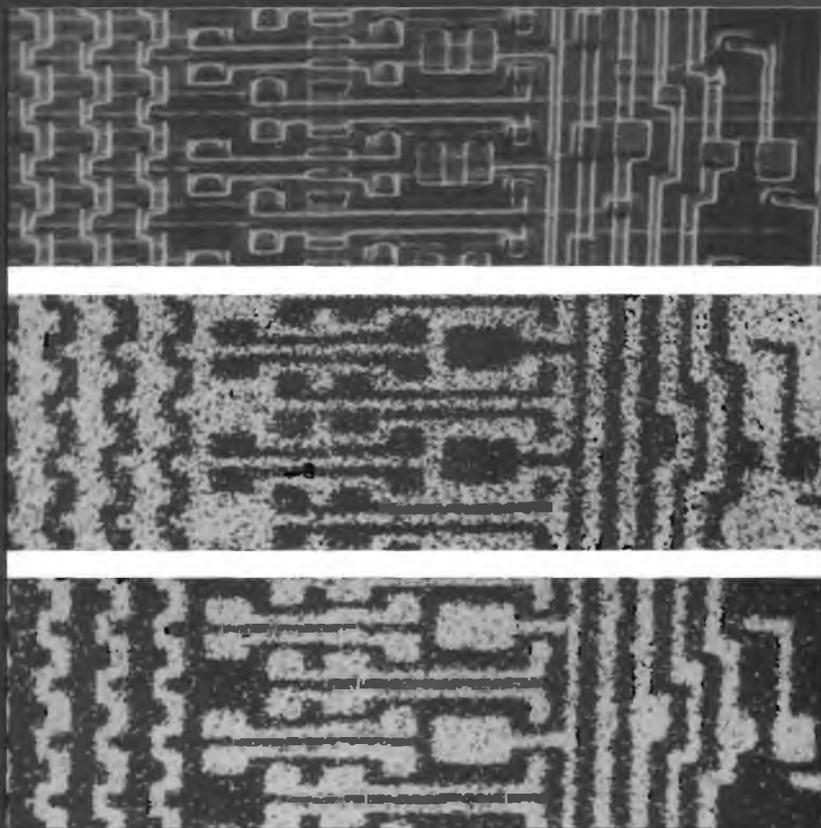


## PROPIEDADES ELÉCTRICAS



En la sección 8.9 se indicó que la imagen en el microscopio electrónico de barrido se forma por medio de un haz de electrones que barre la superficie de la muestra examinada. Los electrones del haz excitan algunos átomos de la superficie de la muestra, los cuales emiten rayos X. La energía de una fotón de rayos X depende del átomo particular del cual proviene. Es posible seleccionar únicamente los rayos X emitidos por un determinado átomo y cuando son proyectados en un tubo de rayos catódicos se producen puntos brillantes pequeños indicando las posiciones de un tipo determinado de átomos; por consiguiente, se obtiene "un mapa de puntos" de la imagen. *Arriba:* Micrografía electrónica de barrido de un circuito integrado. *Centro:* Un mapa de puntos de silicio para el circuito integrado anterior, mostrando las regiones donde se concentran los átomos de silicio. Silicio dopado es el semiconductor a partir del cual se elaboraron los elementos del circuito. *Abajo:* Mapa de puntos del aluminio. El aluminio es un conductor de la electricidad y las conexiones eléctricas entre los elementos están hechas con este elemento. Aproximadamente 200 aumentos.

## 19.1 INTRODUCCIÓN

El principal objetivo de este capítulo es explorar las propiedades eléctricas de los materiales, es decir, su respuesta a la acción de un campo eléctrico aplicado. Se empieza con el fenómeno de la conducción eléctrica: los parámetros por los cuales se expresa, los mecanismos de conducción por electrones y cómo la estructura de bandas de energía de un material determina su capacidad conductora. Estos principios se extienden a los metales, semiconductores y aisladores. Se tratan especialmente las características de los semiconductores y los dispositivos semiconductores. Las secciones finales se dedican a los fenómenos peculiares de la ferroelectricidad y la piezoelectricidad.

## CONDUCCIÓN ELÉCTRICA

### 19.2 LEY DE OHM

Una de las más importantes características eléctricas de un material sólido es la facilidad con que transmite una corriente eléctrica. La **ley de Ohm** relaciona la corriente,  $I$ , o sea el paso de carga por unidad de tiempo, con el voltaje aplicado,  $V$ , de la manera siguiente:

$$V = IR \quad (19.1)$$

donde  $R$  es la resistencia del material a través del cual pasa la corriente. Las unidades de  $V$ ,  $I$  y  $R$  son, respectivamente, voltios (J/C), amperios (C/s), y ohmios (V/A). El valor de  $R$  depende de la configuración de la muestra y en muchos materiales es independiente de la corriente. La **resistividad**,  $\rho$ , es independiente de la geometría de la muestra y está relacionada con  $R$  mediante la expresión:

$$\rho = \frac{RA}{l} \quad (19.2)$$

donde  $l$  es la distancia entre los dos puntos en que se mide el voltaje y  $A$  es el área de la sección perpendicular a la dirección de la corriente. Las unidades de  $\rho$  son ohmios-metro ( $\Omega\cdot\text{m}$ ). A partir de la expresión de la ley de Ohm y de la ecuación 19.2,

$$\rho = \frac{RVA}{Il} \quad (19.3)$$

La Figura 19.1 es un esquema de un dispositivo experimental para medir la resistividad eléctrica.

