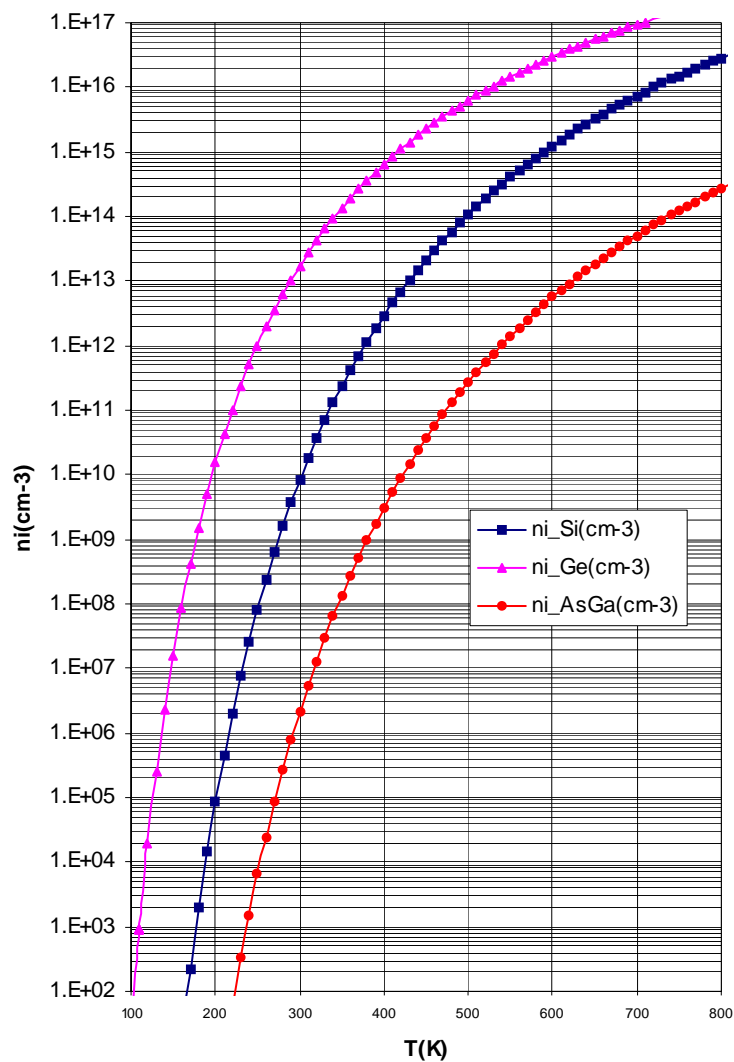


Figura 1.7.- Dependencia con la temperatura de la concentración intrínseca del Si, Ge y AsGa

1.4.- SEMICONDUCTORES EXTRÍNSECOS. IMPUREZAS DONADORAS Y ACEPTADORAS.

Puesto que los semiconductores intrínsecos presentan el mismo número de electrones de conducción que de huecos, no son lo suficientemente flexibles para la mayor parte de las aplicaciones prácticas de los semiconductores. Para aumentar el número de portadores, el procedimiento más común consiste en introducir, de manera controlada, una cierta cantidad de átomos de impureza obteniéndose lo que se denomina semiconductor extrínseco o dopado. En ellos, la conducción de corriente eléctrica tiene lugar, preferentemente, por uno de los dos tipos de portadores.

1.4.1.- Semiconductor de tipo n. Impurezas donadoras.

En la Figura 1.8 aparece reflejada la estructura de un cristal de Si que resulta cuando se ha sustituido uno de sus átomos por otro que posee cinco electrones de valencia. Dicho átomo encajará sin mayores dificultades en la red cristalina del Si. Cuatro de sus cinco electrones de valencia completarán la estructura de enlaces, quedando el quinto electrón débilmente ligado al átomo. A temperatura ambiente e incluso inferiores, este electrón se libera con facilidad y puede entonces moverse por la red cristalina, por lo que constituye un portador. Es importante señalar que, cuando se libera este electrón, en la estructura de enlaces no queda ninguna vacante en la que pueda caer otro electrón ligado. A estos elementos que tienen la propiedad de ceder electrones libres sin crear huecos al mismo tiempo se les denomina **donantes o impurezas donadoras** y se dice que hacen al semiconductor de tipo n porque a dicha temperatura tenemos muchos más electrones (portadores **negativos**) que huecos.

Indudablemente, siempre tendremos algunos huecos debido a los enlaces covalentes rotos a dicha temperatura. Es decir, en un semiconductor tipo n, los electrones de conducción son los portadores mayoritarios (aunque no exclusivos).

