

- 11.1 Introducción
- 11.2 Diferencias entre semiconductores y conductores
- 11.3 Modelo de enlace covalente. Semiconductores intrínsecos y extrínsecos
- 11.4 Ley de acción de masas. Ley de neutralidad eléctrica
- 11.5 Propiedades del germanio y del silicio. Átomos donadores y aceptores para el germanio y el silicio
- 11.6 Conducción en semiconductores
- 11.7 Corrientes de desplazamiento
- 11.8 Corrientes de difusión
- 11.9 Corriente total
- 11.10 Variación de potencial en un semiconductor con dopado no uniforme
- 11.11 Cuestiones y problemas

Objetivos

- Describir cualitativamente el comportamiento de los semiconductores.
- Justificar mediante el modelo de enlace covalente las características de los semiconductores intrínsecos y extrínsecos.
- Introducir el modelo de bandas de energía.
- Definir portadores mayoritarios y minoritarios, impurezas donadoras y aceptoras, y sus concentraciones.
- Enunciar las leyes de acción de masas y neutralidad eléctrica y aplicarlas al cálculo de concentraciones de portadores.
- Saber cuantificar las corrientes de desplazamiento y de difusión en un semiconductor.
- Relacionar los conceptos de conductividad, movilidad y concentración de portadores.
- Distinguir entre corrientes de electrones y huecos.

11.1 Introducción

Antes de comenzar con la descripción de los materiales semiconductores, para resaltar su importancia en la tecnología actual veamos dos aplicaciones sencillas y bien conocidas en electrónica e informática:

La primera de ellas es el dispositivo denominado rectificador de señales que transforma una diferencia de potencial variable en otra cuya polaridad sea siempre la misma. Dicho dispositivo se puede realizar mediante la utilización de cuatro diodos en la configuración que indica la Figura 11-1 (circuito denominado puente de diodos). Si, por ejemplo, entre A y B se aplica una diferencia de potencial sinusoidal, a la salida del puente, entre los puntos C y D, obtenemos una diferencia de potencial variable en la que el intervalo de polaridad negativa se ha transformado en positiva, manteniendo la forma de la onda sinusoidal. Si añadimos a la salida un condensador se puede llegar a alisar la diferencia de potencial a la salida hasta llegar a ser constante. Este dispositivo se utiliza, por ejemplo, en las fuentes de alimentación de los ordenadores para transformar la tensión alterna de la red eléctrica en una tensión continua, que es la utilizada en la electrónica digital.

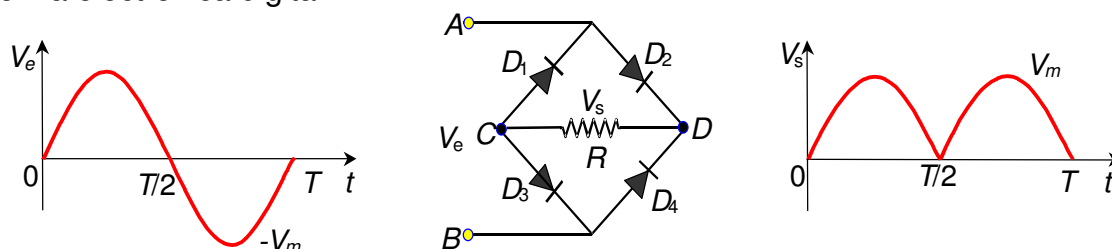


Figura 11-1. Rectificación de la corriente alterna en un puente de diodos. A la izquierda se representa la tensión de entrada V_e que se aplica en los puntos A y B, y a la derecha la tensión de salida entre los puntos C y D, V_s .

Otra aplicación es la puerta inversora, una puerta lógica cuya tabla de verdad es la que se muestra en la tabla, y que se puede realizar mediante el circuito de la Figura 11-2 que contiene un transistor:

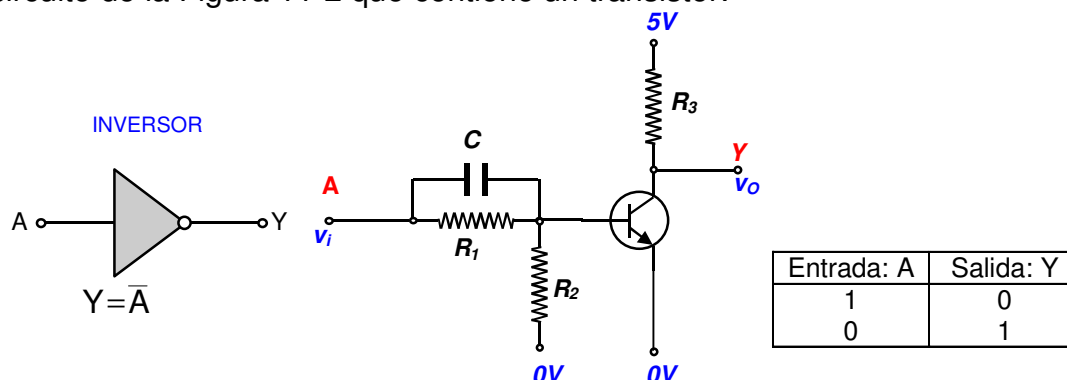


Figura 11-2. Puerta lógica inversora

En estos dos circuitos aparecen el diodo y transistor, componentes que actualmente se construyen utilizando materiales semiconductores. El comportamiento de dichos elementos se debe a la naturaleza de estos materiales. Los ejemplos más característicos de materiales semiconductores son el Ge y Si, aunque existen muchos otros: GaAs (Arseniuro de Galio), GaP, InAs, InP, InGaAs, InGaAsP, GaAsP, SiC, ZnSe,... En este tema describiremos las propiedades fundamentales de los materiales semiconductores, e introduciremos el

modelo del enlace covalente que nos permitirán entender su comportamiento. Este estudio se realizará desde un punto de vista puramente cualitativo y descriptivo, puesto que la comprensión completa de las características y propiedades de los materiales semiconductores implicaría el adentrarse en la física del estado sólido, lo cual queda lejos de los objetivos del presente libro, y de las titulaciones a las cuales va dirigido.

11.2 Diferencias entre semiconductores y conductores

Vamos a analizar las diferencias fundamentales entre semiconductores y conductores, para después describir los modelos de semiconductor que las justifiquen.

Conductividad eléctrica

Una diferencia cuantitativa fundamental entre conductores, semiconductores y aislantes es la mayor o menor facilidad que presentan al paso de la corriente eléctrica, es decir, la conductividad que presentan los materiales.

En la tabla siguiente podemos observar el orden de magnitud de la conductividad para materiales aislantes, semiconductores y conductores.

CONDUCTIVIDAD (Ωm) ⁻¹	Tipo de material	Ejemplo
$< 10^{-8}$	AISLANTE	cuarzo, plástico
10^{-8}	SEMICONDUCTOR PURO	Silicio, germanio
$10^{-8} - 10^6$	SEMICONDUCTOR CON IMPUREZAS	Si, Ge dopados
$10^6 - 10^8$	CONDUCTOR	plata, cobre

Tabla 11-1. Órdenes de magnitud de la conductividad para materiales aislantes, semiconductores y conductores

Los semiconductores típicos puros, germanio y silicio, tienen conductividades que les situarían próximos a los aislantes. Pero si introducimos pequeñas cantidades, del orden de millonésimas partes, de otros elementos, su conductividad puede aumentar y situarse próxima a la de los conductores. A esta modificación de los semiconductores puros, se le denomina dopado, y se describirá con detalle más adelante.

Variación de la conductividad con la temperatura

En las gráficas de la Figura 11-3 podemos ver como para el cobre, al igual que todos los conductores, a temperaturas bajas la conductividad es grande, y disminuye al aumentar la temperatura, aunque manteniéndose en el mismo orden de magnitud. Sin embargo, en el germanio, como en todos los semiconductores puros, a temperaturas muy bajas la conductividad es prácticamente nula, y aumenta considerablemente al aumentar la temperatura.

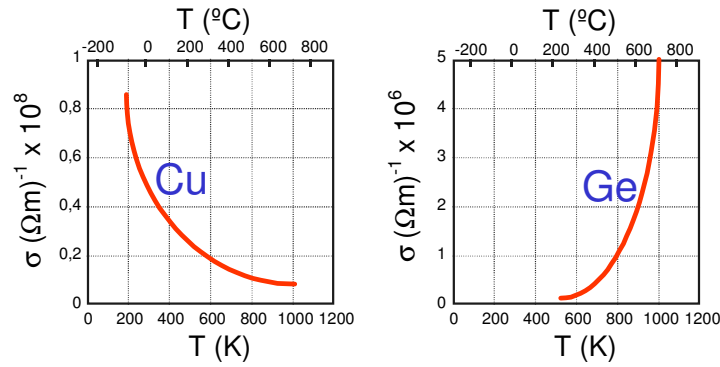


Figura 11-3. Comparación del comportamiento de conductores y semiconductores frente a la temperatura

Para el caso de semiconductores dopados se observa una variación de la conductividad con la temperatura diferente al caso de un semiconductor puro. En la gráfica de la Figura 11-4 se compara la conductividad del Si puro con la del Si dopado con dos concentraciones de impurezas diferentes. En el Si con impurezas se observa como a temperaturas muy bajas (próximas al cero absoluto) se produce un aumento brusco de la conductividad, después se mantiene constante, y aparece un nuevo aumento de la conductividad a temperaturas más altas análogo al caso del Si puro.

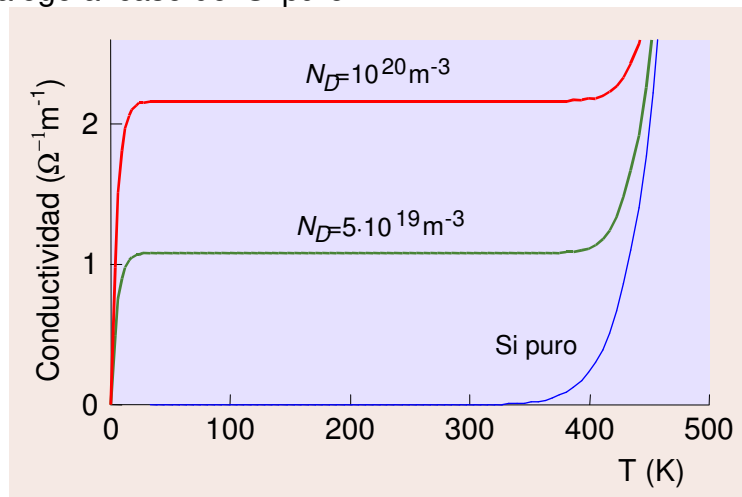


Figura 11-4. Variación de la conductividad con la temperatura para el Si puro, y Si dopado con diferentes concentraciones de impurezas

Variación de la conductividad con la iluminación del material

Cuando se ilumina un semiconductor con una radiación luminosa de energía variable se observa que la conductividad del material varía tal y como muestra la gráfica de la Figura 11-5. En dicha gráfica observamos dos aspectos destacables:

1. Es necesario un valor mínimo de energía de los fotones¹ para que la conductividad del material iluminado varíe, observando además en esa energía de los fotones un salto brusco en la conductividad.
2. Una variación en la energía de los fotones proporciona una variación en la conductividad del material.