### 19.3 CONDUCTIVIDAD ELÉCTRICA

Algunas veces se utiliza la **conductividad eléctrica**,  $\sigma$ , para especificar el carácter eléctrico de un material. Es simplemente el recíproco de la resistividad, o sea

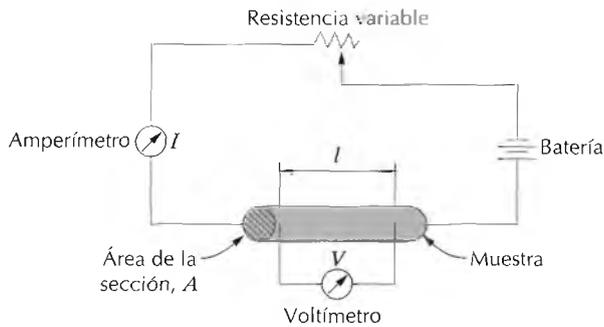


Figura 19.1 Esquema del aparato utilizado para medir la resistividad eléctrica.

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (19.4)$$

e indica la facilidad con que un material es capaz de conducir una corriente eléctrica. Las unidades de  $\sigma$  son las inversas de  $\Omega\cdot\text{m}$  [ $(\Omega\cdot\text{m})^{-1}$ , o bien,  $\text{mho}/\text{m}$ ]. En el siguiente análisis de las propiedades eléctricas se utiliza tanto el concepto de resistividad como el de conductividad.

Además de la ecuación 19.1, la ley de Ohm puede expresarse como

$$J = \sigma \mathcal{E} \quad (19.5)$$

en la cual  $J$  es la densidad de corriente, la corriente por unidad de área  $I/A$ , y  $\mathcal{E}$  es la intensidad del campo eléctrico, o sea la diferencia de voltaje entre dos puntos dividida por la distancia que los separa:

$$\mathcal{E} = \frac{V}{l} \quad (19.6)$$

La demostración de la equivalencia de las dos expresiones de la ley de Ohm (Ecuaciones 19.1 y 19.5) se deja como ejercicio.

Los materiales sólidos muestran un sorprendente intervalo de conductividades eléctricas, el cual se extiende unos 27 órdenes de magnitud; probablemente ninguna otra magnitud física experimenta tan amplia variación. De hecho, una manera de clasificar a los materiales sólidos es según la facilidad o dificultad para conducir la corriente eléctrica; dentro de este tipo de clasificación existen tres grupos: *conductores*, *semiconductores* y *aisladores*. Los **metales** son buenos conductores, típicamente tienen conductividades del orden de  $10^7$   $(\Omega\cdot\text{m})^{-1}$ . En el otro extremo están los materiales con muy bajas conductividades que van desde  $10^{-10}$  a  $10^{-20}$   $(\Omega\cdot\text{m})^{-1}$ . Estos son los **aisladores** eléctricos. Materiales con conductividades intermedias, generalmente entre  $10^{-6}$  y  $10^4$   $(\Omega\cdot\text{m})^{-1}$  se denominan **semiconductores**.

#### 19.4 CONDUCCIÓN ELECTRÓNICA Y IÓNICA

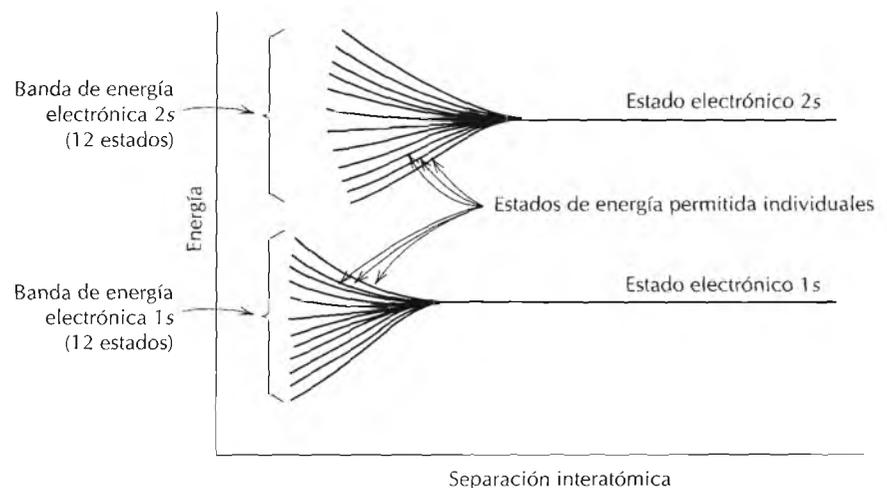
Una corriente eléctrica es el resultado del movimiento de partículas eléctricamente cargadas en respuesta a fuerzas que actúan sobre ellas debido a la acción de un campo eléctrico externamente aplicado. Las partículas posi-

vas son aceleradas en la dirección del campo y las negativas en la dirección opuesta. En la mayoría de los materiales se origina una corriente a partir del flujo de electrones, lo cual se denomina *conducción electrónica*. Además, en los materiales iónicos puede tener lugar un movimiento neto de partículas cargadas que genere una corriente, lo cual se denomina **conducción iónica**. Aquí se tratará la conducción electrónica; la conducción iónica será brevemente analizada en la Sección 19.15.

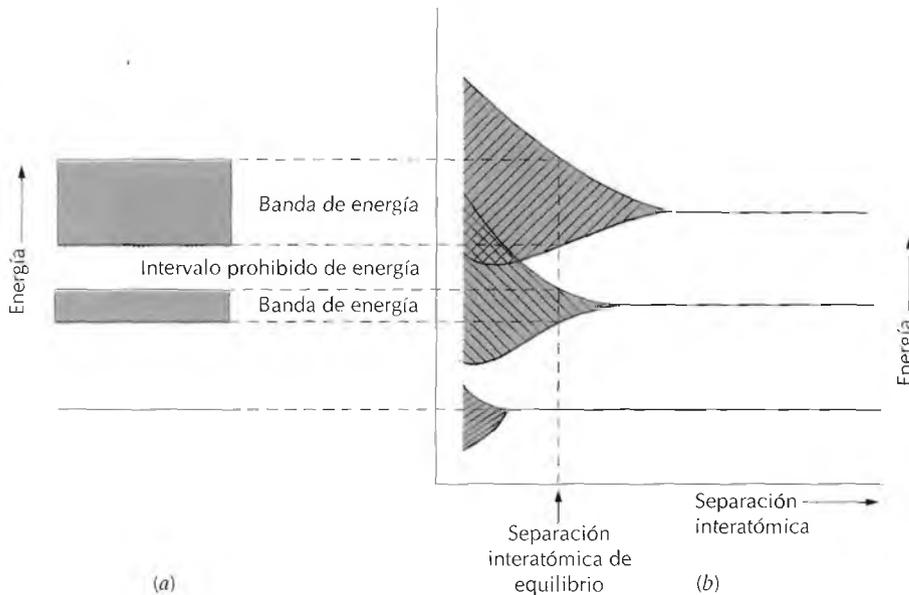
### 19.5 ESTRUCTURA DE BANDAS DE ENERGÍA DE LOS SÓLIDOS

