

**Tema 1**

***INTRODUCCIÓN A LOS SEMICONDUCTORES.***

- 1.- Introducción
- 2.- Clasificación de los materiales.
- 3.- Semiconductores intrínsecos. Estructura cristalina.
- 4.- Semiconductores extrínsecos. Impurezas donadoras y aceptadoras.
  - 4.1.- Semiconductores tipo n. Impurezas donadoras.
  - 4.2.- Semiconductores tipo p. Impurezas aceptadoras.
- 5.- Modelo de las bandas de energía.
- 6.- Conducción en metales y semiconductores.

## 1.- INTRODUCCIÓN.

La gran mayoría de los dispositivos de estado sólido que actualmente hay en el mercado, se fabrican con un tipo de materiales conocido 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. Veremos, además, el dopado de un semiconductor con impurezas para controlar su funcionamiento.

El estudio anterior puede abordarse desde dos puntos de vista:

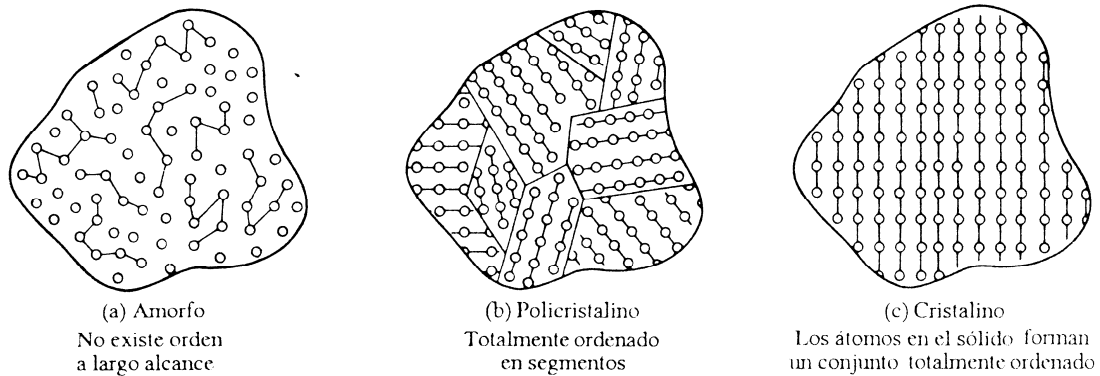
- Basándonos en la estructura cristalina de los semiconductores y, más concretamente, en el enlace covalente.
- Desde el punto de vista energético, es decir, a través del modelo de las bandas de energía.

En este capítulo se abordarán ambos puntos de vista.

## 2.- CLASIFICACION DE LOS MATERIALES.

La materia, en general, está constituida por átomos formados por un núcleo cargado positivamente rodeado de los electrones necesarios que hacen que el átomo sea eléctricamente neutro. Los electrones se distribuyen en órbitas que rodean al núcleo. Los electrones de la última órbita se denominan 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 importante en la determinación de sus propiedades específicas. Atendiendo a esta disposición atómica, un sólido puede ser: amorfo, policristalino o cristalino.



**Figura 1.1.-** Clasificación general de los sólidos basada en el grado de orden atómico: (a) amorfo, (b) policristalino y (c) cristalino

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 una porción de dicho material, se puede reproducir con facilidad la disposición atómica en otra porción del mismo. Finalmente se encuentran los sólidos policristalinos que constituyen un caso intermedio, en el cual el sólido está formado por subsecciones cristalinas no homogéneas entre sí.

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: conductores, semiconductores y aislantes. En los buenos conductores metálicos, tales como el Cu, Ag y Al, sus 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 1.2.*). 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, entonces, lugar a consecuencia del movimiento neto de dichos  $\text{e}^-$  libres al someterles a la acción de un campo eléctrico aplicado. Su resistividad  $\rho \sim 10^{-5}, 10^{-6} \Omega\cdot\text{cm}$  a temperatura ambiente. En el extremo opuesto se encuentran los aislantes. En ellos, en un amplio rango de temperaturas, prácticamente todos los  $\text{e}^-$  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  $\rho \sim 10^{18} \Omega \cdot \text{cm}$  a temperatura ambiente. Finalmente, existen otros materiales que a temperatura ambiente son a la vez malos conductores y malos aislantes. Son los denominados semiconductores. Su  $10^{-3} \leq \rho \leq 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$  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.