Al realizar la misma experiencia con un material conductor, no se observa variación de la conductividad en función de la energía de los fotones.

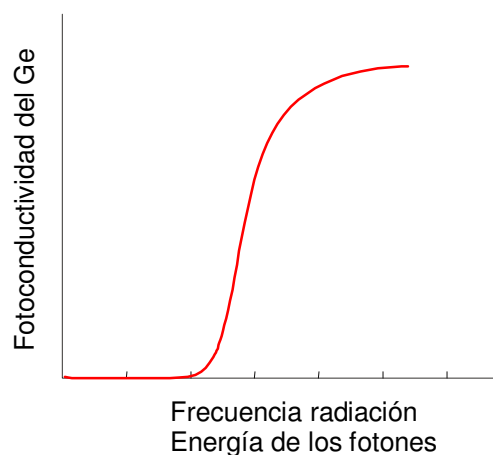


Figura 11-5. Variación de la conductividad con la iluminación

Efecto Hall

Las propiedades descritas anteriormente tienen la característica común de que al iluminar o aumentar la temperatura del material, en realidad estamos aportando energía al semiconductor. La experiencia que se describe a continuación es conceptualmente diferente a las anteriores.

El efecto Hall permite distinguir el signo de los portadores de carga en un material. Mediante dicho efecto se observa que en los materiales conductores los portadores de carga tienen signo negativo, son los electrones libres, mientras que en los semiconductores los portadores de carga pueden tener signo negativo o signo positivo.

En un conductor por el que circula una corriente, en presencia de un campo magnético perpendicular al movimiento de las cargas, aparece una separación de cargas que da lugar a un campo eléctrico en el interior del conductor perpendicular al movimiento de las cargas y al campo magnético aplicado, y en consecuencia una diferencia de potencial entre los puntos *C* y *A* de la Figura 11-6.

¹ El comportamiento de la luz cuando interacciona con la materia se describe considerando la luz compuesta por paquetes de energía, llamados fotones. Un fotón posee una energía E relacionada con la frecuencia f y la longitud de onda λ de la onda luminosa, por la ecuación $E = h f = h c / \lambda$, siendo h la constante de Planck y c la velocidad de la luz. Cada fotón puede interactuar con una única partícula a la que suministrará su energía.

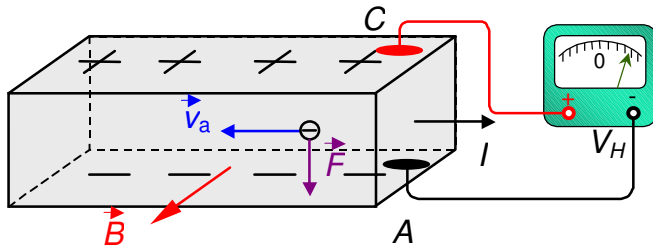


Figura 11-6. Efecto Hall en un metal o en un semiconductor tipo n

La existencia de esta diferencia de potencial se pone de manifiesto experimentalmente al colocar un voltímetro preciso entre los puntos A y C: esta diferencia de potencial suele ser del orden de microvoltios. En el caso que estamos considerando y conectando el positivo del voltímetro al punto C y el negativo al punto

A, el voltímetro nos proporcionaría una lectura positiva; es decir, la tensión en el punto C es mayor que la tensión en el punto A.

Si sustituimos el material conductor por una barra de silicio, dopado con átomos de fósforo y repetimos la experiencia, se obtiene que, de nuevo, aparece entre el punto C y el A una diferencia de potencial, que al igual que en el caso de la barra conductora corresponde a un valor de la tensión en C superior a la tensión en A; la lectura del voltímetro es de nuevo positiva, aunque ahora es del orden de milivoltios. Este resultado nos confirmaría que en el semiconductor dopado con fósforo los portadores de carga siguen siendo los electrones libres.

Si en lugar de dopar el silicio con átomos de fósforo (material pentavalente, cinco electrones en la última capa), lo dopamos con átomos de galio, por ejemplo, (material trivalente) los resultados experimentales cambian. El voltímetro conectado entre los puntos C y A nos indica que sigue existiendo una diferencia de potencial del orden de milivoltios entre esos dos puntos, pero ahora esta diferencia de potencial es negativa, y la tensión en el punto C es inferior a la tensión en el punto A. Recordemos que no hemos modificado ni el sentido de la corriente, ni el del campo magnético. ¿Cómo podemos explicar esta diferencia?

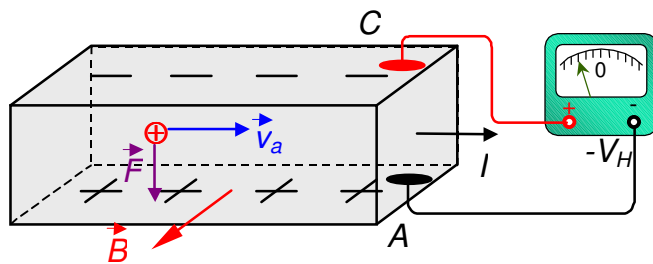


Figura 11-7. Efecto Hall en un semiconductor tipo p

La única explicación posible es que, al dopar con galio, los portadores de carga responsables de la corriente eléctrica sean cargas positivas. Así, en la parte superior del material aparece un exceso de carga negativa y en la parte inferior una distribución de cargas positivas. Estas distribuciones de carga

proporcionan la diferencia de potencial negativa que está mostrada en la Figura 11-7. En el caso de los conductores su modelo de conducción planteaba la existencia de electrones libres, que producían la corriente eléctrica, e iones positivos inmóviles formados por los núcleos de los átomos y los electrones de orbitales interiores. Más adelante definiremos el carácter que tienen estas cargas positivas móviles.

11.3 Modelo de enlace covalente. Semiconductores intrínsecos y extrínsecos

Introducción. Configuración electrónica de los materiales semiconductores

Muchas de las propiedades macroscópicas de los materiales vienen dadas por la estructura electrónica de los mismos, y más concretamente por la configuración electrónica de la última capa, denominada “*capa de valencia*”. De esta forma, para entender el comportamiento de los materiales semiconductores es necesario conocer su configuración electrónica. En esta sección vamos a describir cualitativamente la configuración electrónica de los materiales semiconductores.

Los átomos están formados por un núcleo central constituido por protones y neutrones, y electrones alrededor de él formando determinadas órbitas. Estos electrones tienen una energía determinada por la suma de la energía cinética debida a su movimiento y la energía potencial debido al potencial electrostático creado por el núcleo. Utilizando las leyes de la mecánica cuántica, se obtiene que el electrón no puede tener un valor cualquiera de energía, sino que presenta unos valores discretos determinados formando una serie de “*niveles de energía*”. Los valores de energía que los electrones pueden tener en un átomo se conocen como estados o niveles permitidos, pudiendo situarse diferente número de electrones en cada nivel permitido. Estos estados o niveles permitidos se agrupan en lo que se denominan capas, cada una de las cuales tiene diferente número de niveles.

Por ejemplo, el átomo más sencillo que existe es el de hidrógeno, constituido por un protón y un electrón. En ausencia de campos magnéticos externos, la principal interacción presente es la interacción eléctrica entre el protón del núcleo y el electrón.

En la Figura 11-8 se representa mediante una línea horizontal la energía de los 10 primeros niveles energéticos para el átomo de hidrógeno. Observa que los niveles más energéticos están muy cercanos entre sí, de modo que en la gráfica prácticamente se solapan entre ellos.

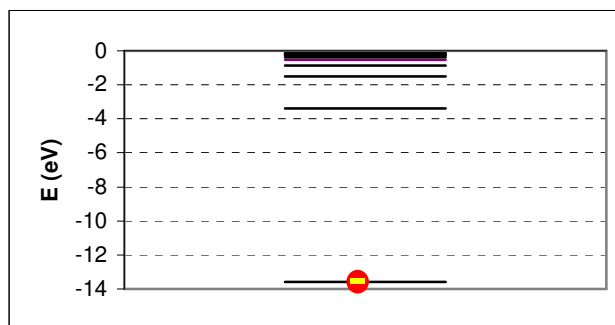


Figura 11-8. Energía de los 10 primeros niveles energéticos del átomo de hidrógeno, con un electrón en su estado fundamental

El electrón en el átomo de hidrógeno se situará en el nivel menos energético, es decir, en la capa $n=1$: se dice entonces que el átomo está en su “*estado fundamental*”. La energía que posee el electrón en el átomo se denomina energía de ligadura: en el átomo de hidrógeno, en su estado fundamental, esta energía es de $-13,6$ eV.

El electrón-voltio (eV) es una unidad para medir energía, muy utilizada en física atómica y nuclear. Se define como la energía que adquiere un electrón cuando se acelera mediante una diferencia de potencial de 1 V.

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Si por algún motivo se aporta energía al átomo, el electrón podrá pasar a otro nivel más energético, estando entonces el átomo en lo que se denomina un estado excitado. Al cabo de un periodo de tiempo, normalmente muy corto, el electrón retornará al nivel menos energético, volviendo el átomo a su nivel fundamental, y emitiendo una cantidad de energía igual a la diferencia de energía entre los dos niveles.

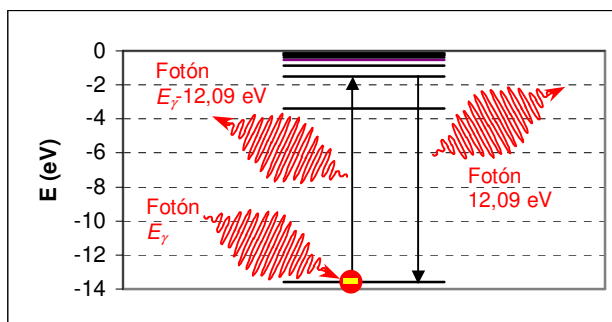


Figura 11-9. Excitación-desexcitación de un electrón en el átomo de hidrógeno

En la Figura 11-9 se muestra un ejemplo en el que al incidir un fotón con energía E_γ , el electrón pasa a la tercera capa ($n = 3$, con energía de $-1,51$ eV), perdiendo entonces el fotón una energía igual a la diferencia de energía de los dos niveles, es decir $12,09$ eV. Posteriormente el electrón vuelve a su estado fundamental, emitiendo un fotón con una energía de $12,09$ eV. Observa que en todos estos procesos se cumple el principio de conservación de la energía.

Si la energía que se aporta al átomo es mayor que la energía de ligadura del electrón, éste podrá “liberarse” del átomo, y entonces se dice que el átomo está ionizado. Por este motivo, a la energía de ligadura se le denomina también energía de ionización.

De esta forma, los electrones de un átomo se sitúan en los niveles energéticos permitidos, ocupando los niveles menos energéticos, y quedando libres los de más energía, llenando así las capas inferiores del átomo. La última capa que contiene electrones se denomina capa de valencia. Por ejemplo, en la Figura 11-10 se representa la estructura electrónica del silicio y el germanio. Se puede apreciar como los electrones llenan los niveles permitidos inferiores (menos energéticos), quedando el resto libre. La capa de valencia en el silicio es la $n=3$, y en el germanio la $n=4$.