En todos los conductores y semiconductores, y en muchos materiales aisladores, solamente existe la conducción electrónica, por lo que la magnitud de la conductividad eléctrica es fuertemente dependiente del número de electrones capaces de participar en el proceso de conducción. Sin embargo, no todos los electrones de cada átomo son acelerados por la acción de un campo eléctrico. El número de electrones que pueden participar en la conducción eléctrica en un determinado material está relacionado con la distribución de los estados electrónicos o niveles energéticos y, por tanto, con la manera en que estos estados pueden estar ocupados por electrones. Una rigurosa exposición de estos temas es complicada y requiere utilizar principios de mecánica cuántica, lo cual excede el objetivo de esta obra; el desarrollo que sigue omite algunos conceptos y simplifica otros.

Los conceptos relativos a los estados de energía de los electrones, su ocupación y la configuración resultante para átomos aislados fue discutida en la Sección 2.3. En resumen, para cada átomo individual existen niveles de energía discretos que pueden estar ocupados por electrones, dispuestos en niveles y subniveles. Los niveles son designados por números enteros (1, 2, 3, etc.) y los subniveles por letras (*s*, *p*, *d*, y *f*). Para cada uno de los subniveles, *s*, *p*, *d* y *f*, existen, respectivamente, uno, tres, cinco y siete estados. Los electrones en la mayoría de los átomos llenan los estados de menor energía, con dos electrones de espín opuesto por cada estado, de acuerdo con el prin-



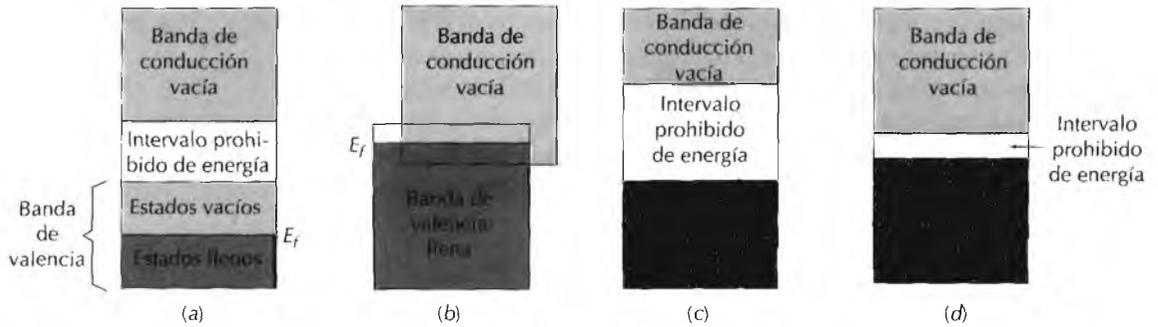
**Figura 19.2** Representación esquemática de la energía de los electrones en función de la separación interatómica para un agregado de 12 átomos ( $N = 12$ ). Al aproximarse a distancias muy pequeñas cada uno de los niveles de energía 1s y 2s de los átomos se dividen para formar una banda de energía electrónica que consiste en 12 estados.



**Figura 19.3** (a) Representación convencional de la estructura de bandas de energía de los materiales sólidos en la separación interatómica de equilibrio. (b) Energía de los electrones frente a la separación interatómica para un grupo de átomos ilustrando cómo se forma la estructura de bandas de energía de equilibrio en (a). (Z. D. Jastrzebski, *The Nature and Properties of Engineering Materials*, 3ª edición, Copyright 1987 de John Wiley & Sons, Inc. Reproducido con permiso de John Wiley & Sons, Inc.)

cipio de exclusión de Pauli. La configuración electrónica de un átomo aislado representa la distribución de los electrones dentro de los estados permitidos.

Consideremos ahora la extrapolación de algunos de estos conceptos a los materiales sólidos. Un sólido puede ser imaginado como formado por un gran número de átomos,  $N$ , inicialmente separados, que después de acercarse unos a otros se van enlazando para formar la disposición atómica ordenada que se encuentra en el material cristalino. Para separaciones relativamente grandes, cada átomo es independiente de todos los otros y tendrá los niveles de energía atómicos y la configuración electrónica que tendría si estuviera aislado. Sin embargo, si los átomos se aproximan unos a otros, los electrones son perturbados por los electrones y los núcleos de los átomos adyacentes. Esta influencia es tal que cada nivel de energía del átomo se divide o desdobra en una serie de estados electrónicos distintos pero muy próximos que forman lo que se denomina una **banda de energía de los electrones**. El grado de desdoblamiento depende de la separación interatómica (Fig. 19.2) y empieza con los niveles electrónicos más exteriores, puesto que éstos son los primeros en ser perturbados a medida que los átomos coalescen. Dentro de cada banda, los estados de energía son discretos, aunque la diferencia de energía entre estados adyacentes es muy pequeña. Para la separación de equilibrio, la formación de bandas no puede ocurrir para los niveles cercanos al núcleo, tal como se ilustra en la Fig. 19.3b. Además, pueden producirse intervalos prohibidos entre bandas de energía, tal como se ilustra en la