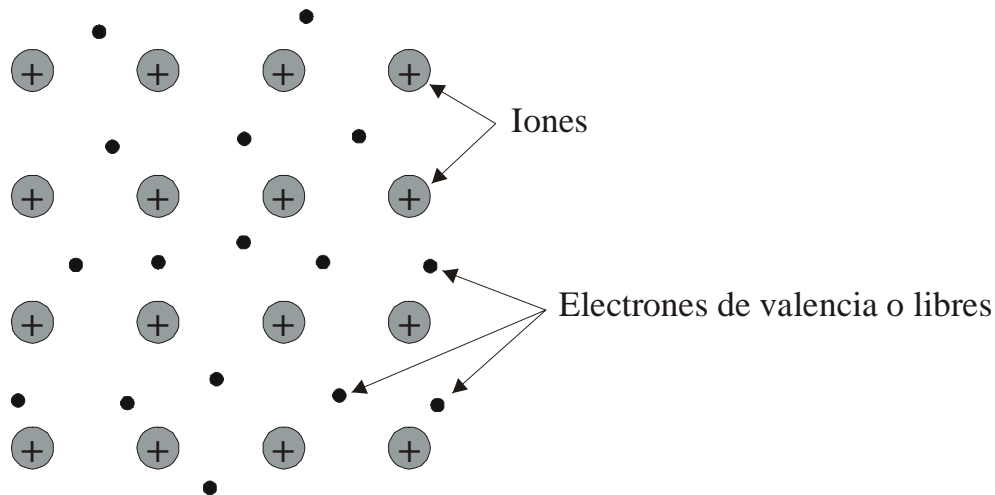


Figura 1.2.- Disposición esquemática de los átomos en un plano del metal (átomos monovalentes). Los puntos negros representan el gas electrónico, y cada átomo ha contribuido con un electrón a este gas.

### 3.- SEMICONDUCTORES INTRINSECOS. ESTRUCTURA CRISTALINA

En los semiconductores más usuales (Si, Ge) su estructura cristalina (disposición atómica que se repite periódicamente en tres dimensiones) es la que aparece reflejada en la figura 3 y se denomina “estructura diamantina”. Para comprenderla, hay que tener en cuenta que tanto el Si como el Ge poseen cuatro  $e^-$  de valencia, esto es, 4  $e^-$  externos.

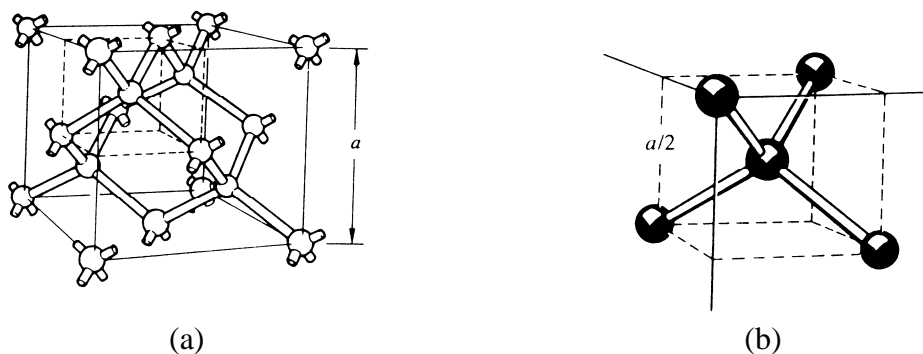
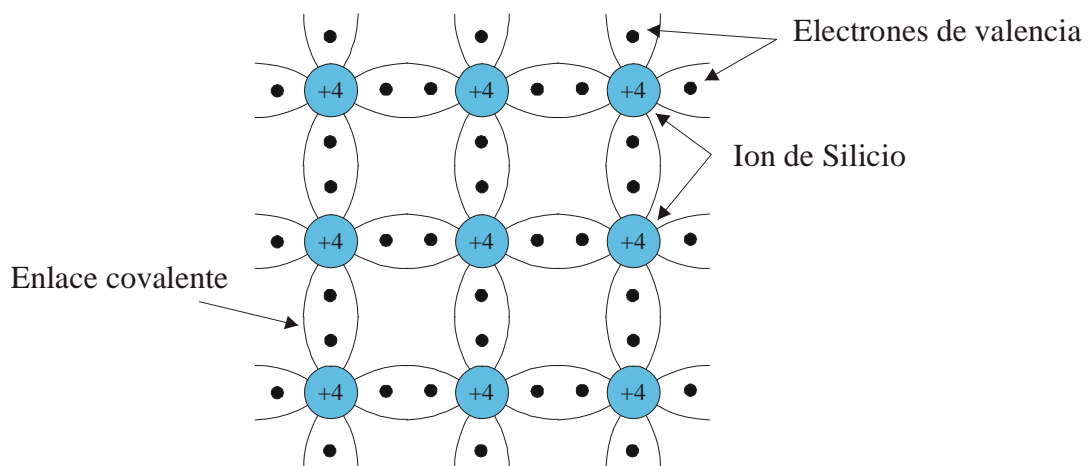


Figura 1.3.- (a) Celda unitaria de la estructura de diamante. (b) ampliación del vértice superior de la red de diamante de (a)

Pues bien, en la estructura diamantina, cada átomo está rodeado de 4 átomos vecinos y además cada átomo tiende a compartir uno de sus 4  $e^-$  de valencia con cada uno de los 4 átomos vecinos de los que toma otro  $e^-$  en proceso análogo. Las barras de conexión de la figura pueden considerarse como pistas a lo largo de cada una de las cuales se mueven dos  $e^-$  en uno y otro sentido entre los átomos asociados. Esta disposición de pares de  $e^-$  compartidos es lo que se denomina enlace covalente.