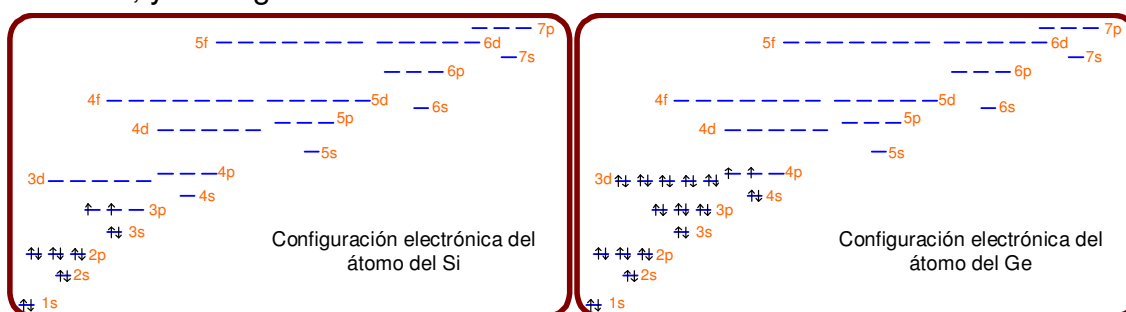


Figura 11-10. Configuración electrónica del Si y el Ge. Las líneas horizontales representan los niveles energéticos permitidos. Las flechas representan los electrones situados en los diferentes niveles energéticos. En cada nivel aparecen dos electrones

La situación más estable es aquella en la cual el átomo tiene un número de electrones tal que sus capas inferiores están completamente llenas, quedando las capas superiores completamente vacías. Este es el caso de los gases nobles que presentan una reactividad química prácticamente nula. La tendencia del resto de materiales es de combinarse entre sí para alcanzar esta situación, para lo cual ganan o pierden electrones de su capa de valencia. Por ejemplo, la sal común (cloruro sódico, NaCl) está constituida por el enlace de

átomos de Cl a los que le falta un electrón para completar su capa de valencia, y átomos de Na que tienen sus capas inferiores completamente llenas, y un único electrón en la capa de valencia: el Na cede este electrón al Cl, de forma que entonces ambos átomos quedan con sus capas inferiores completamente llenas, dando lugar a un compuesto que es más estable que los átomos individuales que lo constituyen.

En el caso de los semiconductores puros, éstos presentan una configuración electrónica común en su capa de valencia: les falta cuatro electrones para completarla. Por ejemplo, en la Figura 11-10 se muestra la configuración electrónica del Si y el Ge: el silicio tiene 14 electrones en total, y el germanio 32 (ver Tabla 11-2) de modo que estos átomos necesitan cuatro electrones para completar su capa de valencia (la $3s\ 3p$ para el Si y la $4s\ 4p$ para el Ge). Entonces, para conseguir llenar la capa de valencia, en estos materiales cada átomo se combina con cuatro átomos vecinos, compartiendo con cada uno de ellos dos electrones, uno del propio átomo y otro del átomo vecino, de forma que todos ellos consiguen llenar la capa de valencia.

5 B	6 C	7 N
13 Al	14 Si	15 P
31 Ga	32 Ge	33 As
49 In	50 Sn	51 Sb

Tabla 11-2. Detalle de la zona de la tabla periódica donde se encuentra el Si y el Ge

Conducción intrínseca

Vamos a explicar el comportamiento de los semiconductores denominados intrínsecos (germanio y silicio puros) a partir de un modelo cualitativo: el modelo de enlace covalente.

Para comprender el comportamiento eléctrico de estos materiales, es importante tener en cuenta su estructura cristalina comentada anteriormente: cada átomo está rodeado de cuatro átomos vecinos, y con cada uno de ellos comparte dos electrones, uno del propio átomo y otro

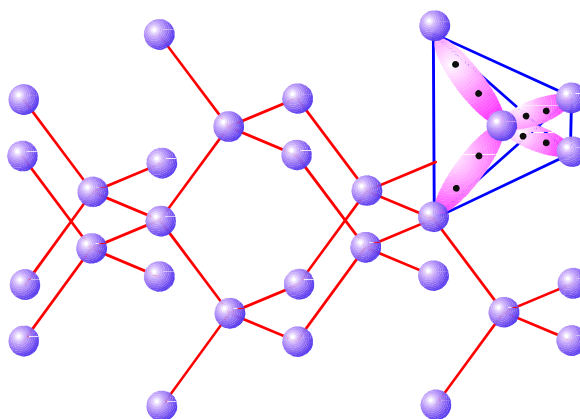


Figura 11-11. Estructura cristalina de un material semiconductor

del átomo vecino, dando lugar a una distribución espacial como la que se muestra en la Figura 11-11. Cada átomo de silicio sería el centro de un tetraedro en cuyos vértices están los cuatro átomos de silicio con los que forma enlaces covalentes.

Esta distribución espacial puede simplificarse mediante la representación en dos dimensiones mostrada en la Figura 11-12, donde las esferas grandes representan los núcleos junto con las capas completas de electrones, y las esferas pequeñas representan los electrones compartidos.

Esta estructura corresponde a un cristal puro, y a temperaturas muy bajas, cercanas al cero absoluto donde todos los electrones de valencia se encuentran ligados a sus átomos.

Si la temperatura aumenta, estos electrones ligados pueden llegar a poseer suficiente energía como para romper el enlace y convertirse en electrones libres dentro del sólido, es decir, electrones de conducción, responsables de la conductividad eléctrica. La energía necesaria para romper un enlace se llama energía de ionización y es de 0,7 eV para el germanio, y 1,1 eV para el silicio.

Con este modelo puede explicarse el porqué del aumento de la conductividad con el aumento de la temperatura o al iluminar el semiconductor. Al proporcionar energía al semiconductor estamos permitiendo a un mayor número de electrones ligados que se conviertan en electrones libres, contribuyendo a los procesos de conducción. Además, la energía que se proporcione a los electrones debe ser superior a la energía de ionización, por lo cual se entiende porque en ambos casos existe un umbral de energía por debajo del cual la conductividad no sufre variación (para temperaturas bajas, Figura 11-3 y Figura 11-4, y energías de fotón pequeñas, Figura 11-5)

Por otro lado, cuando un electrón abandona un enlace se produce en él una vacante denominada **hueco**. Dicho hueco se comporta, a todos los efectos, como si de una partícula con carga positiva se tratase, ya que si aplicamos un campo eléctrico, los electrones tienden a moverse en sentido contrario al campo, y aunque no sean electrones libres sí pueden saltar de un enlace a otro próximo, necesitando para ello una cantidad de energía mucho menor que la necesaria para romper el enlace y crear el par electrón-hueco. La consecuencia de estos movimientos es que el hueco se ha trasladado, moviéndose en la dirección y sentido del campo. La existencia del hueco como si de una partícula real se tratara llega incluso hasta el punto de asignarle una masa, que se denomina masa efectiva del hueco que es del mismo rango que la masa del electrón.

Al proceso de ruptura del enlace covalente se le llama **generación de pares electrón-hueco**. Por otro lado, una vez se han generado pares electrón-hueco, es también posible el proceso inverso en el cual un electrón libre ocupa un hueco, pasando a ser ligado, liberando una determinada cantidad de energía. Este

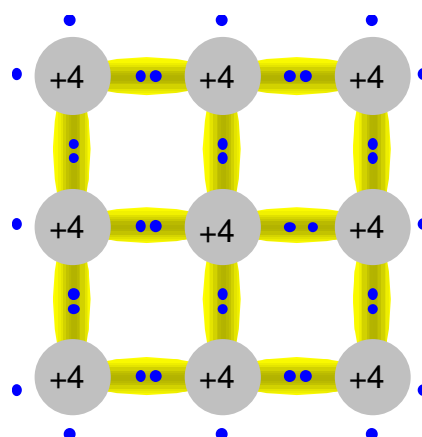


Figura 11-12. Enlaces covalentes a 0

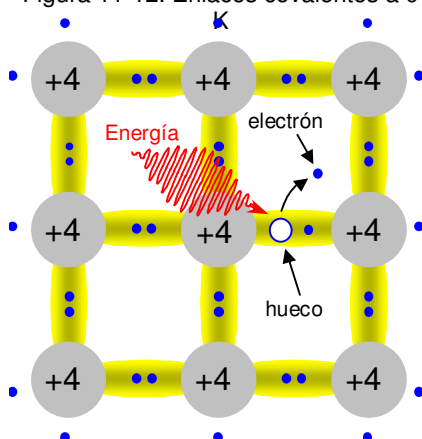


Figura 11-13. Generación de pares electrón-hueco, mediante el aporte de una determinada cantidad de energía (energía térmica, fotón, ...)

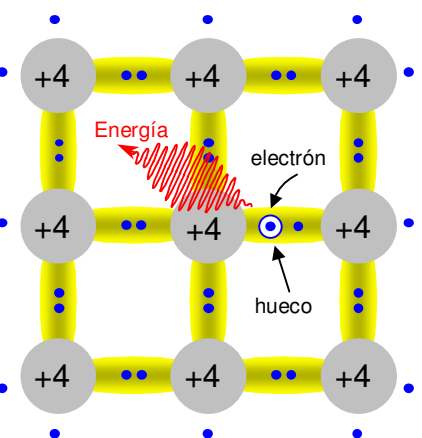


Figura 11-14. Regeneración de pares electrón-hueco, liberando una determinada cantidad de energía

proceso se le denomina **recombinación de pares electrón–hueco**. Cuando el semiconductor está en equilibrio la generación y la recombinación crean y hacen desaparecer el mismo número de pares electrón–hueco en el mismo tiempo, y por lo tanto las concentraciones de ambos portadores de carga se mantienen constantes y son idénticas. A temperatura ambiente las concentraciones de equilibrio son del orden de $10^{19} - 10^{20}$ pares electrón–hueco/m³.

A la conductividad descrita, que recordemos es debida a la generación de pares electrón–hueco, se le denomina intrínseca.

Dopado de un material semiconductor

Una red sólida de semiconductor puro, por ejemplo de silicio, consta de átomos iguales tetravalentes (cuatro electrones en su capa de valencia). Si en esta red sólida introducimos de forma controlada átomos de similar tamaño pero con cinco o tres electrones en su capa de valencia, es decir, átomos pentavalentes o trivalentes, estaremos introduciendo “impurezas” que van a producir una variación de los portadores de carga en el material, sin perder la neutralidad eléctrica del mismo. A este proceso se le denomina “dopado”, y la cantidad de átomos dopantes que se introducen en el semiconductor puro suele ser del orden de millonésimas partes. De esta manera, dependiendo del dopado podemos controlar la conductividad y cual será el portador mayoritario de carga del semiconductor.

Conducción extrínseca: semiconductor tipo *n*

En este caso sustituimos en la red cristalina del elemento semiconductor alguno de sus átomos por otros de un material que, siendo aproximadamente del mismo tamaño (radio atómico parecido), tenga cinco electrones en la última capa, a los que se llama “átomos donadores”. En esta situación se encuentra el fósforo, arsénico y el antimonio en una red de silicio, elementos situados en la columna derecha del Si en la tabla periódica (ver Tabla 11-5).