**Figura 19.4** Posibles estructuras de bandas en los sólidos a 0 K. (a) Estructura de bandas encontrada en metales como el cobre, en la cual existen estados electrónicos por encima y adyacentes a los estados llenos en la misma banda. (b) Estructura de bandas de metales como el magnesio, en la cual se produce un solapamiento entre la banda de valencia llena y una banda de conducción vacía. (c) Estructuras de bandas característica de los aisladores; la banda de valencia está llena y está separada de la banda de conducción vacía por un intervalo prohibido de energía relativamente alta ( $> 2$  eV). (d) Estructura de bandas encontrada en los semiconductores, la cual es la misma que para los aisladores excepto que el intervalo prohibido de energía es muy estrecho ( $< 2$  eV).

figura; normalmente, los estados de estos intervalos no pueden ser ocupados por electrones. El método convencional de representar las estructuras de bandas de energía de los electrones se muestra en la Fig.19.3a.

El número de estados dentro de cada banda será igual al número total de estados con que contribuyen los  $N$  átomos. Por ejemplo, una banda  $s$  constará de  $N$  estados, y una banda  $p$  de  $3N$  estados. Con respecto a la ocupación, cada estado de energía puede acomodar dos electrones, los cuales deben tener espines opuestos. Además, las bandas contendrán a los electrones que residían en los correspondientes niveles de los átomos aislados; por ejemplo, la banda  $4s$  en el sólido contendrá aquellos electrones  $4s$  de los átomos aislados. Desde luego, existirán bandas vacías y, posiblemente, bandas que estarán sólo parcialmente llenas.

Las propiedades eléctricas de un material sólido son una consecuencia de su estructura electrónica de bandas, o sea, de la distribución de las bandas electrónicas más exteriores y la manera como son llenadas por los electrones. A este respecto, la banda que contiene los electrones con mayor energía, o sea, los electrones de valencia, se denomina **banda de valencia**. La **banda de conducción** es la banda de energía siguiente, la cual a menudo está vacía de electrones.

A 0 K existen cuatro tipos distintos de estructuras de bandas de energía. En el primero (Fig. 19.4 a), la banda de valencia sólo está parcialmente llena de electrones. La energía correspondiente al estado de más alta energía a 0 K se denomina **energía de Fermi**,  $E_f$ , tal como se indica. Este tipo de estructura de banda de energía está representada por algunos metales, en particular aquellos que tienen un solo electrón de valencia  $s$  (por ejemplo, el cobre). Cada átomo de cobre tiene un electrón  $4s$ ; sin embargo, para un sólido de  $N$  átomos, la banda  $4s$  es capaz de acomodar  $2N$  electrones. Por consiguiente, sólo la mitad de las posiciones de los electrones están ocupadas dentro de la banda  $4s$ .

El segundo tipo de estructura de bandas de energía, también presente en los metales (Figura 19.4b), tiene la banda de valencia llena, pero se solapa

con la banda de conducción, la cual, si no hubiera solapamiento, estaría vacía. El magnesio tiene este tipo de estructura de bandas. Cada átomo aislado de Mg tiene tres electrones de valencia. Sin embargo, cuando se forma el sólido, las bandas  $3s$  y  $3p$  se solapan. En este caso, y a  $0\text{ K}$ , la energía de Fermi se toma como la energía por debajo de la cual, para  $N$  átomos, están llenos  $N$  estados, con dos electrones por estado.

Los otros dos tipos de bandas de energía son similares: en ambos casos todos los estados en la banda de valencia están completamente llenos con electrones. Sin embargo, no existe solapamiento entre ésta y la banda de conducción vacía; esto origina un **intervalo prohibido de energía** entre ambas. Para materiales muy puros, los electrones no tienen energías en este intervalo. La diferencia entre los dos tipos de estructura de bandas reside en la magnitud del intervalo prohibido de energía; para los materiales que son aisladores, el intervalo prohibido es relativamente ancho (Figura 19.4c), mientras que para los semiconductores es estrecho (Figura 19.4d). La energía de Fermi para este tipo de estructura de bandas está en el intervalo prohibido de energía, cerca del centro.

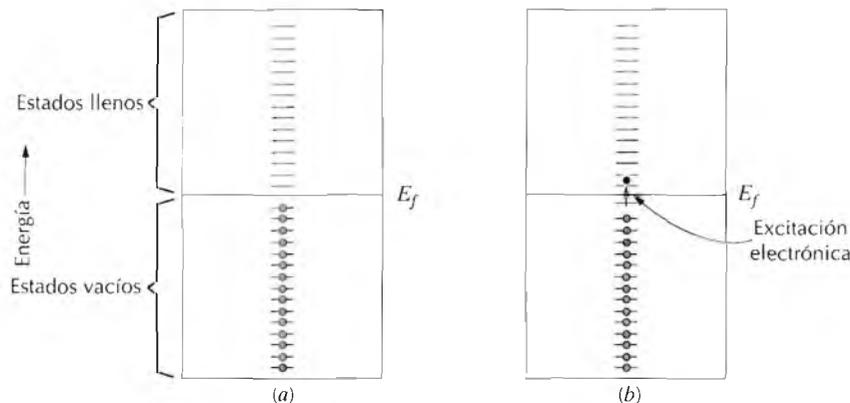
## 19.6 CONDUCCIÓN EN TÉRMINOS DE MODELOS DE BANDAS Y DE ENLACES ATÓMICOS

En este punto, es fundamental entender otro concepto, a saber: solamente los electrones con energías mayores que la energía de Fermi pueden ser acelerados en presencia de un campo eléctrico. Estos son los electrones que participan en el proceso de conducción, los cuales se denominan **electrones libres**. En los semiconductores y aisladores se encuentra otra entidad electrónica cargada denominada **hueco**. Los huecos tienen energías menores que  $E_f$  y también participan en la conducción electrónica. Tal como se muestra más adelante, la conductividad eléctrica es una función directa del número de electrones libres y huecos. Además, la distinción entre conductores y no conductores (aisladores y semiconductores) reside en el número de electrones libres y huecos transportadores de carga.