La *Figura 1.4.* 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  $e^-$  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 es un aislante.



*Figura 1.4.- Representación bidimensional de un cristal de silicio.*

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 5. La energía necesaria para romper un enlace covalente, ha de ser  $\geq E_G$  (el significado físico de este parámetro energético lo veremos más adelante 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  $e^-$  ligado.

$E_G|_{Si} \approx 1,12 \text{ eV}$  y  $E_G|_{Ge} \approx 0,7 \text{ eV}$  a temperatura ambiente (300 K). La ausencia del  $e^-$  en el enlace covalente de la *Figura 1.5.* está representada por un pequeño círculo.

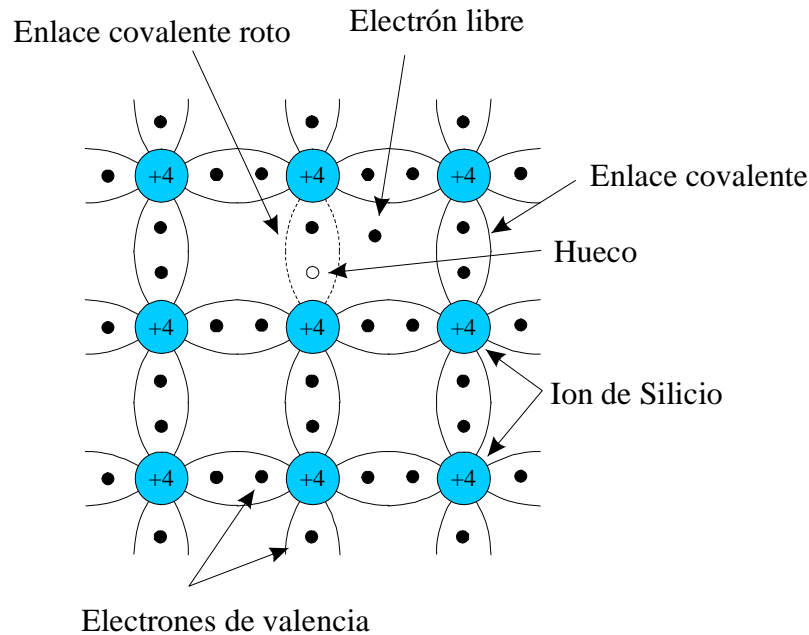


Figura 1.5.- Cristal de silicio con un enlace covalente roto.

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

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

Por lo tanto, en un semiconductor intrínseco entendiendo como tal a un semiconductor en el que los átomos extraños se encuentran en una proporción no mayor de un átomo por cada  $10^9$  átomos de Si, los  $e^-$  de conducción y los  $h^+$  se encuentran siempre en igual número, ya que al romper un enlace covalente se crea un  $e^-$  de conducción y un  $h^+$  que pueden moverse con independencia uno de otro.

$$n = p = n_i$$

$n$  = concentración de  $e^-$  (nº de  $e^-$  / unidad de volumen)

$p$  = concentración de  $h^+$  (nº de  $h^+$  / unidad de volumen)

$n_i$  = concentración intrínseca.

Además, el número de portadores presentes en un semiconductor intrínseco ( $n_i$ ) es función de la temperatura de trabajo.

Por otra parte, cuando un  $e^-$  en las proximidades de un  $h^+$  se verá atraído y caerá en él aniquilándose ambos, de forma que ya no contribuyen a la conducción de corriente. Este proceso de aniquilación de electrones y huecos se denomina *recombinación*. Los procesos de generación térmica de pares  $e^- - h^+$  y de recombinación de los mismos coexisten. En la situación de equilibrio termodinámico el número de generaciones es igual al de recombinaciones.

#### 4.- SEMICONDUCTORES EXTRINSECOS. IMPUREZAS DONADORAS Y ACEPTADORAS.

Puesto que los semiconductores intrínsecos presentan el mismo número de  $e^-$  de conducción que de  $h^+$  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 forma controlada, una cierta cantidad de átomos de impurezas 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.