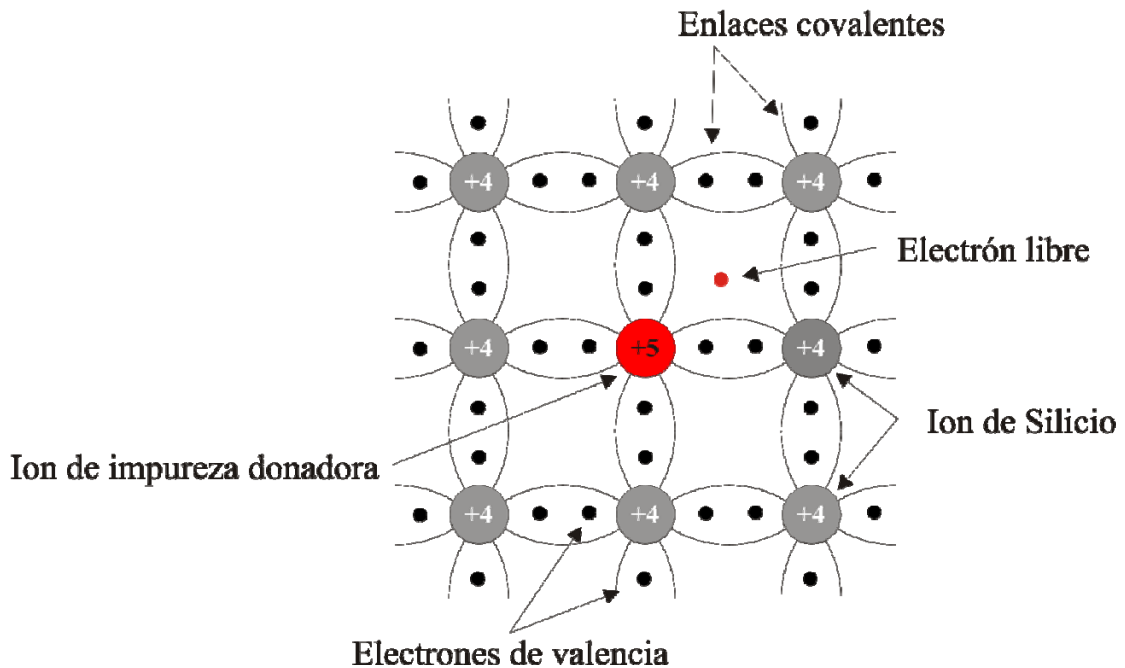


Figura 1.8.- Red de cristal con un átomo de silicio desplazado por un átomo impurificador pentavalente

1.4.2.- Semiconductor de tipo p. Impurezas aceptadoras.

Un razonamiento similar se puede hacer cuando sustituimos un átomo de Si por otro que tenga tres electrones de valencia (ver Figura 1.9). Dicho átomo no completa la estructura de enlaces: de ahí que a temperatura ambiente e incluso inferiores un electrón ligado de un átomo vecino pase fácilmente a ocupar dicha vacante completando, de esta forma, la estructura de enlaces y creando al mismo tiempo un hueco. A estos elementos que tienen predisposición para aceptar electrones ligados se les conoce con el nombre de **aceptadores o impurezas aceptadoras** y se dice que hacen al material de tipo p ya que éste conduce fundamentalmente, aunque no de forma exclusiva, mediante los huecos cargados positivamente. Por lo tanto, en un semiconductor de tipo p, los huecos son los portadores mayoritarios y los electrones los minoritarios, es decir, siempre existen unos pocos electrones que proceden de la rotura estadística de enlaces covalentes a dicha temperatura.

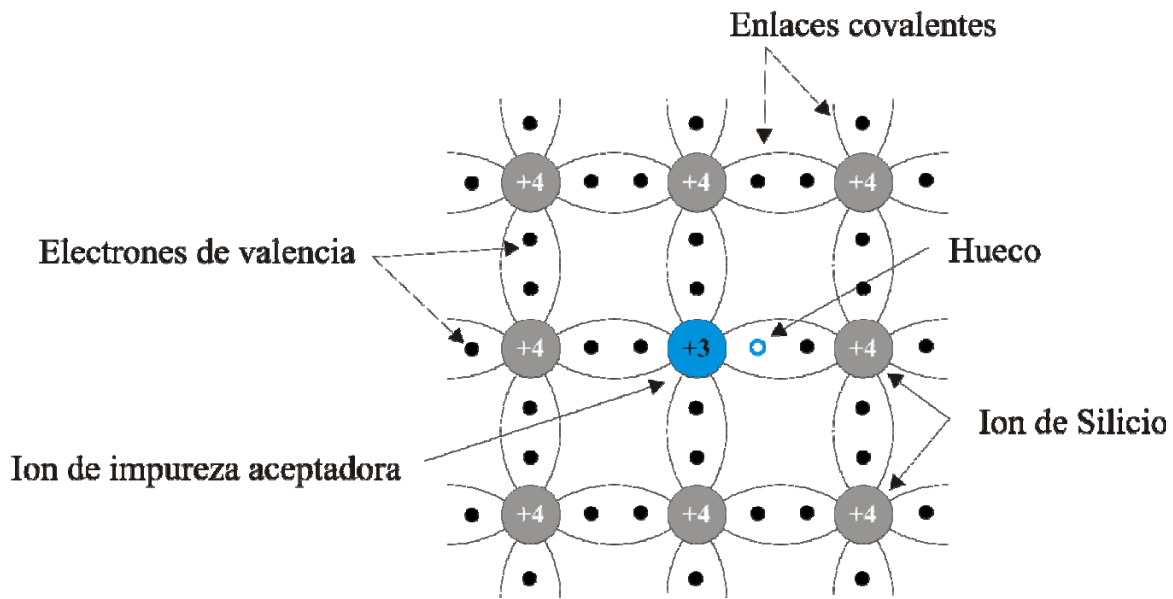


Figura 1.9.- Red de cristal con un átomo de silicio desplazado por un átomo impurificador trivalente.

Entre los donantes más corrientes para el Si se encuentran el fósforo, el arsénico o el antimonio, siendo el fósforo el más común (ver Figura 1.10).

Entre los aceptadores habituales para el Si se encuentran el boro, el galio, el indio o el aluminio, siendo el boro el más común (Figura 1.10).