### 19.6.1 Metales

Para que un electrón llegue a ser libre, debe ser excitado o promovido hacia uno de los estados de energía vacíos y disponibles por encima de  $E_f$ . Para metales con estructura de bandas de los tipos mostrados en las Figuras 19.4a y 19.4b, existen estados de energía vacíos contiguos al nivel ocupado de mayor energía,  $E_f$ . Así, se requiere poca energía para promover electrones en los niveles bajos de energía, tal como se muestra en la Figura 19.5. Generalmente, la energía proporcionada por un campo eléctrico es suficiente para excitar un gran número de electrones de conducción a estos estados conductores.

En el enlace metálico estudiado en la Sección 2.6, se supuso que todos los electrones de valencia tienen libertad de movimiento y forman un "gas de electrones" que está uniformemente distribuido en toda la red de iones. Aun cuando estos electrones no estén localmente unidos a ningún átomo en particular, deben experimentar, sin embargo, cierta excitación para convertirse en conductores completamente libres. Así, aun cuando solamente una fracción es excitada, esto da origen a un número relativamente grande de electrones libres y, en consecuencia, a una conductividad alta.



**Figura 19.5** Estados ocupados en el caso de un metal: (a) antes y (b) después de la excitación electrónica.

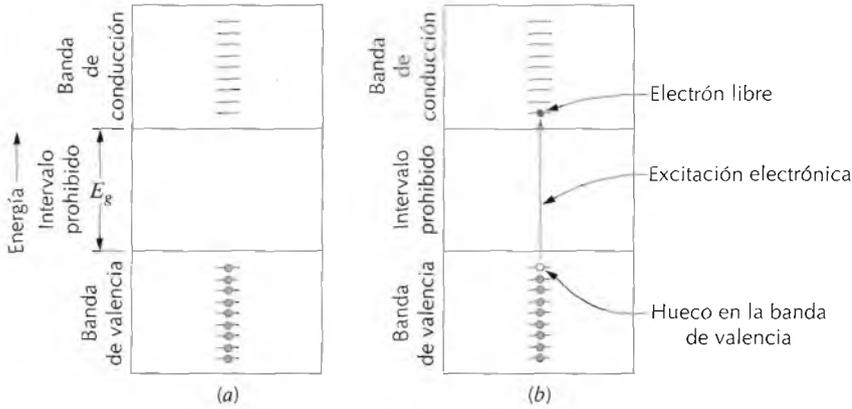
### 19.6.2 Aisladores y semiconductores

En el caso de los aisladores y semiconductores, no existen estados vacíos contiguos al máximo de la banda de valencia. Para hacerse libres, los electrones deben superar un intervalo prohibido de energía para acceder a los primeros estados de energía de la banda de conducción. Esto es posible únicamente si se suministra al electrón la energía equivalente a la diferencia entre estos dos estados, que es aproximadamente igual a la energía del intervalo prohibido,  $E_g$ . Este proceso de excitación se muestra en la Figura 19.6. En muchos materiales este intervalo prohibido tiene una anchura de aproximadamente varios electronvoltios. A menudo la excitación energética proviene de una fuente no eléctrica tal como calor o luz, sobre todo la primera.

El número de electrones excitados térmicamente (por energía calorífica) a la banda de conducción depende del intervalo prohibido de energía, así como de la temperatura. A una temperatura dada, cuanto mayor es  $E_g$ , menor es la probabilidad de que un electrón de valencia pase a un estado energético dentro de la banda de conducción, lo cual resulta en un número menor de electrones de conducción. En otras palabras, cuanto mayor es el intervalo prohibido de energía, menor es la conductividad eléctrica para una determinada temperatura. Por consiguiente, la distinción entre semiconductores y aisladores reside en el valor del intervalo prohibido; en el caso de semiconductores es pequeño, mientras que en los materiales aisladores es relativamente grande.

Al aumentar la temperatura tanto de un aislador como un de un semiconductor se produce un aumento de la energía térmica disponible para la excitación de electrones. Por consiguiente, más electrones son promovidos a la banda de conducción, lo cual origina un aumento de la conductividad.

La conductividad de aisladores y semiconductores puede también ser vista desde la perspectiva de los modelos de enlace químico estudiados en la sección 2.6. En los materiales aisladores, el enlace interatómico es iónico o fuertemente covalente. Así, los electrones de valencia están fuertemente ligados a átomos individuales o son compartidos por ellos. En otras palabras, estos electrones están muy localizados y no son en absoluto libres para mo-



**Figura 19.6** Estados ocupados en el caso de un aislador, o bien un semiconductor: (a) antes y (b) después de la excitación de un electrón desde la banda de valencia a la banda de conducción, en cuyo proceso se forma un electrón libre y un hueco.

verse dentro del cristal. El enlace en los semiconductores es covalente (o bien predominantemente covalente) y es relativamente débil, esto significa que los electrones de valencia no están fuertemente ligados a los átomos. En consecuencia, en los semiconductores, estos electrones son desligados más fácilmente por excitación térmica que en los aisladores.