##### 4.1.-Semiconductores tipo n. Impurezas donadoras.

En la *Figura 1.6.*, aparece reflejada la estructura de un cristal de Si que resulta cuando se ha sustituido uno de sus átomos por otro que posee 5  $e^-$  de valencia. Dicho átomo encajará sin mayores dificultades en la red cristalina del Si. Cuatro de sus 5  $e^-$  de valencia completarán la estructura de enlaces, quedando el quinto  $e^-$  débilmente ligado al átomo. A temperatura ambiente, e incluso inferior, este  $e^-$  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  $e^-$ , en la estructura de enlaces no queda ninguna vacante en la que pueda caer otro  $e^-$  ligado. A estos elementos que tienen la propiedad de ceder  $e^-$  libres sin crear  $h^+$  al mismo tiempo, se les denomina donantes o

impurezas donadoras y hacen al semiconductor de tipo n por que a dicha temperatura tenemos muchos más  $e^-$  que  $h^+$ . Indudablemente siempre tendremos algunos  $h^+$  que provienen de los enlaces covalentes rotos por la agitación térmica. Es decir, en un semiconductor tipo n, los  $e^-$  de conducción son los portadores mayoritarios (aunque no exclusivos).

Si un semiconductor intrínseco se dopa con impurezas tipo n, no solo aumenta el número de  $e^-$ , sino que además, el número de  $h^+$  disminuye por debajo del que tenía el semiconductor intrínseco, ya que el gran número de  $e^-$  presentes aumenta la velocidad de recombinación de los  $e^-$  y los  $h^+$ . Se cumple siempre:

$$p \cdot n = n_i^2 \quad \text{Ley de acción de masas}$$

Esta ley tiene carácter general, cumpliéndose tanto en semiconductores intrínsecos como extrínsecos, ya sean estos últimos de tipo n o de tipo p.

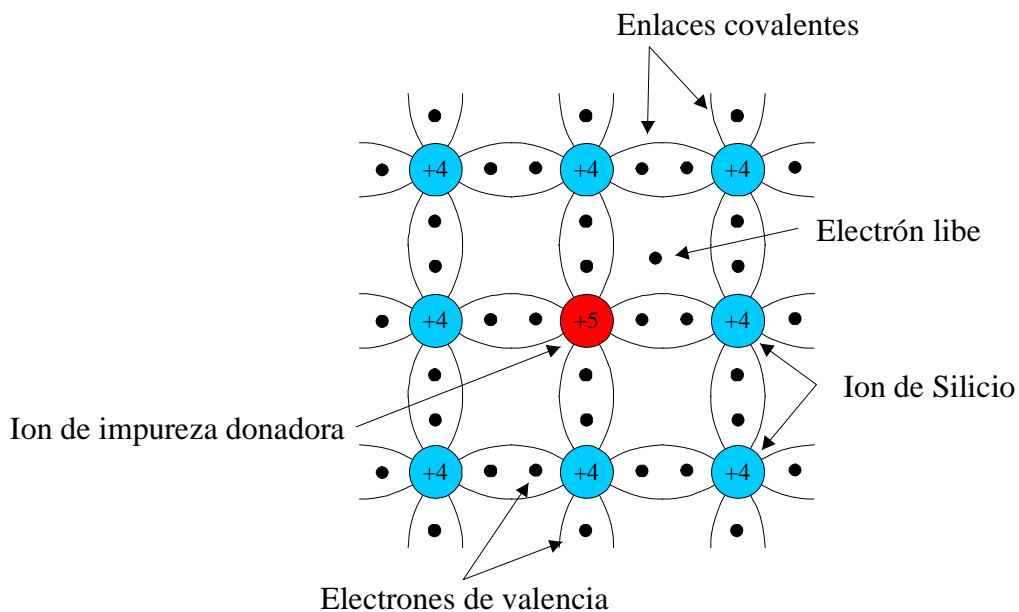


Figura 1.6.- Red de cristal con un átomo de silicio desplazado por un átomo de impureza pentavalente.

#### 4.2.- Semiconductores tipo p. Impurezas aceptadoras.

Un razonamiento similar se puede hacer cuando sustituimos un átomo de Si por otro que tenga 3  $e^-$  de valencia (Figura 1.7.). Dicho átomo no completa la estructura de enlaces. De ahí que a temperatura ambiente e incluso inferiores, un  $e^-$  ligado de un átomo vecino pase a ocupar dicha vacante completando, de esta forma, la estructura de enlaces y creando, al mismo tiempo, un  $h^+$ . A estos elementos que tienen predisposición