El electrón que no forma parte del enlace covalente, incluso a temperaturas bajas se encuentra muy débilmente atraído, y con energías del orden de 0,05 eV se convierte en un electrón de conducción, por lo que tenemos un material cuyos *portadores mayoritarios* de carga son partículas negativas (los electrones). Estos electrones no crean huecos puesto que no forman parte del enlace covalente entre los átomos. Como se ve, hace falta muy poca energía para liberar estos electrones, lo cual justifica que en los semiconductores dopados, a temperaturas muy bajas se observe un aumento brusco de la conductividad, manteniéndose después prácticamente constante, hasta una temperatura en la cual los procesos de generación de pares electrón–hueco se hacen significativos produciéndose otro aumento de la conductividad (Figura 11-4).

Por otra parte, la pérdida de este electrón por parte del átomo donador origina que este átomo adquiera una carga positiva, pues el núcleo no se ha modificado, y el átomo posee un electrón menos. Se crea, por lo tanto, un ión cargado positivamente inmóvil, es decir, no contribuye a la conducción.

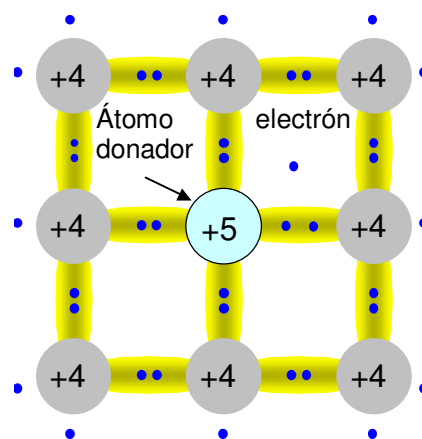


Figura 11-15. Impureza donadora en una red de silicio

El fenómeno de generación de pares electrón–hueco se sigue produciendo, por lo que también aparecen huecos en el material, que son los *portadores minoritarios*.

Los semiconductores con impurezas donadores se denominan *extrínsecos tipo n* (*n* de negativo), ya que en ellos la concentración de electrones es mucho mayor que la de huecos. Para hacernos una idea del orden de magnitud de las concentraciones de electrones y huecos, en el Ejemplo 11-1 se muestra un caso en el que la concentración de electrones, n , es del orden de 10^{22} electrones/m³ y la de huecos, p , del orden de 10^{16} huecos/m³.

Conducción extrínseca: semiconductor tipo *p*

Una situación diferente a la anterior se obtiene sustituyendo átomos del material semiconductor por átomos con un electrón menos en la última capa. En esta situación se encuentra el boro, aluminio, galio y el indio en una red de silicio, elementos situados a la izquierda del Si en la tabla periódica (ver Tabla 11-5). A los elementos con tres electrones en la capa de valencia se les denomina *aceptores*. Los semiconductores con impurezas aceptoras se denominan *extrínsecos tipo p*. En estos casos, la concentración de huecos es mucho mayor que la de electrones. En el Ejemplo 11-1 aparece una situación donde, con un dopado de un átomo de antimonio por cada $1,1 \cdot 10^6$ átomos de germanio, la concentración de huecos se hace mucho mayor que la de electrones: $p \cong 10^{22}$ y $n \cong 10^{16}$.

En este caso un electrón de un enlace próximo puede ocupar este hueco con muy poca energía, del orden de 0,05 – 0,16 eV en el Si, creándose un hueco que puede moverse por la red (el movimiento del hueco, igual que en los semiconductores intrínsecos, será consecuencia del movimiento de los electrones de enlaces próximos que van ocupando sucesivamente huecos). Igual que en los semiconductores *n*, hace falta muy poca energía para que aparezca este hueco, lo cual justifica el aumento brusco de la concentración de huecos y, por lo tanto, de la conductividad de los semiconductores con impurezas aceptoras desde bajas temperaturas (Figura 11-4).

Existe por tanto, un hueco por cada átomo de impurezas que puede moverse por el cristal. Estos huecos son los *portadores mayoritarios*, y actúan como partículas con carga positiva. También aparecerán electrones procedentes de la ruptura de enlaces covalentes, que serán los *portadores minoritarios*.

La ganancia de un electrón por parte del átomo de impureza trivalente origina que este átomo adquiera una carga negativa, pues el núcleo no se ha

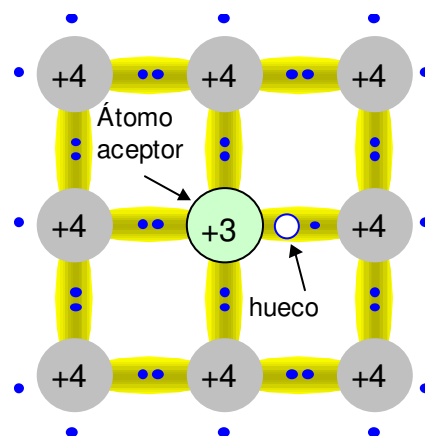


Figura 11-16. Impureza aceptora en una red de silicio

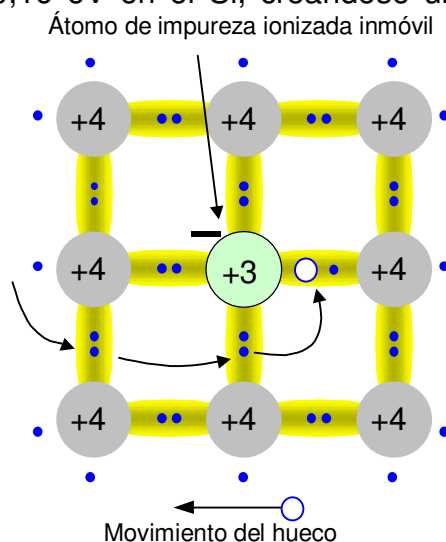


Figura 11-17. Los huecos se mueven por la caída sucesiva de electrones en ellos

modificado, y el átomo posee un electrón más. Se crea, por lo tanto, un ión negativo inmóvil, es decir, que no contribuye a la conducción.

Los semiconductores con impurezas aceptoras se denominan *extrínsecos tipo p* (*p* de positivo), ya que en ellos la concentración de huecos es mucho mayor que la de electrones. Los órdenes de magnitud de las concentraciones de electrones y huecos son semejantes a los de los semiconductores tipo *n*, pero para los portadores de carga contrarios.

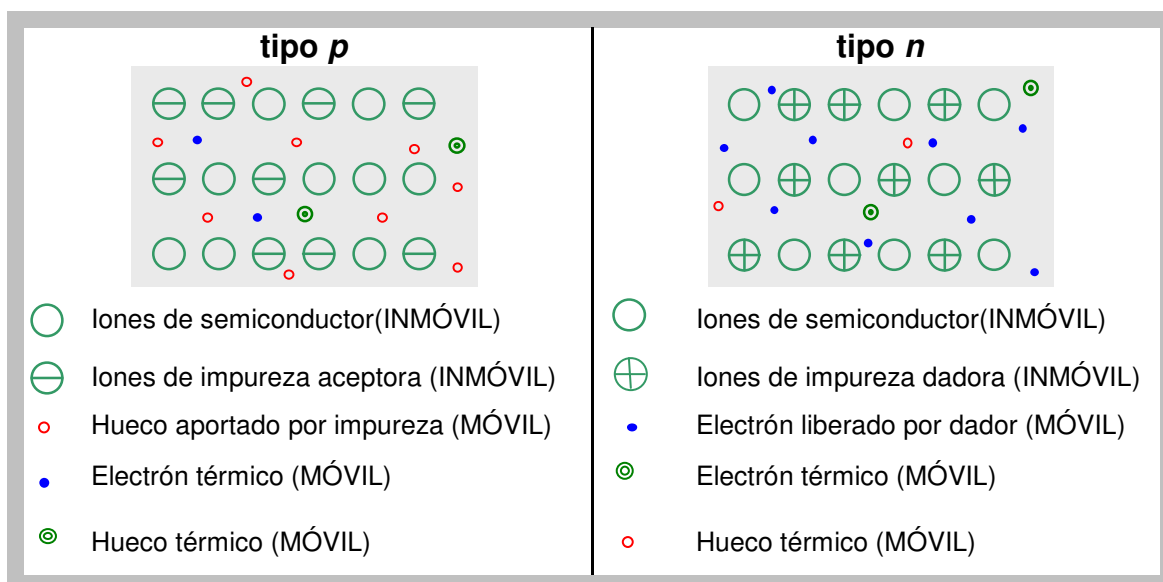


Tabla 11-3. Esquema con todas las partículas presentes en los semiconductores

11.4 Ley de acción de masas. Ley de neutralidad eléctrica

Como se observa de los apartados anteriores, un parámetro muy importante para estudiar las propiedades de los materiales semiconductores es la concentración de electrones y huecos. No vamos a extendernos en la obtención de las expresiones que nos permiten calcular estas concentraciones, pudiéndose obtener en algunos de los libros citados en la bibliografía (J. Llinares y A. Page o S.M. Sze, por ejemplo).

Ley de acción de masas

$$n \cdot p = n_i^2$$

Ecuación 11-1

donde n_i es una función de la temperatura, que se denomina *concentración intrínseca*,

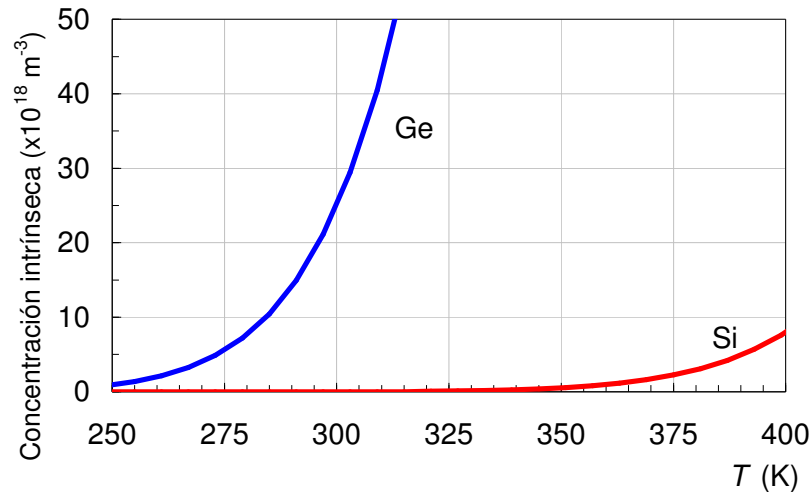


Figura 11-18. Concentración intrínseca del germanio y el silicio a distintas temperaturas

De esta forma vemos que para un valor fijo de la temperatura el producto de las concentraciones de electrones y huecos es siempre constante e independiente de que sea intrínseco, extrínseco tipo n o tipo p . A la relación anterior, dada por la Ecuación 11-1, se le llama *ley de acción de masas*.

Si el semiconductor es intrínseco tenemos que $n = p$, por lo que $n = p = n_i$, de donde se deduce que la concentración intrínseca representa la concentración de portadores en un semiconductor intrínseco en equilibrio.