	I	II											III	IV	V	VI	VII	VIII	
1	H ₁																		He ₂
2	Li ₃	Be ₄											B ₅	C ₆	N ₇	O ₈	F ₉	Ne ₁₀	
3	Na ₁₁	Mg ₁₂											Al ₁₃	Si ₁₄	P ₁₅	S ₁₆	Cl ₁₇	Ar ₁₈	
4	K ₁₉	Ca ₂₀	Sc ₂₁	Ti ₂₂	V ₂₃	Cr ₂₄	Mn ₂₅	Fe ₂₆	Co ₂₇	Ni ₂₈	Cu ₂₉	Zn ₃₀	Ga ₃₁	Ge ₃₂	As ₃₃	Se ₃₄	Br ₃₅	Kr ₃₆	
5	Rb ₃₇	Sr ₃₈	Y ₃₉	Zr ₄₀	Nb ₄₁	Mo ₄₂	Tc ₄₃	Ru ₄₄	Rh ₄₅	Pd ₄₆	Ag ₄₇	Cd ₄₈	In ₄₉	Sn ₅₀	Sb ₅₁	Te ₅₂	I ₅₃	Xe ₅₄	
6	Cs ₅₅	Ba ₅₆	La ₅₇	Hf ₇₂	Ta ₇₃	W ₇₄	Re ₇₅	Os ₇₆	Ir ₇₇	Pt ₇₈	Au ₇₉	Hg ₈₀	Tl ₈₁	Pb ₈₂	Bi ₈₃	Po ₈₄	At ₈₅	Rn ₈₆	
7	Fr ₈₇	Ra ₈₈	Ac ₈₉	Rf ₁₀₄	Db ₁₀₅	Sg ₁₀₆	Bh ₁₀₇	Hs ₁₀₈	Mt ₁₀₉	Uun ₁₁₀	Uuu ₁₁₁	Uub ₁₁₂	Uut ₁₁₃	Uuq ₁₁₄	Uup ₁₁₅	Uuh ₁₁₆	Uus ₁₁₇	Uuo ₁₁₈	
			La ₅₇	Ce ₅₈	Pr ₅₉	Nd ₆₀	Pm ₆₁	Sm ₆₂	Eu ₆₃	Gd ₆₄	Tb ₆₅	Dy ₆₆	Ho ₆₇	Er ₆₈	Tm ₆₉	Yb ₇₀	Lu ₇₁		
			Ac ₈₉	Th ₉₀	Pa ₉₁	U ₉₂	Np ₉₃	Pu ₉₄	Am ₉₅	Cm ₉₆	Bk ₉₇	Cf ₉₈	Es ₉₉	Fm ₁₀₀	Md ₁₀₁	No ₁₀₂	Lr ₁₀₃		

Figura 1.10.- Tabla periódica

Finalmente, es de señalar, que cuando el átomo donador (o aceptador) cede (o admite) electrones queda cargado positivamente (o negativamente). Sin embargo, el ión correspondiente tiene su estructura de enlaces completa. Es una carga fija que no puede contribuir a la conducción de corriente eléctrica.

1.5.- MODELO DE BANDAS DE ENERGÍA. TERMINOLOGÍA RELACIONADA CON LOS SEMICONDUCTORES.

En este apartado vamos a analizar de nuevo las peculiaridades de la conducción eléctrica en los semiconductores, pero desde un punto de vista energético. Para ello, habrá que analizar las energías de los electrones, pero no en el caso de un átomo aislado, sino cuando estos átomos forman un sólido.

El cálculo de estas energías, así como el desglose de los niveles energéticos de los átomos aislados en bandas de energía cuando estos átomos forman un sólido, es competencia de la Mecánica Cuántica y se escapa del alcance de este curso (ver Figuras 1.11 y 1.12). A nosotros nos interesa en este nivel el resultado final. Más concretamente, nos interesan las energías de los electrones de valencia, es decir, de los electrones más exteriores que serán los que se vean afectados, en gran medida, por la proximidad de otros átomos (cuando estos forman un sólido).

Pues bien, resulta que en el caso de un semiconductor intrínseco, de un semiconductor puro, a temperaturas muy bajas, es decir, cuando no hay prácticamente agitación térmica en el cristal, o lo que es lo mismo, cuando todos los electrones de valencia se encuentran ligados a sus enlaces covalente correspondientes, desde el punto de vista energético, estos electrones se encuentran en una banda conocida como **BANDA DE VALENCIA** que se encuentra totalmente ocupada. La banda superior de estados permitidos se conoce con el nombre de **BANDA DE CONDUCCIÓN** que en este caso estará totalmente vacía ya que, de momento, no disponemos de portadores libres que puedan moverse por el cristal. Entre ambas, existe una banda de estados no

permitidos denominada **BANDA PROHIBIDA** o **gap de energías** (Figura 1.12).

¿Cómo visualizamos los portadores, es decir, los electrones y los huecos en el modelo de las bandas de energía? (ver Figura 1.13).