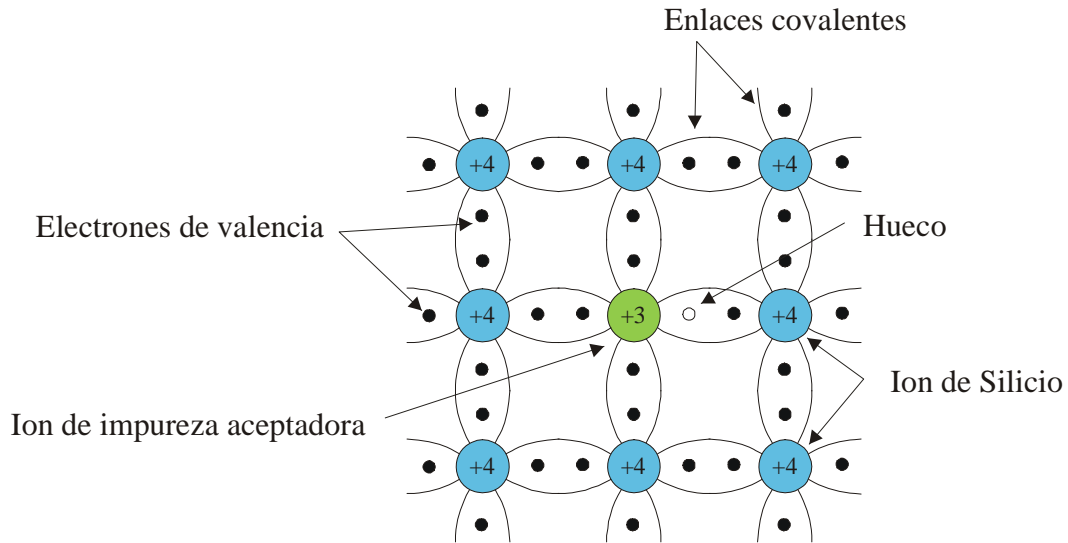


Figura 1.7.- Red de cristal con un átomo de silicio desplazado por un átomo de impureza trivalente.

para aceptar  $e^-$  ligados se les conoce con el nombre de aceptadores o impurezas aceptadoras y se dicen que hacen al material de tipo p ya que éste conduce, fundamentalmente (aunque no de forma exclusiva), mediante los  $h^+$ . Por tanto, en un semiconductor de tipo p, los  $h^+$  son los portadores mayoritarios y los  $e^-$  los minoritarios, es decir, siempre existen unos pocos  $e^-$  que proceden de la rotura estadística de enlaces covalentes a dicha temperatura.

Entre los donantes más corrientes para el Si, se encuentran el fósforo (P), arsénico (As) o antimonio (Sb), siendo el fósforo el más común.

Entre los aceptadores habituales para el Si, se encuentran el boro (B), galio (Ga), indio (In) o aluminio (Al), siendo el boro el más común.

Finalmente, es de señalar que cuando el átomo donador o aceptador, cede o admite  $e^-$  respectivamente queda cargado positiva / 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.

Por otra parte, el cristal es eléctricamente neutro, es decir, debe haber el mismo número de cargas positivas y negativas.

$$N_{ACEPTADORES}^- + n = N_{DONADORES}^+ + p$$

La expresión anterior se conoce como ecuación de neutralidad de carga.

Si tenemos un semiconductor tipo n

$$\left. \begin{array}{l} N_D - N_A \approx N_D \gg n_i \\ n \gg p \end{array} \right\} n \approx N_D$$

$$\text{Como } n \cdot p = n_i^2 \Rightarrow p = \frac{n_i^2}{N_D}$$

En un semiconductor tipo p

$$\left. \begin{array}{l} N_A - N_D \approx N_A \gg n_i \\ p \gg n \end{array} \right\} p \approx N_A$$

$$\text{Como } n \cdot p = n_i^2 \Rightarrow n = \frac{n_i^2}{N_A}$$

## 5.- MODELO DE LAS BANDAS DE ENERGÍA.

En este apartado vamos a analizar de nuevo las propiedades de la conducción eléctrica en los semiconductores pero desde un punto de vista energético. Para ello, habría que analizar las energías de los  $e^-$  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. A nosotros nos interesa el resultado final. Más concretamente, nos interesan las energías de los  $e^-$  de valencia, es decir de los  $e^-$  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  $e^-$  de valencia se encuentran ligados a sus enlaces covalentes correspondientes, desde el punto de vista energético estos  $e^-$  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 pueden moverse por el

crystal. Entre ambas, existe una banda de estados no permitidos denominada “banda prohibida” o “gap de energías” (Figura 1.8.).