Si el semiconductor es extrínseco, para determinar la concentración de portadores necesitamos también una relación entre estas concentraciones y la concentración de impurezas donadoras y aceptoras. Esta relación se denomina *ley de neutralidad eléctrica*, y se basa en el hecho de que, aunque añadamos impurezas en un semiconductor, éste sigue siendo eléctricamente neutro. Así, las concentraciones de cargas positivas y negativas son iguales:

$$(cargas\ positivas) = (cargas\ negativas)$$

El número de cargas positivas presentes en el semiconductor viene dado por la suma del número total de huecos y el número de átomos donadores (cada átomo donador cede un electrón, por lo que se posee una carga positiva). El número de cargas negativas es igual a la suma de los electrones libres y la cantidad de impurezas aceptoras (cada impureza aceptora tiene un electrón en exceso, por lo que posee una carga negativa). Dividiendo por el volumen, esta relación entre cargas se convierte en una relación entre concentraciones:

$$N_D + p = N_A + n \quad \text{Ecuación 11-2}$$

En esta expresión, N_D y N_A representan respectivamente la concentración de impurezas donadoras y aceptoras.

11.5 Propiedades del germanio y del silicio. Átomos donadores y aceptores para el germanio y el silicio

En las tablas siguientes, podemos observar las propiedades más importantes de los semiconductores intrínsecos más característicos, Ge y Si (Tabla

11-4), los átomos donadores y aceptores para el Ge y el Si (Tabla 11-5 y Tabla 11-6), y su energía de ionización.

Propiedades del germanio y del silicio		
	Ge	Si
Número atómico	32	14
Masa atómica (g/mol)	72,6	28,08
Radio atómico (nm)	0,137	0,132
Estructura electrónica	[Ar]4s ² 3d ¹⁰ 4p ²	[Ne]3s ² 3p ²
Densidad (kg/m ³)	5323	2330
Temperatura de fusión	937,4 °C	1410 °C
Calor específico (J/kg °C)	309	677
Concentración atómica (at/m ³)	4,42·10 ²⁸	4,96·10 ²⁸
Concentración intrínseca a 300 K	2,36·10 ¹⁹ m ⁻³	1,5·10 ¹⁶ m ⁻³
Constante A (m ⁻³ K ^{-3/2})	1,91·10 ²¹	4,92·10 ²¹
Anchura banda prohibida a 300 K	0,67 eV	1,12 eV
Movilidad electrones a 300 K	0,39 m ² /Vs	0,135 m ² /Vs
Movilidad huecos a 300 K	0,182 m ² /Vs	0,05 m ² /Vs
Resistividad intrínseca a 300 K	0,47 Ωm	2300 Ωm
Difusividad electrones	10,1·10 ⁻³ m ² /s	3,5·10 ⁻³ m ² /s
Difusividad huecos	4,9·10 ⁻³ m ² /s	1,3·10 ⁻³ m ² /s
Permitividad eléctrica	15,7	12
Masa efectiva electrones	0,5 m ₀	1,1 m ₀
Masa efectiva huecos	0,37 m ₀	0,59 m ₀

Tabla 11-4. Propiedades del germanio y del silicio

1 H 1,008												2 He 4,003													
3 Li 6,941		4 Be 9,012												5 B 10,811		6 C 12,011		7 N 14,007		8 O 15,999		9 F 18,998		10 Ne 20,183	
11 Na 22,990		12 Mg 24,305												13 Al 26,982		14 Si 28,086		15 P 30,974		16 S 32,064		17 Cl 35,453		18 Ar 39,948	
19 K 39,10		20 Ca 40,08		...		30 Zn 65,37		31 Ga 69,72		32 Ge 72,59		33 As 74,92		34 Se 78,96		35 Br 79,91		36 Kr 83,80							

37 Rb 85,47	38 Sr 87,62	...	48 Cd 112,40	49 In 114,82	50 Sn 118,89	51 Sb 121,75	52 Te 127,60	53 I 126,90	54 Xe 131,30
55 Cs 132,91	56 Ba 137,33	...	80 Hg 200,59	81 Tl 204,37	82 Pb 207,19	83 Bi 208,98	84 Po (210)	85 At (210)	86 Rn (222)

Tabla 11-5. Átomos donadores y aceptores para el Si. Donadores: P, As y Sb (negro sobre blanco en la tabla). Aceptores: B, Al, Ga e In (blanco sobre negro en la tabla)

1 H 1,008											2 He 4,003						
3 Li 6,941	4 Be 9,012											5 B 10,811	6 C 12,011	7 N 14,007	8 O 15,999	9 F 18,998	10 Ne 20,183
11 Na 22,990	12 Mg 24,305											13 Al 26,982	14 Si 28,086	15 P 30,974	16 S 32,064	17 Cl 35,453	18 Ar 39,948
19 K 39,10	20 Ca 40,08	...	30 Zn 65,37	31 Ga 69,72	32 Ge 72,59	33 As 74,92	34 Se 78,96	35 Br 79,91	36 Kr 83,80								
37 Rb 85,47	38 Sr 87,62	...	48 Cd 112,40	49 In 114,82	50 Sn 118,89	51 Sb 121,75	52 Te 127,60	53 I 126,90	54 Xe 131,30								
55 Cs 132,91	56 Ba 137,33	...	80 Hg 200,59	81 Tl 204,37	82 Pb 207,19	83 Bi 208,98	84 Po (210)	85 At (210)	86 Rn (222)								

Tabla 11-6. Átomos donadores y aceptores para el Ge. Donadores: Li, P, As, Sb y Bi (negro sobre blanco en la tabla). Aceptores: B, Al, Ga, In y Tl (blanco sobre negro en la tabla)

Ejemplo 11-1

Halla la concentración de electrones y huecos en el germanio en las circunstancias siguientes:

- a) Germanio puro a 300 K ($n_i(300\text{ K}) = 2,36 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$)
- b) A 300 K dopado con antimonio en una concentración de $4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$
- c) A 300 K dopado con indio en una concentración de $3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$
- d) Germanio puro a 500 K ($n_i(500\text{ K}) = 2,1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$)
- e) A 500 K dopado con antimonio en una concentración de $3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.
- f) A 500 K dopado con indio en una concentración de $4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$

Solución

a) La ley de acción de masas indica que el producto entre las concentraciones de electrones y de huecos es igual a la concentración intrínseca al cuadrado, es decir,

$$n \cdot p = n_i^2$$

donde la concentración intrínseca a 300 K para el germanio es igual a $2,36 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Para el caso de un semiconductor puro, las concentraciones de electrones y huecos son iguales, de modo que,

$$n = p = n_i = 2,36 \cdot 10^{19} \text{ e-h/m}^3$$

b) Debido a que la concentración de impurezas es mucho más grande que la concentración intrínseca, y puesto que el antimonio es un átomo donador para el germanio, la concentración de electrones es aproximadamente igual a la concentración de impurezas:

$$n \approx 4 \cdot 10^{22} \text{ electrones/m}^3$$

y aplicando la ley de acción de masas la concentración de huecos será,

$$p = \frac{n_i^2}{n} \approx 1,39 \cdot 10^{16} \text{ huecos/m}^3$$

c) En este caso, puesto que el indio es una impureza aceptora para el germanio, tenemos:

$$p \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ huecos/m}^3$$

$$n = \frac{n_i^2}{p} \approx 1,86 \cdot 10^{16} \text{ electrones/m}^3$$

d) Al igual que en el apartado a), para el caso de un semiconductor puro, las concentraciones de electrones y huecos son iguales a la concentración intrínseca a la temperatura indicada, de modo que,

$$n = p = n_i = 2,1 \cdot 10^{22} \text{ e-h/m}^3$$

e) En este caso, la aproximación utilizada en los apartados b) y c) no puede

ser usada debido a que la concentración de impurezas no es mucho más grande que la concentración intrínseca. Por ello, junto a la ley de acción de masas habrá que utilizar también la ley de neutralidad eléctrica:

$$N_D + p = N_A + n$$

donde N_D y N_A son respectivamente las concentraciones de impurezas donadoras y aceptoras. En este caso, puesto que el antimonio es una impureza donadora tendremos que $N_A = 0$, y $N_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

De este modo tenemos un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas,

$$\begin{cases} p \cdot n = n_i^2 \\ n = N_D + p \end{cases}$$

cuya solución es,

$$\begin{aligned} n &= 4,08 \cdot 10^{22} \text{ electrones/m}^3 \\ p &= 1,08 \cdot 10^{22} \text{ huecos/m}^3 \end{aligned}$$

f) En esta situación, puesto que el indio es una impureza aceptora tendremos que $N_D = 0$, y $N_A = 4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. De este modo tenemos un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas,

$$\begin{cases} p \cdot n = n_i^2 \\ p = N_A + n \end{cases}$$

cuya solución es,

$$\begin{aligned} p &= 4,90 \cdot 10^{22} \text{ huecos/m}^3 \\ n &= 0,90 \cdot 10^{22} \text{ electrones/m}^3 \end{aligned}$$

11.6 Conducción en semiconductores

Como ya se estudió anteriormente, las corrientes que se producen en los semiconductores pueden ser debidas tanto a la existencia de electrones libres en el semiconductor como a huecos.

Además, existen dos mecanismos diferentes responsables de las corrientes eléctricas en los semiconductores.

En primer lugar, existe el mecanismo ya conocido por el cual al aplicar un campo eléctrico al semiconductor, los electrones libres o los huecos son desplazados por el campo eléctrico (los huecos en el sentido del campo eléctrico, y los electrones en sentido contrario). Este mecanismo se denomina conducción por desplazamiento.

En segundo lugar, otro mecanismo ocurre cuando la concentración de portadores de carga en el semiconductor no es uniforme; en este caso se produce un desplazamiento de portadores de carga desde las zonas de mayor concentración hacia las zonas de menor concentración, con la aparición de unas corrientes denominadas corrientes de difusión (Figura 11-19). Más adelante veremos diferentes mecanismos mediante los cuales se

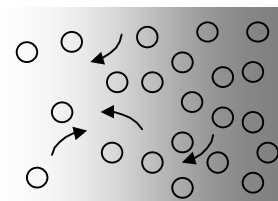


Figura 11-19. Difusión

puede conseguir una concentración de carga no uniforme en el semiconductor: dopado no uniforme, inyección de portadores, ...

Este proceso de difusión es similar al que se produce en un vaso de agua en el que agreguemos una gota de café o cualquier líquido (por ejemplo coloreado para poder observar fácilmente el proceso): como la concentración de las distintas moléculas es diferente, los movimientos aleatorios de las partículas tienden a igualar las concentraciones. Evidentemente, el proceso no tiene ninguna finalidad en el sentido de que las partículas no tienen un “objetivo” a donde dirigirse; se trata de un proceso caótico que da lugar a que predomine el movimiento desde las zonas de mayor concentración, hacia las de menor. Una explicación sencilla se puede fundamentar en consideraciones estadísticas que tengan en cuenta el mayor número de espacios libres en las zonas de menor concentración y el mayor número de interacciones o choques entre partículas en las zonas de mayor concentración.

En la Figura 11-20, se aclara esta idea. Podemos ver dos procesos de difusión que en principio parecen tener la misma lógica. Sin embargo, un análisis más detallado, nos aclara que así como el movimiento de las moléculas obedece únicamente al azar, el segundo proceso es un proceso “inteligente”: las ovejas sí poseen una finalidad cuando se difunden. De esta forma, el primer proceso produce una distribución final homogénea de los dos líquidos, mientras que el segundo proceso produce un movimiento de las ovejas de un recinto a otro.