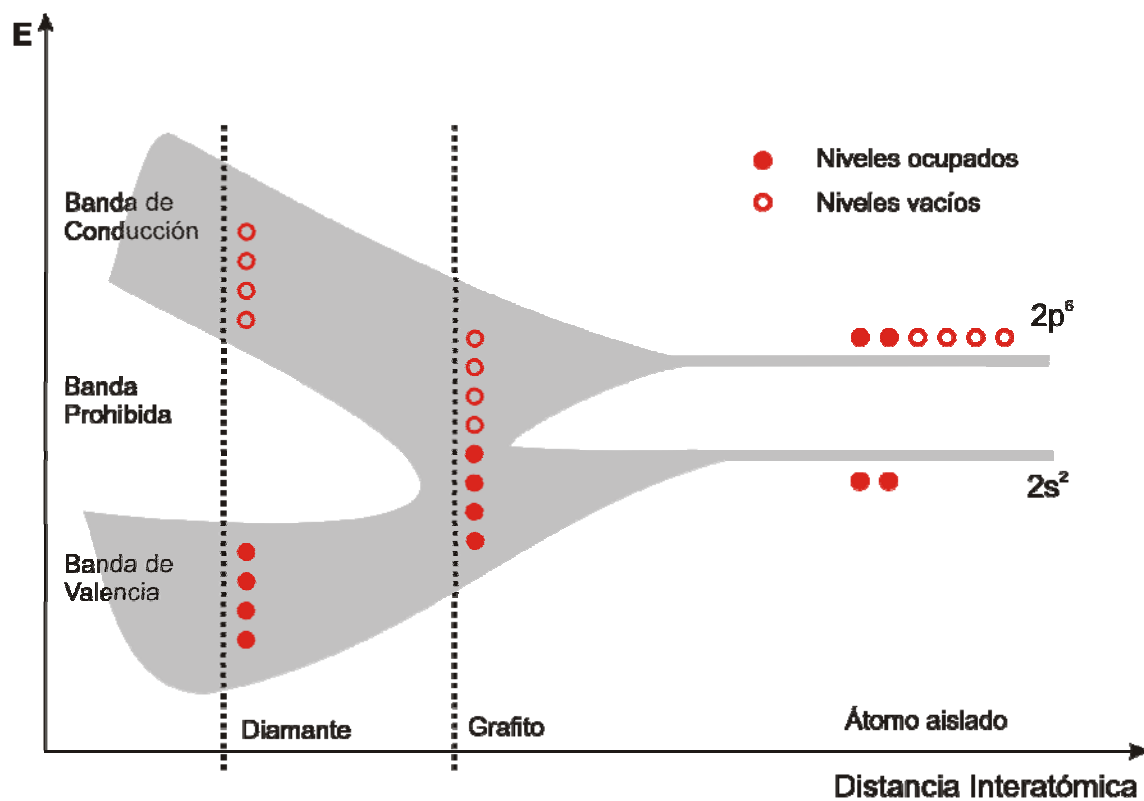


Figura 1.11.- Bandas de energía en los sólidos cristalinos

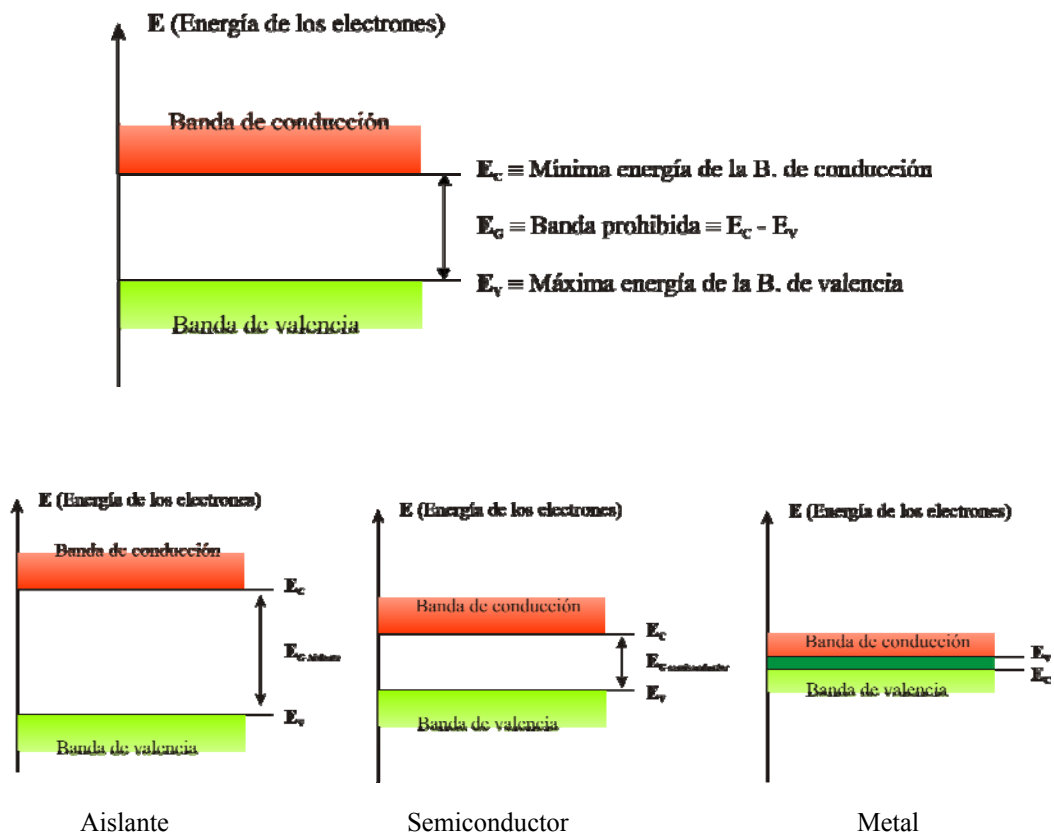


Figura 1.12.- Visualización simplificada del modelo de bandas de energía

Lo primero que observamos en la Figura 1.13-a es que si no hay enlaces covalentes rotos o, lo que es equivalente, si la BANDA DE VALENCIA está totalmente ocupada, no hay portadores. Es decir, en este caso, sólo disponemos del movimiento de electrones ligados entre enlaces covalentes, pero tantos electrones se van a mover en un sentido como en sentido contrario y, por lo tanto, el movimiento neto es nulo. Es decir, en una banda totalmente ocupada es imposible obtener un movimiento resultante. La situación reflejada en (a) es la que se da en los semiconductores a muy bajas temperaturas. De ahí que a dichas temperaturas se comporten como aislantes.