## 19.7 MOVILIDAD DE LOS ELECTRONES

Cuando se aplica un campo eléctrico, se ejerce una fuerza sobre los electrones libres; por tanto, experimentan una aceleración en la dirección opuesta a la del campo eléctrico debido a su carga eléctrica negativa. Según la mecánica cuántica, no existe interacción entre un electrón acelerado y los átomos en un cristal perfecto. En tales circunstancias, todos los electrones libres deben acelerarse si se mantiene el campo eléctrico, lo cual produciría una corriente eléctrica que aumenta continuamente con el tiempo. Sin embargo, sabemos que la corriente adquiere un valor constante casi en el mismo instante en que el campo es aplicado, lo cual indica que debe existir lo que puede denominarse una "fuerza de fricción", que contrarresta la aceleración producida por el campo aplicado. Esta fuerza de fricción resulta de la interacción de los electrones con los defectos de la red cristalina, entre los que se incluyen átomos de impurezas, vacantes, átomos intersticiales, dislocaciones e incluso las vibraciones térmicas de los átomos. Cada vez que se produce dispersión, el electrón pierde energía cinética y cambia la dirección de su movimiento, tal como está representado esquemáticamente en la Figura 19.7. Existe, sin embargo, un movimiento neto en la dirección opuesta al campo aplicado y este flujo de carga es la corriente eléctrica.

El fenómeno de dispersión se manifiesta como una resistencia al paso de la corriente eléctrica. Se utilizan varios parámetros para describir el grado de esta interacción, entre los cuales se incluye la *velocidad de arrastre* y la **movilidad** de un electrón. La velocidad de arrastre,  $d$ , representa la velocidad media del electrón en la dirección de la fuerza generada por el campo eléctrico. Es directamente proporcional al campo eléctrico:

$$d = \mu_e \mathcal{E} \quad (19.7)$$

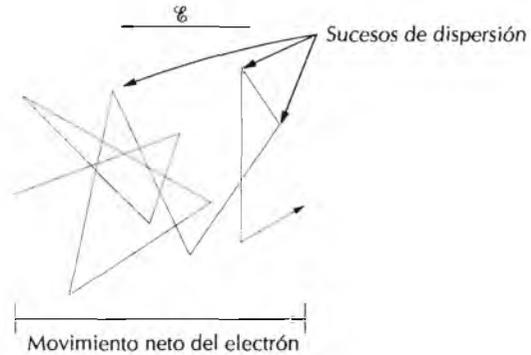


Figura 19.7 Diagrama esquemático mostrando la trayectoria seguida por un electrón que es desviado por dispersión.

<b>Tabla 19.1 Conductividades eléctricas a temperatura ambiente para ocho metales y aleaciones comunes.</b>			
<i>Metal</i>	<i>Conductividad eléctrica</i> [[ $\Omega\cdot m$ ] <sup>-1</sup> ]	<i>Metal</i>	<i>Conductividad eléctrica</i> [[ $\Omega\cdot m$ ] <sup>-1</sup> ]
Plata	$6,8 \times 10^7$	Hierro	$1,0 \times 10^7$
Cobre	$6,0 \times 10^7$	Latón (70 Cu-30 Zn)	$1,6 \times 10^7$
Oro	$4,3 \times 10^7$	Acero al carbono	$0,6 \times 10^7$
Aluminio	$3,8 \times 10^7$	Acero inoxidable	$0,2 \times 10^7$

La constante de proporcionalidad  $\mu_e$  se denomina movilidad electrónica, y es un indicador de la frecuencia de los sucesos de dispersión; sus unidades son metros cuadrados por voltio-segundo ( $m^2/V\cdot s$ )

La conductividad  $\sigma$  de muchos materiales puede expresarse como:

$$\sigma = n|e|\mu_e \quad (19.8)$$

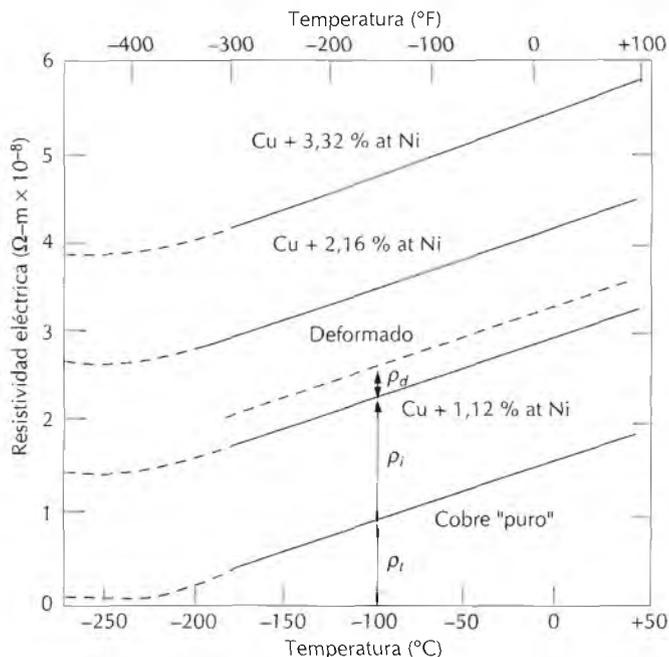
donde  $n$  es el número de electrones libres de conducción por unidad de volumen (por ejemplo, por centímetro cúbico) y  $|e|$  es el valor absoluto de la carga eléctrica sobre cada electrón ( $1,6 \times 10^{-19}$  C). Por tanto, la conductividad eléctrica es proporcional tanto al número de electrones libres como a su movilidad.

## 19.8 RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DE LOS METALES

Tal como se ha mencionado previamente, la mayoría de los metales son extremadamente buenos conductores de la electricidad; las conductividades a temperatura ambiente de algunos de los metales más comunes se dan en la Tabla 19.1. De nuevo, los metales tienen conductividades elevadas debido al alto número de electrones libres que han sido excitados hacia los estados vacíos por encima de la energía de Fermi. De este modo  $n$  tiene un valor grande en la expresión de la conductividad de la Ecuación 19.8.

Es conveniente discutir la conducción en los metales en términos de la resistividad, el recíproco de la conductividad; la razón de este cambio se verá más adelante en la discusión siguiente.