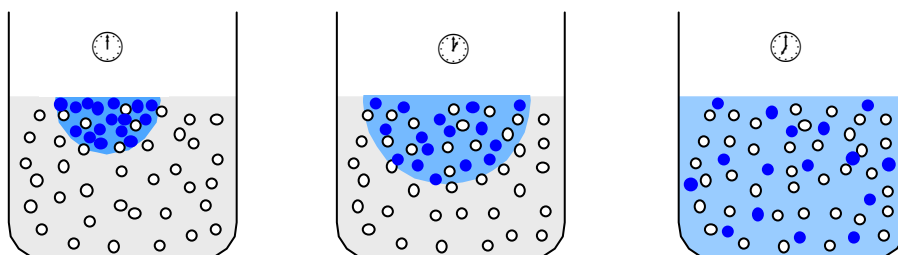


Figura 11-20. Difusión de un líquido (círculos rellenos) en otro (círculos vacíos)



Figura 11-21. Difusión de ovejas en un redil

11.7 Corrientes de desplazamiento

Las corrientes de desplazamiento son debidas a la existencia de un campo eléctrico en el interior de un semiconductor. Este campo eléctrico actúa tanto sobre electrones como sobre los huecos. Este mecanismo ya fue estudiado en el tema de corriente eléctrica, aunque centrado entonces en la co-

riente en los conductores. En él ya se estudió el concepto de velocidad de arrastre y su relación con el campo eléctrico. En el caso de los semiconductores, al existir dos tipos de portadores, tendremos dos velocidades de arrastre diferentes para huecos y para electrones, y por tanto movilidades distintas para electrones μ_n , y para huecos μ_p . De este modo, al aplicar un campo eléctrico \vec{E} , las velocidades de electrones y huecos serán:

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E} \quad \text{y} \quad \vec{v}_p = \mu_p \vec{E}$$

puede observarse que los electrones se mueven en sentido contrario al campo aplicado al tener carga negativa. En todo momento el subíndice n hace referencia a los electrones, y p a los huecos.

De este modo, las densidades de corriente de desplazamiento producidas por ambos portadores serán:

$$\begin{aligned} \vec{J}_{n\,des} &= nq\vec{v}_n = n(-q_e)(-\mu_n \vec{E}) = nq_e\mu_n \vec{E} \\ \vec{J}_{p\,des} &= pq\vec{v}_p = pq_e\mu_p \vec{E} \end{aligned}$$

siendo n y p la concentración de electrones y huecos respectivamente, y q_e la carga del electrón en valor absoluto. A pesar de moverse electrones y huecos en sentido contrario, sin embargo, tanto $\vec{J}_{n\,des}$ como $\vec{J}_{p\,des}$ tienen el mismo sentido (el mismo que el campo aplicado). La densidad de corriente de desplazamiento total será la suma de ambas:

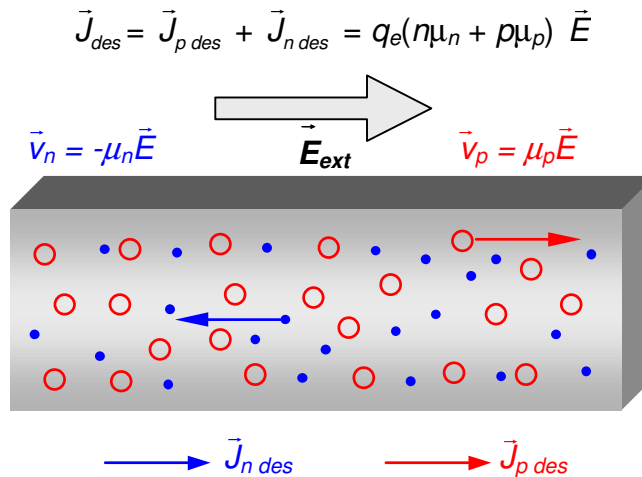


Figura 11-22. Corrientes de desplazamiento en un semiconductor

Si admitimos un comportamiento óhmico del semiconductor, podemos aplicar la ley de Ohm microscópica, y así obtener la conductividad del semiconductor en función de las concentraciones de portadores:

$$\vec{J}_{des} = \sigma \vec{E} \quad \sigma = q_e(n\mu_n + p\mu_p)$$

Si se trata de un semiconductor intrínseco, $n = p = n_i$, por lo tanto:

$$\sigma = q_e n_i (\mu_n + \mu_p)$$

Ecuación 11-3

En el caso de semiconductores extrínsecos, dado que la concentración de portadores mayoritarios es mucho mayor que la de portadores minoritarios, se podrá despreciar la participación de los portadores minoritarios en la conductividad, y por lo tanto la conductividad en cada tipo de semiconductor será la señalada en la Figura 11-23:

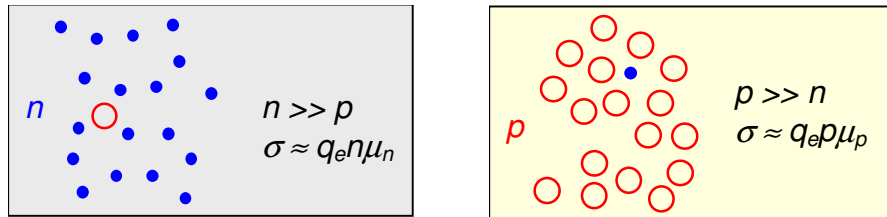


Figura 11-23. Conductividades en los semiconductores extrínsecos tipo n en la figura de la izquierda, y tipo p en la de la derecha

En la Tabla 11-7 se muestra los valores de movilidades, conductividades y concentraciones intrínsecas de dos semiconductores a 27 °C (germanio y silicio) comparadas con las de dos conductores (hierro y cobre). Hay que resaltar el hecho de las bajas movilidades de los electrones en los conductores, lo que se interpreta porque las velocidades de arrastre en ellos es menor, pues no olvidemos que la concentración de portadores es mayor. También hay que observar las diferencias entre las conductividades entre conductores y semiconductores.

	Ge	Si	Fe	Cu
$\mu_n(\text{m}^2/\text{Vs})$	0,390	0,135	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$4,54 \cdot 10^{-4}$
$\mu_p(\text{m}^2/\text{Vs})$	0,182	0,05		
$\sigma_i(\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	2,2	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$11,7 \cdot 10^6$	$62,5 \cdot 10^6$
$n_i(\text{e}^-/\text{m}^3)$	$\approx 10^{19}$	$\approx 10^{15}$	$\approx 10^{28}$	$\approx 10^{29}$

Tabla 11-7. Movilidades, conductividades y concentraciones intrínsecas de semiconductores y conductores a 27 °C

Influencia de la temperatura en la conductividad

Al aumentar la temperatura de un semiconductor, la concentración intrínseca aumenta, por lo que tendremos una mayor concentración de pares electrón–hueco. De este modo, es de esperar un aumento en la conductividad. El efecto está representado en el siguiente gráfico para el germanio puro.

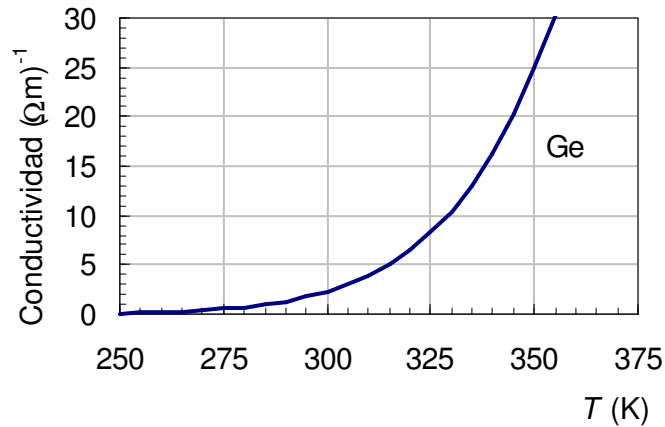


Figura 11-24. Influencia de la temperatura en la conductividad

Si en lugar de tratarse de un semiconductor puro, éste se encuentra dopado, la situación es distinta por la presencia de impurezas. El comportamiento está descrito en la Figura 11-25 en el que es posible apreciar tres zonas:

1. En el cero absoluto de temperatura (0 K), todos los electrones están ligados a sus átomos, y por tanto no hay portadores de carga libres, y la conductividad es nula. En los semiconductores dopados, al aumentar la temperatura ligeramente por encima de 0 K, los átomos de impurezas ya se ionizan por tener una energía de ionización muy pequeña; por lo tanto, tendremos una concentración de portadores significativa que posibilita la conducción, incluso a temperaturas próximas al cero absoluto (0 K). De este modo, la curva sube muy rápidamente.

En el semiconductor puro no se ha alcanzado todavía la temperatura en la cual se produce la ionización de los átomos del semiconductor, y por tanto la conductividad es prácticamente nula.

2. Al aumentar la temperatura, la conductividad no aumenta de modo sensible, pues ya se han ionizado todas las impurezas en los semiconductores dopados, y el único proceso que aporta nuevos portadores de carga libres es la generación térmica de pares electrón–hueco. Los pares electrón–hueco generados térmicamente son cuantitativamente insignificantes a temperaturas menores o próximas a la temperatura ambiente (300 K), tanto para semiconductores dopados como puros.

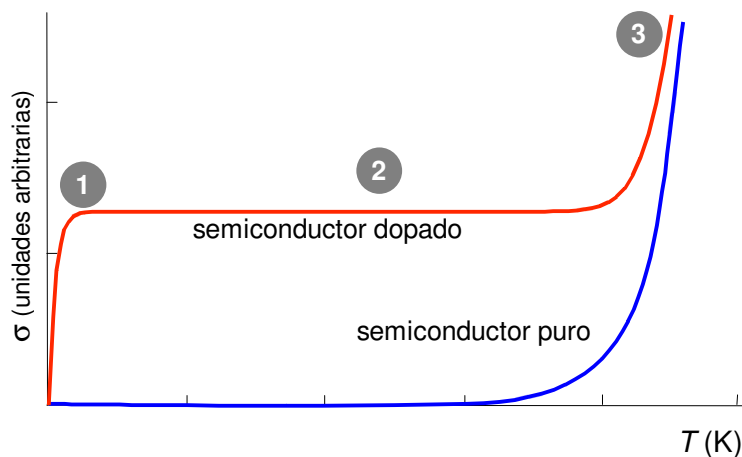


Figura 11-25. Influencia de la temperatura en la conductividad de los semiconductores extrínsecos

3. Si la temperatura alcanza valores más altos, los pares electrón–hueco generados térmicamente empiezan a ser lo suficientemente significativos como para que su número sea comparable o mayor a los que teníamos procedentes de las impurezas. De este modo, la conductividad, que se había mantenido estable, aumenta ahora como consecuencia de los pares electrón–hueco generados térmicamente. Por lo tanto, a temperaturas muy altas el comportamiento del semiconductor dopado y el puro tiende a confundirse.

Por otra parte, hay que tener en cuenta que el aumento de pares electrón–hueco trae consigo un aumento significativo de la proporción de portadores minoritarios, pues el aumento en cantidades iguales de ambos tipos de portadores, hace que la proporción de minoritarios aumente.