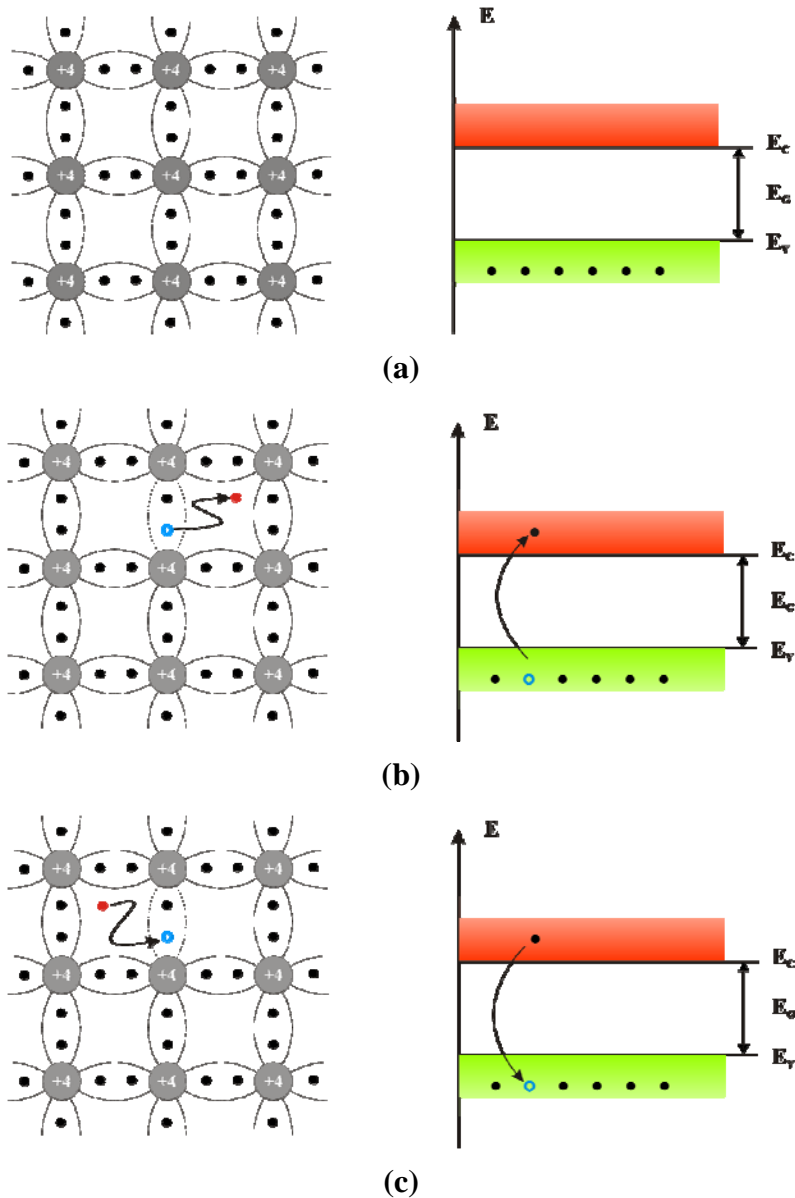


Figura 1.13.- Representación gráfica de los portadores utilizando el modelo de enlace (izquierda) y el modelo de las bandas de energía (derecha); (a) caso sin portadores; (b) Rotura de un enlace; (c) Formación de un enlace.

Al aumentar la temperatura aumenta el movimiento aleatorio de agitación térmica, pudiéndose romper algunos enlaces covalentes y creándose, de esta forma, pares electrón-hueco. Desde el punto de vista energético, esta situación aparece reflejada en las Figuras 1.13-b y 1.13-c. La rotura de un enlace covalente equivale al paso de un electrón desde la BANDA DE VALENCIA hasta la BANDA DE CONDUCCIÓN, quedando de esta forma las dos bandas parcialmente llenas, lo que

implica que al aplicar un campo eléctrico exterior es posible obtener un movimiento resultante en ambas. Los electrones de la banda de conducción son los electrones liberados del enlace covalente a los que a partir de ahora designaremos simplemente “electrones”. El estado vacío que ha quedado en la banda de valencia puede ser ocupado por otros electrones ligados, por otros electrones de valencia, o lo que es lo mismo, podemos imaginarnos a dicho estado vacío moviéndose por la estructura. Lo que acabamos de describir, es el segundo tipo de portador que se encuentra en los semiconductores, el “hueco”.

El modelo de bandas de energía que se acaba de presentar no es exclusivo de los semiconductores, sino que puede aplicarse a todos los materiales. Desde el punto de vista energético, la diferencia entre un metal, aislante y semiconductor radica en su gap de energía, E_G , o lo que es lo mismo, en el número de portadores libres de los que se puede disponer a una misma temperatura T (ver Figura 1.12). Algunos datos:

- $E_G \approx 8 \text{ eV}$ (SiO_2)
- $E_G \approx 5 \text{ eV}$ (Diamante)
- $E_G \approx 1,42 \text{ eV}$ (GaAs)
- $E_G \approx 1,12 \text{ eV}$ (Si)
- $E_G \approx 0,7 \text{ eV}$ (Ge)

Como puede observarse en la Figura 1.12, la banda prohibida de los aislantes es muy grande, de ahí que incluso a temperatura ambiente, $T^a = 300 \text{ K}$, se disponga de muy pocos portadores libres, lo que implica que son malos conductores. En el extremo opuesto se encuentran los metales con bandas prohibidas muy estrechas o inexistentes porque la banda de valencia y banda de conducción se superponen en una sola, de ahí que prácticamente siempre vamos a disponer de una banda parcialmente ocupada en la que es posible obtener un movimiento neto como resultado de la aplicación de un campo eléctrico. En una situación intermedia se encuentran los semiconductores, en los cuales, a $T^a = 300 \text{ K}$, es posible disponer de una cantidad moderada de portadores libres porque su gap energético no es excesivo. Esto hace que a temperatura ambiente no sean ni buenos aislantes ni excelente conductores.

Finalmente, falta por analizar el papel de las impurezas desde el punto de vista energético. Para ello, basta con recordar que una impureza donadora posee un quinto electrón ligado a ella que no se encuentra en ningún enlace covalente, pero que tampoco tiene libertad para deambular libremente por el cristal. Es decir, este quinto electrón posee una energía que no pertenece ni a la banda de valencia ni a la banda de conducción del semiconductor puro. Sin embargo, a nada que le suministremos una pequeña cantidad de energía es capaz de convertirse en un portador libre. Por lo tanto, si queremos indicar el estado de dicho electrón en el diagrama de bandas lo debemos de situar muy cerca de la banda de conducción (Figura 1.14). Normalmente, los estados energéticos de las impurezas donadoras y aceptadoras se representan por líneas discontinuas.