Puesto que los defectos cristalinos actúan como centros de dispersión de los electrones de conducción en los metales, al aumentar el número de de-



**Figura 19.8** Resistividad eléctrica en función de la temperatura para el cobre y para tres aleaciones cobre-níquel, una de las cuales ha sido deformada. Las contribuciones térmica, de las impurezas y de la deformación a la resistividad se indican a  $-100^{\circ}\text{C}$ . [Adaptado de J. O. Linde, *Ann. Physik*, 5 219 (1932); y C. A. Wert y R. M. Thomson, *Physics of Solids*, 2ª edición, McGraw-Hill Book Company, New York, 1970.]

fectos también aumenta la resistividad (o sea, disminuye la conductividad). La concentración de estas imperfecciones depende de la temperatura, la composición y el grado de acritud de una muestra metálica. De hecho, experimentalmente se ha encontrado que la resistividad de un metal es la suma de las contribuciones de las vibraciones térmicas, de las impurezas y del grado de deformación plástica; o sea, los mecanismos de dispersión actúan independientemente unos de otros. Esto puede expresarse matemáticamente de la manera siguiente:

$$\rho_{\text{total}} = \rho_t + \rho_i + \rho_d \quad (19.9)$$

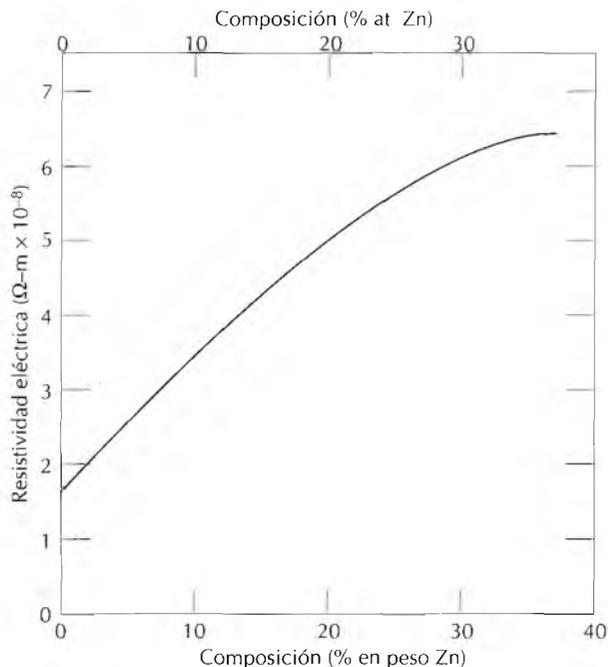
En esta expresión  $\rho_t$ ,  $\rho_i$ , y  $\rho_d$  representan las contribuciones a la resistividad de las vibraciones térmicas, las impurezas y la deformación, respectivamente. La Ecuación 19.9 se conoce, a veces por el nombre de **ley de Matthiessen**. La influencia de cada variable  $\rho$  sobre la resistividad total se muestra en la Figura 19.8, como un diagrama de resistividad frente a la temperatura para el cobre y para varias aleaciones recocidas, una de ellas deformada. La naturaleza aditiva de las contribuciones individuales a la resistividad se muestra a  $-100^{\circ}\text{C}$ .

### 19.8.1 Influencia de la temperatura

Para el metal puro y todas las aleaciones de cobre-níquel mostradas en la Figura 19.8, la resistividad aumenta linealmente con la temperatura por encima de  $-200^{\circ}\text{C}$ . Así,

$$\rho_t = \rho_0 + aT \quad (19.10)$$

donde  $\rho_0$  y  $a$  son constantes para cada metal. La dependencia de esta componente térmica de la resistividad respecto de la temperatura se debe a que



**Figura 19.9** Resistividad eléctrica a temperatura ambiente en función de la composición para aleaciones de cobre-zinc. (Adaptado de *Metals Handbook: Properties and Selection: Nonferrous Alloys and Pure Metals*, Vol 2, novena edición, H. Baker, Managing Editor, American Society for Metals, 1979, p. 315.)

al aumentar la temperatura aumentan las vibraciones térmicas y otras irregularidades de la red (por ejemplo, vacantes), las cuales actúan como centros de dispersión de los electrones.

### 19.8.2 Influencia de las impurezas

Para un determinado tipo de impurezas en disolución sólida, la componente de la resistividad debido a impurezas,  $\rho_i$ , está relacionada con la concentración de impurezas  $C_i$  en términos de la fracción atómica (% at/100) de la manera siguiente:

$$\rho_i = AC_i(1 - C_i) \quad (19.11)$$

donde  $A$  es una constante independiente de la composición y es una función tanto de la impureza como del solvente. La influencia de adiciones de impurezas de zinc sobre la resistividad del cobre a temperatura ambiente se muestra en la Figura 19.9, en el intervalo de composiciones correspondiente al de solubilidad de la fase alfa (Figura 9.15). De nuevo, los átomos de zinc en el cobre actúan como centros de dispersión, de tal manera que aumentando la concentración de zinc en el cobre se produce un aumento de la resistividad.

En el caso de aleaciones bifásicas que consisten en fases alfa y beta se puede utilizar una ley de mezclas para aproximar la resistividad de la manera siguiente:

$$\rho_i = \rho_a V_a + \rho_b V_b \quad (19.12)$$

donde los símbolos  $V$  y  $\rho$  representan las fracciones de volumen y las resistividades de las fases individuales, respectivamente.

### 19.8.3 Influencia de la deformación plástica

La deformación plástica también aumenta la resistividad eléctrica como resultado del aumento del número de **dislocaciones** que provocan dispersión de electrones. La influencia de la deformación en la resistividad también está ilustrada en la Figura 19.8.

## 19.9 CARACTERÍSTICAS ELÉCTRICAS DE LAS ALEACIONES COMERCIALES

El cobre es el conductor metálico más ampliamente utilizado debido a sus propiedades eléctricas y a otras propiedades. El cobre de alta conductividad sin oxígeno (OFHC), por tener cantidades extremadamente pequeñas de oxígeno y de otras impurezas, se produce para muchas aplicaciones eléctricas. El aluminio, cuya conductividad es aproximadamente la mitad de la del cobre, también se utiliza frecuentemente como conductor. La plata tiene mayor conductividad que el cobre y el aluminio; sin embargo, su utilización es limitada debido a su alto coste.