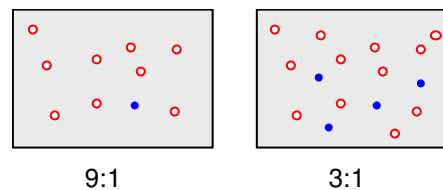


Figura 11-26. Al aumentar en cantidades iguales electrones y huecos, el aumento del portador minoritario es proporcionalmente más importante

Ejemplo 11-2

Un semiconductor intrínseco contiene $2 \cdot 10^{21}$ pares electrón–hueco por m^3 . Calcula su resistividad, sabiendo que las movilidades son $\mu_n = 0,3 \text{ m}^2/\text{Vs}$; $\mu_p = 0,09 \text{ m}^2/\text{Vs}$

Solución

La conductividad de un semiconductor intrínseco se calcula como:

$$\sigma = q_e n_i (\mu_n + \mu_p)$$

por lo que sustituyendo:

$$\sigma = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{21} (0,3 + 0,09) = 125 (\Omega\text{m})^{-1}$$

por lo que la resistividad es:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = 0,008 \Omega\text{m}$$

11.8 Corrientes de difusión

Las corrientes de difusión en un semiconductor son producidas por las diferentes concentraciones de portadores en un semiconductor, y pueden deberse a la difusión de huecos, o a la difusión de electrones.

Para expresar las diferentes concentraciones de portadores, tanto de electrones como de huecos, utilizaremos el gradiente de concentración. Tal y

como se definió el operador gradiente en el capítulo 2 de teoría de campos, el gradiente de concentraciones de electrones y huecos vendrá dado por:

$$\nabla n = \frac{\partial n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial n}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial n}{\partial z} \vec{k} \quad \nabla p = \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k}$$

Para el caso de una única dimensión, por ejemplo la x , estas expresiones se reducen a

$$\nabla n = \frac{dn}{dx} \vec{i} \quad \nabla p = \frac{dp}{dx} \vec{i}$$

suponiendo un gradiente de concentraciones a lo largo del eje x . Recordemos que n y p son la concentración de electrones y huecos (numero de electrones/huecos por unidad de volumen), respectivamente, por lo que ∇n y ∇p expresan la mayor o menor diferencia de concentraciones. El sentido del vector gradiente está dirigido hacia valores crecientes de la concentración.

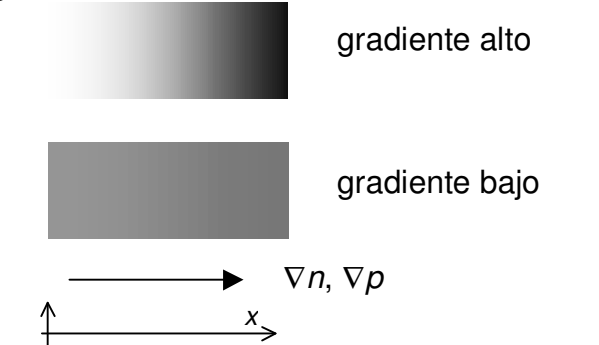


Figura 11-27. Gradiente de concentraciones en el eje x

La dependencia entre este gradiente de concentraciones y la corriente de difusión que se produce, viene dada por la ley de Fick, que para la corriente de electrones es:

$$\vec{J}_{n \text{ dif}} = q_e D_n \nabla n \quad \text{Ecuación 11-4}$$

q_e es la carga de los electrones en valor absoluto, y D_n el coeficiente de difusión de éstos, un parámetro característico del material y de la temperatura.

De forma análoga, se puede escribir la ley de Fick para la corriente de difusión de huecos:

$$\vec{J}_{p \text{ dif}} = -q_e D_p \nabla p \quad \text{Ecuación 11-5}$$

q_e es la carga de los huecos en valor absoluto (que es igual a la carga del electrón en valor absoluto), y D_p es el coeficiente de difusión de los huecos.

Puede observarse que la corriente de difusión de los electrones tiene el mismo sentido que el gradiente de electrones, esto es, hacia valores de concentración mayores, debido a que los electrones por difusión tienden a moverse de la región de mayor concentración a la de menor concentración, es decir en dirección contraria al gradiente, y puesto que los electrones tienen carga negativa, esto implica una corriente eléctrica en sentido contrario a su movimiento, es decir, en sentido del gradiente de concentración de electrones (ver Figura 11-28).

Sin embargo, la corriente de difusión de los huecos tiene sentido contrario al del gradiente, debido a que los huecos tienden a moverse de la zona de

mayor concentración a la de menor concentración, es decir en sentido contrario al gradiente, y como se trata de cargas positivas, la densidad de corriente tendrá la dirección de movimiento de los huecos, es decir, sentido contrario al gradiente (ver Figura 11-28).

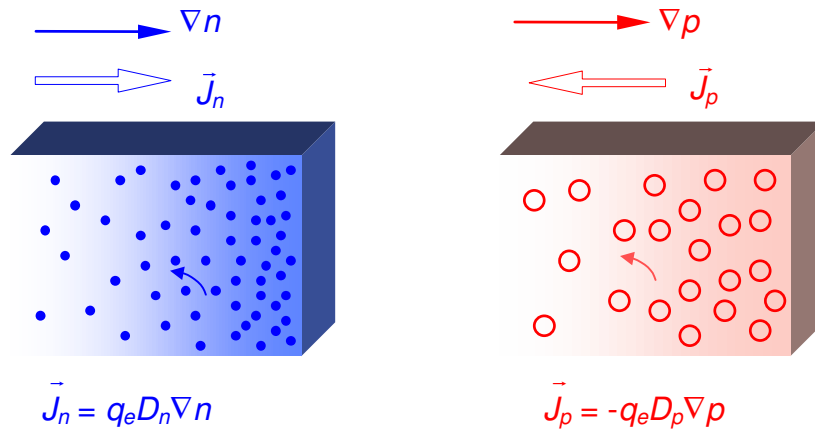


Figura 11-28. Corrientes de difusión de electrones y de huecos

Obsérvese la analogía existente entre la ley de Ohm y la ley de Fick. En el primer caso, la corriente de desplazamiento es directamente proporcional al gradiente del potencial eléctrico, con una constante de proporcionalidad, la conductividad. En el segundo caso, la corriente de difusión es directamente proporcional al gradiente de concentración, con la constante de difusión multiplicada por la carga del portador ($+q_e$ o $-q_e$) como constante de proporcionalidad.

Ley de Ohm	Ley de Fick
$\vec{J}_{des} = -\sigma \nabla V$	$\vec{J}_{dif} = -qD \nabla p$

Como ejemplo, los coeficientes de difusión en el silicio a 300 K son $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ para los electrones, y $1,31 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$, para huecos. Las dimensiones del coeficiente de difusión son:

$$[D] = L^{-2} T^2$$

La densidad de corriente total debida a electrones y a huecos es por tanto:

$$\vec{J}_{dif} = q_e(D_n \nabla n - D_p \nabla p) \quad \text{Ecuación 11-6}$$

Parece lógico suponer que las constantes de difusión están relacionadas con las movilidades de los portadores. En efecto, un análisis estadístico del fenómeno de la difusión permite establecer la denominada *relación de Einstein*:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q_e} = V_T \quad \text{Ecuación 11-7}$$

k es la constante de Boltzmann $= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$, y V_T es el denominado potencial equivalente de temperatura, que a 300 K vale 26 mV.

Sustituyendo los valores de k y q_e , el potencial equivalente de temperatura se puede expresar de forma bastante aproximada como:

$$V_T = \frac{T}{11600}$$

siendo T la temperatura en kelvin.

Ejemplo 11-3

La concentración de huecos en una barra de silicio de 5 mm^2 , no es uniforme, y sigue la ley $p = kx$, siendo $k = 4 \cdot 10^{20} \text{ huecos/m}^4$. Determina la corriente de difusión existente en la barra. (El coeficiente de difusión de huecos en el silicio a 300 K es $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$)

Solución

Puesto que la concentración varía únicamente en el eje X , la corriente de difusión tendrá la dirección del eje X , y su módulo vendrá dado por:

$$J_{\text{dif}} = q_e D_p \nabla p = q_e D_p \frac{dp}{dx} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,3 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \cdot 10^{20} = 8,32 \cdot 10^{-2} \text{ A/m}^2$$

y la intensidad de corriente es: $JS = 8,32 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{-6} = 416 \text{ nA}$

11.9 Corriente total

Si incluimos todas las corrientes que tienen lugar en el semiconductor tanto como consecuencia de la aplicación de un campo eléctrico (corriente de desplazamiento), como consecuencia de un gradiente de concentraciones (corrientes de difusión) tendremos:

$$\vec{J}_n = \vec{J}_{n \text{ dif}} + \vec{J}_{n \text{ des}} = q_e D_n \nabla n + n \mu_n q_e \vec{E}$$

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{p \text{ dif}} + \vec{J}_{p \text{ des}} = - q_e D_p \nabla p + p \mu_p q_e \vec{E}$$

y la densidad de corriente total:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = q_e (n \mu_n + p \mu_p) \vec{E} + q_e (D_n \nabla n - D_p \nabla p)$$

Ecuación 11-8

11.10 Variación de potencial en un semiconductor con dopado no uniforme

Vamos a estudiar la polarización que se produce en un semiconductor extrínseco que haya sido dopado de forma no uniforme y que se encuentre eléctricamente aislado. Supongamos que se trata de un semiconductor tipo p , y que el dopado sigue una cierta ley, $p = p(x)$. Al no tener una concentración de huecos constante, se producirá una corriente de difusión desde la zona de mayor concentración a la de menor concentración. Puesto que la concentración de huecos depende únicamente de la coordenada x , vamos a trabajar únicamente en una dimensión. La corriente de difusión será:

$$\vec{J}_{p\ dif} = -q_e D_p \frac{dp}{dx} \vec{i}$$

Obsérvese que al ser

$dp/dx < 0$, $\vec{J}_{p\ dif}$ está dirigido en sentido positivo del eje OX .

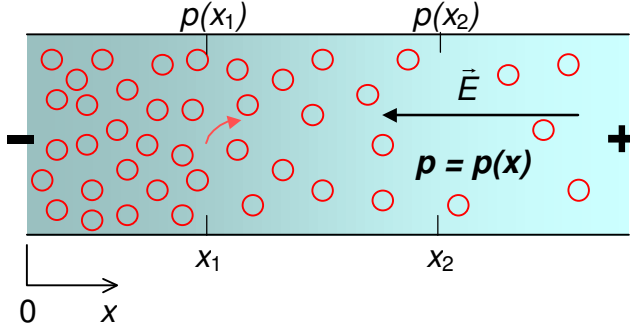


Figura 11-29. Variación de potencial en un semiconductor con dopado no uniforme

Al estar aislado, la corriente total deberá de ser cero, por lo que la corriente de difusión anterior, al producir una segregación de cargas, será compensada por una corriente de desplazamiento de huecos en sentido contrario al de la difusión. Esta segunda corriente, por tanto, es producida por un campo eléctrico en el interior de conductor dirigido desde la zona de menor concentración hacia la de mayor concentración, de tal modo que:

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{p\ dif} + \vec{J}_{p\ des} = -q_e D_p \frac{dp}{dx} \vec{i} + p \mu_p q_e E \vec{i} = 0 \rightarrow E = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{V_T}{p} \frac{dp}{dx}$$

V_T es el potencial equivalente de temperatura.