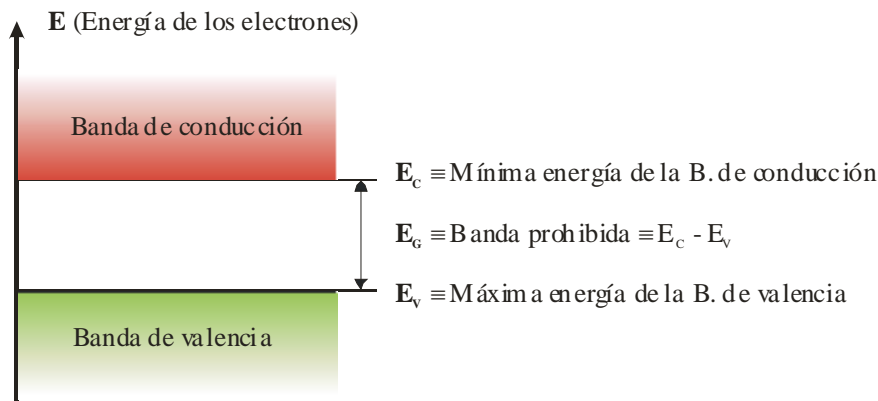
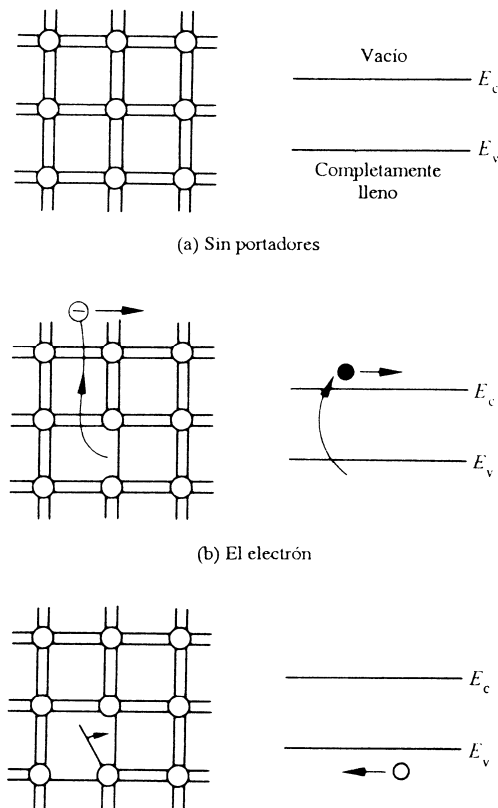


Figura 1.8.- Modelo de las bandas de energía a  $T \approx 0^\circ K$ .

¿Cómo visualizamos los portadores, en el modelo de las bandas de energía? (Figura 1.9.). Lo primero que observamos en la Figura 1.9.-a es que si no hay enlaces covalentes rotos, o lo que es lo mismo si la banda de valencia está totalmente ocupada no hay portadores. Es decir, en este caso sólo disponemos del movimiento de  $e^-$  ligados entre enlaces covalentes, pero tantos  $e^-$  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 9-a es la que se da en los semiconductores a muy bajas temperaturas. De ahí que a dichas temperaturas se comportan como aislantes. Al aumentar la temperatura, aumenta el movimiento aleatorio de agitación térmica pudiéndose romper algunos enlaces covalentes y creándose, de esta forma, pares  $e^- - h^+$ . Desde el punto de vista energético, esta situación aparece reflejada en las Figuras 1.9.-b y 1.9.-c.

La rotura de un enlace covalente equivale al paso de un  $e^-$  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  $e^-$  de la banda de conducción son los  $e^-$  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  $e^-$  ligados, por otros  $e^-$  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”.



**Figura 1.9.-** Representación gráfica de los portadores utilizando el modelo de enlace (izquierda) y el modelo de bandas de energía (derecha); (a) caso sin portadores; (b) visualización de un electrón; (c) visualización de un 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 o semiconductor radica en la  $E_G$  o, lo que es lo mismo, en el número de portadores libres de los que se puede disponer a una misma temperatura. En la *Figura 1.10.* se han representado las bandas de energía para un aislante, un semiconductor y un metal.

Como puede observarse la banda prohibida de los aislantes es muy grande, de ahí que a temperatura de 300 K se disponga de muy pocos portadores libres, o lo que es lo mismo, son malos conductores. En el extremo opuesto se encuentran los metales con bandas prohibidas muy estrechas o inexistentes, ya que la banda de valencia y la banda de conducción se superponen, 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 temperatura ambiente es posible disponer de una cantidad moderada de portadores libres porque su gap energético no es excesivo. Es decir, a temperatura de 300 K ni son buenos aislantes ni excelentes conductores.