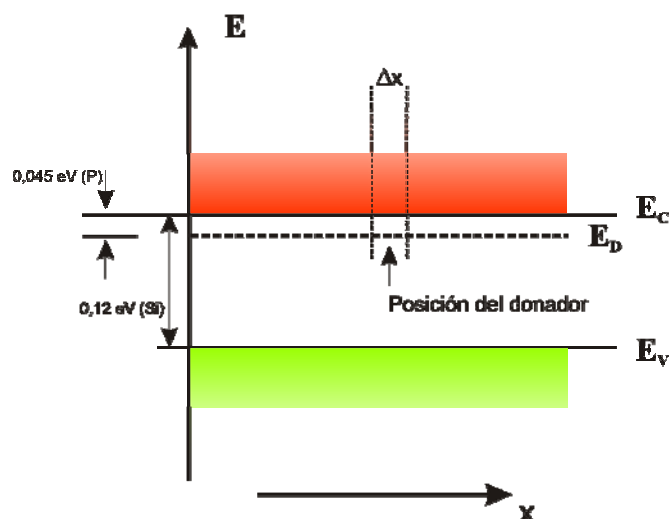


Figura 1.14.- Inclusión de los niveles donadores $E = E_D$ al diagrama de bandas de energía. Las líneas discontinuas de anchura Δx indican la naturaleza localizada de los estados donadores.

Puede seguirse el mismo razonamiento para el caso de las impurezas aceptadoras. El estado energético del enlace covalente no completo se situará muy próximo a la banda de valencia, de forma que a nada que se aporte energía, puedan pasar a él con facilidad electrones de la banda de valencia.

En la Figura 1.15 se muestra el comportamiento de las impurezas donadoras y aceptadoras en función de la T utilizando el diagrama de bandas de energía. A

temperaturas muy bajas, próximas a 0 K, todos los niveles donadores están ocupados y los aceptadores vacíos puesto que no hay energía suficiente para que se realicen transiciones electrónicas. A medida que aumentamos la T, los electrones de los niveles donadores pasan a la banda de conducción y los electrones de la banda de valencia a los niveles aceptadores creando huecos en la banda de valencia y produciendo la ionización de las impurezas correspondientes. A $T^a = 300$ K, se puede asegurar la ionización total de las impurezas donadoras y aceptadoras, o lo que es lo mismo, la práctica totalidad de los electrones en la banda de conducción y de los huecos de la banda de valencia proceden de la ionización de dichas impurezas. Decimos práctica totalidad porque siempre se habrán creado pares adicionales electrón-hueco que proceden de la rotura estadística de enlaces covalentes. Es decir, los procesos anteriormente descritos son los primarios, los que tienen mayor probabilidad de ocurrir.

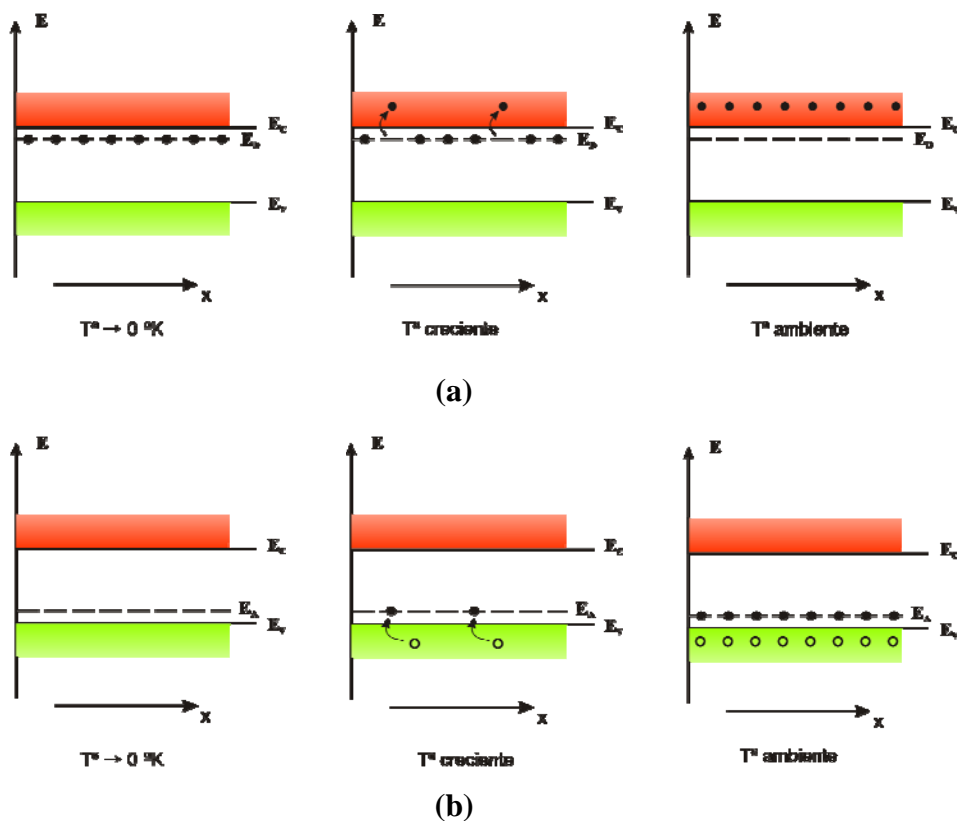


Figura 1.15.- Representación gráfica de la acción (a) donadora y (b) aceptadora utilizando el modelo de bandas de energía

Terminología relacionada con los semiconductores

Semiconductor intrínseco: semiconductor no dopado consistente en un material semiconductor extremadamente puro, que contiene cantidades insignificantes de átomos de impureza; un semiconductor cuyas propiedades son inherentes al mismo.