La consecuencia de este campo eléctrico es la aparición de una diferencia de potencial entre los extremos del semiconductor, diferencia de potencial que se puede calcular fácilmente a partir del campo eléctrico:

$$V_2 - V_1 = - \int_{x_1}^{x_2} E dx = - \int_{x_1}^{x_2} \frac{V_T}{p} \frac{dp}{dx} dx = -V_T \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = V_T \ln \frac{p_1}{p_2} \quad \text{Ecuación 11-9}$$

Esta diferencia de potencial es la que se conoce como potencial de contacto, y explica que algunos semiconductores presenten una diferencia de potencial entre sus extremos aún cuando no formen parte de ningún circuito eléctrico. Esta ecuación puede expresarse de la forma:

$$p_1 = p_2 e^{(V_2 - V_1) / V_T} \quad \text{Ecuación 11-10}$$

Esta es la denominada relación de Boltzmann, que se puede obtener también a partir de la teoría cinética de los gases.

En el caso de que el dopado se hubiera efectuado con impurezas donadoras en vez de aceptoras, todo el análisis anterior se puede repetir sustituyendo huecos por electrones, para obtener:

$$V_2 - V_1 = -V_T \ln \frac{n_1}{n_2} \quad \text{Ecuación 11-11}$$

$$n_1 = n_2 e^{-(V_2 - V_1)/V_T} \quad \text{Ecuación 11-12}$$

11.11 Cuestiones y problemas

1. Cita dos diferencias entre materiales conductores y semiconductores.
2. Indica si son verdaderas o falsas las siguientes afirmaciones:
 - La conducción en semiconductores se debe sólo al movimiento de electrones.
 - Los huecos son la ausencia de un electrón en un enlace covalente.
 - Los huecos se comportan como una partícula cargada positivamente en el interior del semiconductor.

Los semiconductores intrínsecos:

- Son cristales de semiconductor puro.
- Tienen mayor número de electrones que de huecos.
- No tienen carga neta.

Los semiconductores extrínsecos:

- Tienen carga neta.
- Los tipos n están cargados negativamente.
- Los átomos donadores ceden un electrón libre.
- Los aceptores se convierten en iones negativos.
- En semiconductores tipo n la concentración de huecos aumenta respecto del intrínseco.

3. Escribe la ley de acción de masas y la de neutralidad eléctrica especificando claramente que son las magnitudes que intervienen.
4. Describe una experiencia que permita distinguir si un semiconductor es tipo p o tipo n .
5. ¿Qué tipo de impurezas hay que añadir a un semiconductor intrínseco para convertirlo en un semiconductor extrínseco de tipo n ? ¿Y en otro de tipo p ? Justifica las respuestas.
6. Representa el diagrama de bandas de energía para un semiconductor: a) intrínseca, b) extrínseco tipo p , y c) extrínseco tipo n .
7. Un cristal de germanio se contamina con antimonio, que tiene 5 electrones en su última capa electrónica. Señala si aumentan, disminuyen o permanecen constantes las siguientes magnitudes:

- a) La conductividad.
- b) La concentración de electrones.
- c) La concentración de huecos en el cristal.

Justifica brevemente las respuestas.

8. Explica la generación de un par electrón–hueco en un semiconductor según la teoría de las bandas de energía.

9. Un semiconductor extrínseco tipo n está formado por silicio con un dopado de 10^{17} átomos de antimonio/cm³. Teniendo en cuenta que la concentración intrínseca del silicio a 300 K es $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}$ partículas/cm³ ¿Cuál es la concentración de huecos y de electrones en dicho semiconductor a 300 K?

10. Explica las diferencias que se producen al realizar la experiencia de Hall a un semiconductor extrínseco de tipo n y a uno de tipo p . Justifica la respuesta.

11. Halla la concentración de electrones y huecos en el silicio en las circunstancias siguientes:

- a) Silicio puro a 300 K
- b) A 300 K dopado con arsénico en una concentración de $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- c) A 300 K dopado con galio en una concentración de $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- d) Silicio puro a 500 K ($n_i(500 \text{ K}) = 3,7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$)
- e) A 500 K dopado con galio en una concentración de $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- f) A 500 K dopado con arsénico en una concentración de $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

12. Explica brevemente el diferente comportamiento de la conductividad de un semiconductor frente a la temperatura según sea este intrínseco o extrínseco. Además, indica, en el dibujo, a qué clase de semiconductor corresponde cada curva.

13. Indica si son verdaderas o falsas las siguientes afirmaciones:

- La difusión tiende a homogeneizar las concentraciones.
- Los procesos de difusión, aunque suponen movimientos de carga, no dan lugar a corrientes eléctricas en el semiconductor.
- La corriente de difusión de huecos es proporcional al gradiente de la concentración de huecos.
- A mayor número de huecos, mayor número de recombinaciones.
- Si por causas externas al semiconductor se genera un exceso de electrones y huecos, al desaparecer estas condiciones de equilibrio no vuelven a alcanzarse.

14. Halla la resistividad del silicio en las circunstancias siguientes:

- a) A 300 K.
- b) A 300 K dopado con indio en una concentración de $5 \cdot 10^{20} \text{ átomos/m}^3$
- c) A 500 K ($n_i(500 \text{ K}) = 3,7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$)
- d) A 500 K dopado con indio en una concentración de $5 \cdot 10^{20} \text{ átomos/m}^3$

Sol: 2250 Ωm ; 0,25 Ωm ; 0,09 Ωm ; 0,1 Ωm

15. A una barra de germanio de 2 cm² de sección y longitud 10 cm se le aplica una diferencia de potencial de 10 V entre sus extremos. Calcula a 300 K:

- a) Resistividad del germanio.
- b) Resistencia de la barra.
- c) Velocidad de arrastre de electrones y huecos.
- d) Intensidad de corriente.

Sol: $\rho = 0,462 \, \Omega\text{m}$; $R = 231 \, \Omega$; $v_n = 39 \, \text{m/s}$; $v_p = 18 \, \text{m/s}$; $I = 43,3 \, \text{mA}$

16. Un semiconductor intrínseco contiene 10^{20} pares electrón–hueco por m^3 . Calcular la resistividad, sabiendo que las movilidades son $\mu_n = 0,2 \, \text{m}^2/\text{Vs}$; $\mu_p = 0,06 \, \text{m}^2/\text{Vs}$

Sol: $\rho = 0,24 \, \Omega\text{m}$

17. Sea una barra de silicio de sección $2 \, \text{mm}^2$, cuya concentración de electrones, no uniforme, sigue la ley $n = kx$, siendo $k = 2 \cdot 10^{19} \, \text{electrones}/\text{m}^4$. Determina la corriente de difusión existente en la barra. (Consultar tabla 8-1).

Sol: $22,4 \, \text{nA}$.

18. Una barra de semiconductor a $300 \, \text{K}$ con dopado no uniforme tiene una concentración de huecos en sus extremos de $p_1 = 10^{16}$, $p_2 = 10^{22} \, \text{huecos}/\text{m}^3$. ¿Qué diferencia de potencial existirá entre los extremos?.

Sol: $V_{21} = -0,36 \, \text{V}$

GLOSARIO

Hueco. Es la ausencia de un electrón cuando se produce una ruptura de enlace covalente. Se comporta como si de una partícula real se tratara: tiene carga (la fundamental), y masa efectiva y movilidad del mismo orden de magnitud que las del electrón.

Semiconductor intrínseco: formado exclusivamente por átomos de semiconductor. La concentración de huecos es igual a la de electrones libres.

Conducción intrínseca. Conducción producida por los pares electrón–hueco libres generados en cantidades iguales en un semiconductor por aporte de energía.

Concentración de portadores de carga. Llamamos n a la concentración de electrones libres y p a la concentración de huecos.

Concentración intrínseca n_i : concentración de electrones y huecos en un semiconductor intrínseco.

Dopado. Proceso por el cual añadimos átomos (pentavalente o trivalentes) de parecido radio atómico a un semiconductor puro.

Aceptor. Átomo de impureza, que introducido en una red cristalina de semiconductor, aporta un electrón menos que los átomos de la red, ionizándose con carga negativa y produciendo un hue-

CO.

Donador. Átomo de impureza, que introducido en una red cristalina de semiconductor, aporta un electrón más que los átomos de la red, ionizándose con carga positiva y produciendo un electrón.

Semiconductor tipo p. Semiconductor con huecos como portadores mayoritarios. Se ha formado aportando impurezas aceptoras.

Semiconductor tipo n. Semiconductor con electrones como portadores mayoritarios. Se ha formado aportando impurezas donadoras.

Corriente de desplazamiento. Corriente debida a la existencia de un campo eléctrico en el interior de un semiconductor.

Corriente de difusión. Corriente debida a la existencia de un gradiente de concentración de huecos y/o electrones.

Ley de Fick. La densidad de corriente de difusión de portadores (huecos o electrones) es directamente proporcional al gradiente de concentración de portadores. A la constante de proporcionalidad se le denomina coeficiente de difusión.

$$J_{\text{dif}} = q_e D \nabla p$$

(D , coeficiente de difusión; q_e , carga del electrón)

Coeficiente de difusión. Constante de proporcionalidad entre la densidad de corriente por difusión y el gradiente de concentración de portadores, dividido por la carga del portador. Hay una para huecos y otra para electrones. Aparece en la ley de Fick.

Bibliografía:

- M. Robles, F. Romero, E. Bonet, M.L. Jorda, J. Mas y J.M. Meseguer, “*Física Básica de semiconductores*”. Editorial Paraninfo. Madrid, 1993.
- N. Garcia y A. Damask, “*Physics for Computer Science Students*”, Editorial Springer-Verlag. Nueva York, 1991.
- R. Eisberg y R Resnick, “*Física cuántica*”, Editorial Limusa, Méjico, 1986.
- Galindo y P. Pascual. “*Mecánica Cuántica, Vols. I y II*”. Eudema Univer., 1989.
- J. Millman, “*Microelectrónica. Circuitos y sistemas analógicos y digitales*”, Ed. Hispano Europea, 1989.

- R. Boylestad, L. Nashelsky, "*Electrónica. Teoría de circuitos*", Prentice Hall Iberoamericana, 1997.
- J. Millman, C.C. Halkias, "*Electrónica integrada. Circuitos y sistemas analógicos y digitales*", Ed. Hispano Europea, 1981.
- R. Boylestad, L. Nashelsky, "*Electronic devices and circuit theory*", Prentice Hall Iberoamericana, 1987.
- S.M. Sze, "*Semiconductor devices. Physics and Technology*", John Wiley & Sons, 1985.
- J. Llinares y A. Page "*Curso de física aplicada. Electromagnetismo y semiconductores*", Servicio de Publicaciones UPV, ref 87-331, 1987.
- Robles, M. y otros, "*Física básica de semiconductores*" (Paraninfo, Madrid, 1993)
- Adler, R. B.; Smith, A. C.; Longini, R. C, "*Introducción a la física de los semiconductores*". (Reverté S.A. Barcelona 1981)
- Boylestad, R; Nashelsky, L, "*Electrónica: Teoría de Circuitos*" (Prentice Hall, Mexico 1997)
- J. Millman y A. Grabel, "*Microelectrónica*". Editorial Hispano Europea, S.A., Barcelona, 1995.