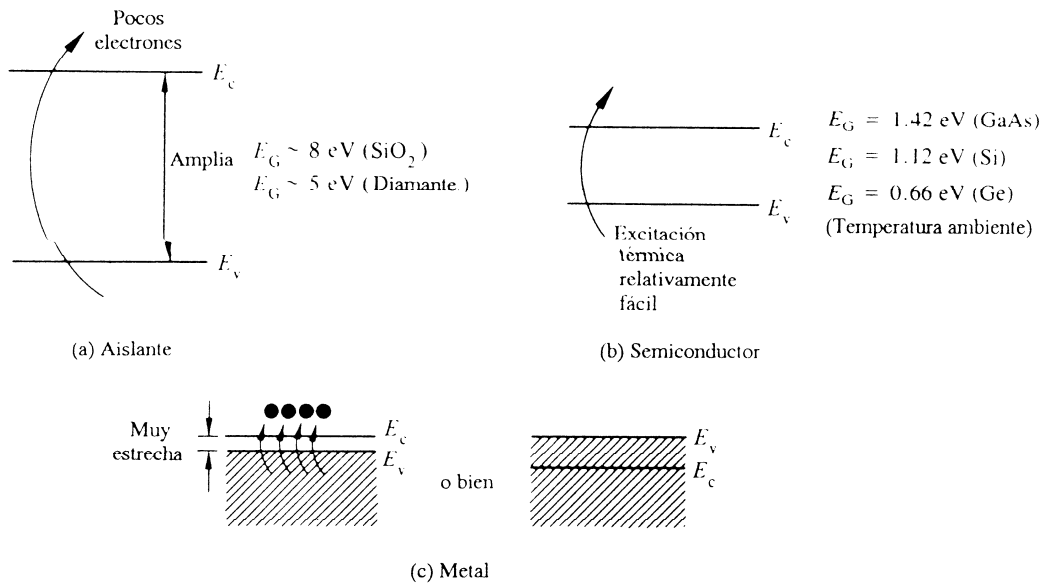


Figura 1.10.- Explicación de la diferencia entre (a) aislante, (b) semiconductores y (c) metales utilizando el modelo de bandas de energía.

Finalmente, falta por analizar el papel de las impurezas desde un punto de vista energético. Para ello basta con recordar que una impureza donadora posee un quinto  $e^-$  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  $e^-$  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  $e^-$  en el diagrama de bandas, lo debemos situar muy cerca de la banda de conducción (Figura 1.11.).

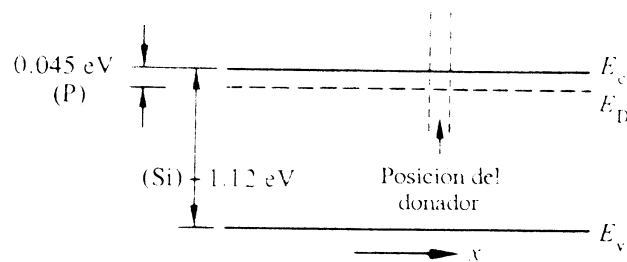
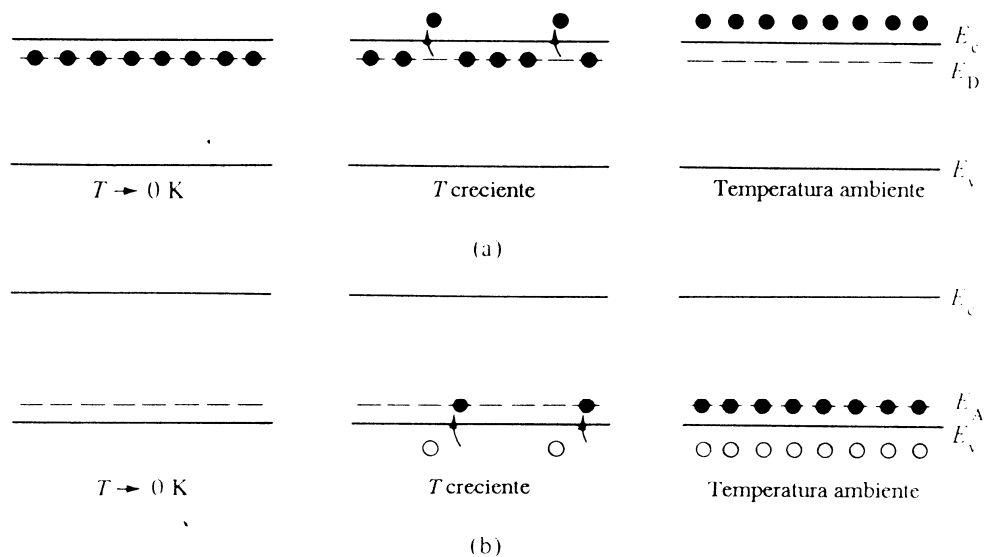


Figura 1.11.- Inclusión de los niveles donadores  $E = E_D$  al diagrama de bandas de energía. Las líneas discontinuas de anchura  $\Delta x$  indican la naturaleza localizada de los estados donadores.

Normalmente, los estados energéticos de las impurezas donadoras y aceptadoras se representan por líneas discontinuas. El mismo razonamiento anterior puede ser seguido para el caso de las impurezas aceptadoras. El estado energético del enlace

covalente no completo se situará muy próximo a la banda de valencia para que a nada que se aporte energía puedan pasar con facilidad  $e^-$  de la banda de valencia.