Dopantes: átomos de impureza específicos que se añaden a los semiconductores en dosis controladas con la intención deliberada de incrementar las concentraciones de electrones o de huecos.

Semiconductor extrínseco: semiconductor dopado; un semiconductor cuyas propiedades están controladas por los átomos de impureza añadidos.

Donador: átomo de impureza que incrementa la concentración de electrones; dopante tipo n.

Aceptor: átomo de impureza que incrementa la concentración de huecos; dopante de tipo p.

Material tipo n: material dopado con donadores; un semiconductor que contiene más electrones que huecos.

Material tipo p: material dopado con aceptadores; un semiconductor que contiene más huecos que electrones.

Portador mayoritario: el portador más abundante en una muestra de semiconductor dada; electrones en un material tipo n, huecos en un material tipo p.

Portador minoritario: el portador menos abundante en una muestra de semiconductor dada; huecos en un material tipo n, electrones en un material tipo p.

1.6.- SITUACIÓN DE EQUILIBRIO TERMODINÁMICO. LEY DE ACCIÓN DE MASAS.

1.6.1.- Equilibrio Termodinámico

En equilibrio termodinámico, no existe ninguna causa externa actuando sobre el material. Sólo tenemos la energía térmica debida a la temperatura.

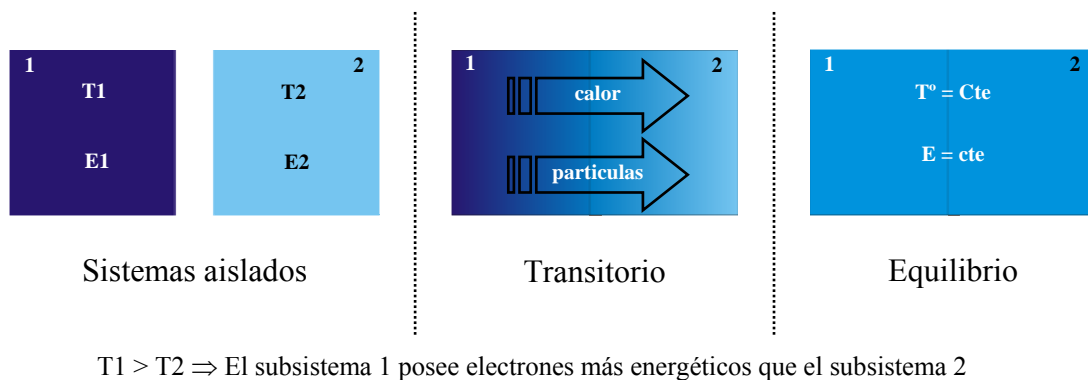


Figura 1.16.- Definición de la situación de equilibrio

Dos subsistemas en contacto, con posibilidad de intercambiar temperatura, T , y partículas, se dice que está en equilibrio cuando entre ellos no existe ningún flujo neto de energía (térmica) ni de partículas. Es decir, cuando la temperatura y la concentración de partículas se mantienen a lo largo de todo el sistema (Figura 1.16).

Una imagen mental útil del equilibrio termodinámico es la de una película, de cualquier suceso, que pudiera proyectarse hacia delante y hacia atrás sin que el espectador sea capaz de detectarlo. Esto es, en equilibrio termodinámico las concentraciones de electrones y de huecos, n y p , varían. En realidad, lo que permanece constante es su valor promedio.

1.6.2.- Ley de Acción de Masas

En la mayor parte de las temperaturas de interés para nosotros, hay suficiente energía térmica para romper enlaces covalentes creando, por lo tanto, pares e^-h^+ . En el equilibrio termodinámico, existe un equilibrio dinámico en el cual continuamente se están rompiendo enlaces covalentes, generando pares e^-h^+ y, al mismo tiempo, algunos de los electrones libres pierden su energía completando enlaces covalentes, recombinando pares e^-h^+ . La rapidez de generar pares e^-h^+ , G , depende de la T y del semiconductor por lo que podemos escribir:

$$G_{th} = f_1(T)$$

Por otra parte, la rapidez con la que se recombina un par e^-h^+ depende de T , del material y de la concentración de e^- y h^+ que tengamos, puesto que tienen que encontrarse un e^- y un h^+ para que tenga lugar la recombinación. Por lo tanto,

$$R_{th} = n \cdot p \cdot f_2(T)$$

En el equilibrio, la rapidez de generación ha de ser igual a la de recombinación:

$$G_{th} = R_{th} \quad f_1(T) = n \cdot p \cdot f_2(T)$$

$$n \cdot p = \frac{f_1(T)}{f_2(T)}$$

$$\boxed{n \cdot p = f(T)}$$

Esta ecuación pone de manifiesto que las concentraciones de e^- y h^+ en un semiconductor en equilibrio termodinámico no son cualesquiera, sino que están relacionadas. Es más, esa relación es una característica del material y función de T .

Si aplicamos dicho resultado al caso de un semiconductor intrínseco, resulta que:

$$\boxed{n \cdot p = f(T) = n_i^2} \quad \text{Ley de Acción de Masas} \quad (1.1)$$

Puesto que la concentración intrínseca, n_i , es característica del semiconductor para cada temperatura T , se suele reemplazar $f(T)$ por n_i^2 obteniendo lo que se denomina la “**Ley de Acción de Masas**” que es una de las ecuaciones fundamentales del equilibrio termodinámico y permite, conocida la concentración de uno de los portadores, deducir la del otro. Dicha ecuación pone también de manifiesto que si aumentamos el número de electrones en un semiconductor (agregando, por ejemplo, impurezas donadoras), automáticamente disminuye la concentración de huecos, de manera que, el producto $p \cdot n = cte$ a dicha T . (Recordar que n_i representa el número de enlaces covalentes rotos a dicha T si el material fuera intrínseco \Leftrightarrow número de pares e^- - h^+ que existirían a dicha T si el material fuera intrínseco).