En la *Figura 1.12.* se muestra el comportamiento de las impurezas aceptadoras y donadoras en función de la temperatura 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 temperatura, los  $e^-$  de los niveles donadores pasan a la banda de conducción y los  $e^-$  de la banda de valencia a los niveles aceptadores, creando  $h^+$  en la banda de valencia y produciéndose la ionización de las impurezas correspondientes. A temperatura de 300 K se puede asegurar la ionización total de las impurezas aceptadoras y donadoras, o lo que es lo mismo, la práctica totalidad de los  $e^-$  de la banda de conducción y de los  $h^+$  de la banda de valencia proceden de la ionización de dichas impurezas. Decimos la práctica totalidad por que siempre se habrán creado pares  $e^- - h^+$  que proceden de la rotura estadística de enlaces covalentes.



**Figura 1.12.-** Representación gráfica de la acción (a) donadora y (b) aceptadora utilizando el modelo de bandas de energía.

## 6.- CONDUCCIÓN EN METALES Y SEMICONDUCTORES.

Como ya se ha comentado anteriormente, en un metal todos los  $e^-$  exteriores ( $e^-$  de valencia) se encuentran compartidos por todos los átomos de la red cristalina. Estos  $e^-$  constituyen una “nube electrónica” pudiéndose mover libremente a través de todo el cristal.

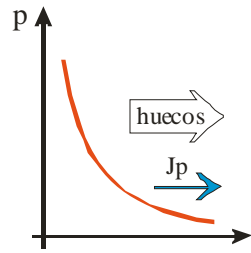
Estadísticamente, en su movimiento, el número de  $e^-$  que se mueven en un sentido será el mismo que los que lo hacen en sentido contrario, es decir, no habrá un movimiento neto de carga y por lo tanto no habrá corriente eléctrica. Si ahora aplicamos un campo eléctrico exterior aparecerá una corriente de desplazamiento.

$$\begin{aligned}\vec{F}_n &= -q \cdot \vec{E} & \sigma &= \text{conductividad del metal} \\ \vec{J} &= \sigma \cdot \vec{E} & \sigma &= f(n, \mu, q) \\ & & \mu &= \text{movilidad de los } e^-\end{aligned}$$

Un aumento de la temperatura provocará un aumento del número de choques que en su movimiento tienen los  $e^-$ , esto se traducirá en una disminución de la velocidad neta de los mismos, con lo cual la intensidad de corriente disminuirá.

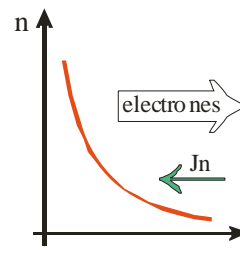
En un semiconductor, sucederá algo similar. Los  $e^-$  libres se moverán como respuesta a la acción del campo aplicado. Sin embargo, en un semiconductor y, a diferencia de los metales, tenemos otro tipo de portadores que son los  $h^+$ , de forma que cuando aplicamos un campo eléctrico tendremos un movimiento de  $e^-$  en dirección contraria al campo y un movimiento de  $h^+$  en la misma dirección del campo. Es decir, la corriente de arrastre tendrá dos componentes, una debida al movimiento de los  $e^-$  y otra debida al movimiento de los huecos.

Por otra parte, si tenemos un semiconductor dopado de forma no uniforme (situación muy habitual en las aplicaciones de semiconductores) tendremos una conducción por difusión. La difusión es un conocido fenómeno de la cinética de gases de partículas clásicas que tiene su origen en el movimiento aleatorio de agitación térmica que las hace recorrer todo el recinto que las encierra. Después de un choque, cada partícula tiene la misma probabilidad de dirigirse en cualquier dirección, lo que hace que haya un flujo neto de partículas de las regiones más pobladas a las menos pobladas con el fin de homogeneizar su concentración. Es decir, la difusión se produce siempre que existan variaciones espaciales (gradientes) de la concentración de partículas. Si las partículas tienen carga, los flujos por difusión transportan carga eléctrica y constituyen, por tanto, corrientes eléctricas.



$$J_p = - q \cdot D_p \cdot \frac{d p}{d x}$$

Corriente de difusión de huecos



$$J_n = q \cdot D_n \cdot \frac{d n}{d x}$$

Corriente de difusión de electrones

En un semiconductor la corriente total será la suma de las corrientes debidas al movimiento de los dos tipos de portadores presentes (huecos y electrones). Y estas corrientes podrán ser de arrastre (debidas a la aplicación de un campo eléctrico) y de difusión (debidas a un gradiente de impurezas).

Si en un semiconductor aumentamos la temperatura, se aumenta la generación de pares  $e^- - h^+$  debido a la agitación térmica. Por tanto, si aumenta el número de portadores, también aumentará la corriente.