Algunos datos:

$$\left. \begin{array}{l} n_i \cong 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ en } GaAs \\ \cong 1,25 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ en } Si \\ \cong 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ en } Ge \end{array} \right\} \text{ a temperatura ambiente, } T_a = 300 \text{ K}$$

Por lo tanto, si el material es intrínseco

$$n = p \quad \Rightarrow \quad n^2 = n_i^2 \quad \Rightarrow \quad n = n_i$$

1.7.- SEMICONDUCTORES HOMOGÉNEOS. ECUACIÓN DE NEUTRALIDAD DE LA CARGA.

En la Ley de Acción de Masas, ecuación (1.1), no aparece de forma explícita la concentración de impurezas introducidas en el semiconductor. La ecuación de neutralidad de la carga es, precisamente, la que establece la relación entre concentración de portadores y de impurezas.

Para ello, vamos a considerar un semiconductor uniformemente dopado, es decir, un semiconductor en el que en todo punto el número de átomos de impureza/cm³ sea el mismo. En tal caso, no existen disociaciones de carga y el semiconductor no sólo es globalmente neutro, sino que también lo será localmente. Es decir, en cada punto del semiconductor el balance neto de todas las cargas ha de ser nulo.

$$\boxed{p + N_D^+ - n - N_A^- = 0} \quad \text{Ecuación de neutralidad de la carga a una temperatura T}$$

$N_D^+ \equiv$ concentración de impurezas donadoras ionizadas

$N_A^- \equiv$ concentración de impurezas aceptadoras ionizadas

Ahora bien, nosotros siempre nos vamos a mover a T_a , temperatura a la cual se supone que existe la suficiente energía térmica para ionizar todas las impurezas, con lo cual:

$$\boxed{p + N_D - n - N_A = 0} \quad \text{Ecuación de neutralidad de la carga que supone ionización total de las impurezas} \quad (1.2)$$

Cálculo de los electrones y los huecos

Nos encontramos ya en disposición de poder calcular las concentraciones de e^- y h^+ , en situación de equilibrio, para un semiconductor uniformemente dopado.

DATOS

- Semiconductor y T de trabajo \Rightarrow se conoce n_i
- Semiconductor uniformemente dopado \Rightarrow se conocen N_A y N_D

HIPÓTESIS ADMITIDAS COMO VÁLIDAS

- Semiconductor no-degenerado
- Ionización total de las impurezas

Por lo tanto, para calcular n y p bastará con resolver el sistema formado por la Ley de Acción de Masas y la Ecuación de Neutralidad de la Carga:

$$\left. \begin{array}{l} p \cdot n = n_i^2 \\ p + N_D = n + N_A \end{array} \right\} \Rightarrow p = n - (N_D - N_A)$$

$$n^2 - (N_D - N_A)n - n_i^2 = 0$$

$$n = \frac{(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2}}{2} \quad (a) \tag{1.3}$$

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

En las ecuaciones (1.3), sólo se ha considerado la raíz positiva, puesto que n y p han de ser mayores que cero. Las ecuaciones (1.3) son soluciones generales que se pueden simplificar en un gran número de casos:

1. **Semiconductor intrínseco:** $N_A = N_D = 0 \Rightarrow \boxed{n = p = n_i}$ (1.4)

resultado ya conocido.

2. **Semiconductor dopado en el que $N_D - N_A \cong N_D \gg n_i$ o bien $N_A - N_D \cong N_A \gg n_i$.** Este es un caso muy habitual, para ello hay que recordar que $n_i(T^a) \cong 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ en el Si y que el número de impurezas introducidas casi nunca es

inferior a 10^{14} cm^{-3} , con lo cual, en el radicando $(N_D - N_A)^2 \gg n_i^2$ o bien $(N_A - N_D)^2 \gg 4n_i^2$, es decir, obtenemos que,

$$\left. \begin{array}{l} n \cong N_D - N_A \cong N_D \\ p = \frac{n_i^2}{N_D} \end{array} \right\} \text{ Semiconductor extrínseco tipo n} \quad (1.5)$$

$$\left. \begin{array}{l} p \cong N_A - N_D \cong N_A \\ p = \frac{n_i^2}{N_A} \end{array} \right\} \text{ Semiconductor extrínseco tipo p} \quad (1.6)$$

La ecuación (1.5) pone de manifiesto que, en un semiconductor dopado sólo con N_D o bien con N_D y N_A pero predominando N_D , la casi totalidad de los electrones en la banda de conducción proceden de la ionización de las impurezas donadoras. Indudablemente, siempre existirán algunos huecos procedentes de la rotura estadística de enlaces covalentes, pero en menor cuantía. Por lo tanto,

$$n_{TOTAL} = N_D + p \cong N_D$$

El mismo razonamiento puede seguirse para la ecuación (1.6).

3. **Semiconductor dopado en el que $n_i \gg |N_D - N_A|$.** Al aumentar la T por encima de la temperatura ambiente, aumenta el movimiento aleatorio de agitación térmica \Rightarrow número de enlaces covalentes rotos aumenta $\Leftrightarrow n_i$ aumenta, pudiendo llegar a sobrepasar al número de impurezas ionizadas (que coincidirá ya con el número de impurezas introducidas). En tal caso, el término dominante en los radicandos de las ecuaciones (1.3) es $4n_i^2$, resultando:

$$\boxed{n \cong p \cong n_i}$$

Es decir, todos los semiconductores se vuelven intrínsecos a temperaturas suficientemente altas cuando $n_i \gg |N_D - N_A|$