En algunas ocasiones es necesario mejorar la resistencia mecánica de una aleación metálica sin disminuir de forma significativa su conductividad eléctrica. Tanto la formación de disoluciones sólidas como la deformación en frío aumentan la resistencia a expensas de la conductividad, de manera que debe lograrse un compromiso en estas propiedades. A menudo, la resistencia se aumenta mediante la introducción de una segunda fase que no tiene un efecto tan adverso sobre la conductividad. Por ejemplo, las aleaciones de cobre-berilio son endurecidas por precipitación; a pesar de esto, la conductividad se reduce en un factor 5 con respecto al cobre de alta pureza.

Para algunas aplicaciones, tales como elementos calefactores de hornos, es deseable una resistividad eléctrica elevada. La pérdida de energía de los electrones que son dispersados es disipada como energía calorífica. Tales materiales no solamente deben tener una resistividad alta, sino también resistencia a la oxidación a temperaturas elevadas y, desde luego, una temperatura de fusión alta. El nicromo, una aleación de níquel-cromo, se utiliza comúnmente en elementos calefactores.

## SEMICONDUCTORES

La conductividad eléctrica de los materiales semiconductores no es tan alta como la de los metales; sin embargo, tienen algunas características eléctricas únicas que los hacen especialmente útiles. Las propiedades eléctricas de estos materiales son extremadamente sensibles a la presencia de incluso muy pequeñas concentraciones de impurezas. Los **semiconductores intrínsecos** son aquellos cuyo comportamiento eléctrico se basa en la estructura electrónica inherente al material puro. Cuando las características eléctricas están determinadas por átomos de impureza, entonces se dice que es un **semiconductor extrínseco**.

### 19.10 SEMICONDUCTORES INTRÍNSECOS

Los semiconductores intrínsecos se caracterizan por tener una estructura de bandas de electrones del tipo mostrado en la Figura 19.4d: a 0 K, la banda de

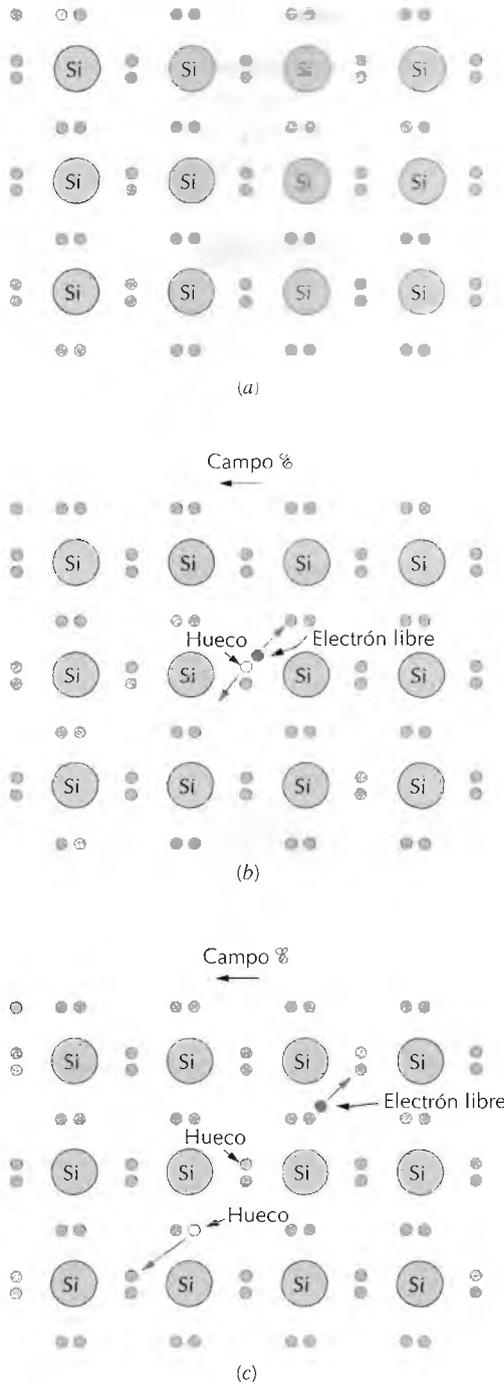
**Tabla 19.2 Valores de los intervalos prohibidos de energía, movilidades de electrones y huecos y conductividades intrínsecas a temperatura ambiente para materiales semiconductores.**

Material	Intervalo prohibido (eV)	Conductividad eléctrica $[(\Omega\cdot m)^{-1}]$	Movilidad de los electrones $(m^2/V\cdot s)$	Movilidad de los huecos $(m^2/V\cdot s)$
<b>Elemental</b>				
Si	1,11	$4 \times 10^{-4}$	0,14	0,05
Ge	0,67	2,2	0,38	0,18
<b>Compuestos III-V</b>				
GaP	2,25	–	0,05	0,002
GaAs	1,42	$10^{-6}$	0,85	0,45
InSb	0,17	$2 \times 10^4$	7,7	0,07
<b>Compuestos II-VI</b>				
Cd	2,40	–	0,03	–
ZnTe	2,26	–	0,03	0,01

de valencia está completamente llena y está separada de la banda de conducción vacía por un intervalo prohibido de energía relativamente estrecho, generalmente menor que 2 eV. Los dos semiconductores elementales son silicio (Si) y germanio (Ge), los cuales tienen intervalos prohibidos de energía de aproximadamente 1,1 y 0,7 eV, respectivamente. Ambos se encuentran en el grupo IVA de la tabla periódica (Figura 2.6) y tienen enlace covalente. Además, muchos compuestos semiconductores presentan también comportamiento intrínseco. Uno de estos grupos es el formado entre elementos de los Grupos IIIA y VA, por ejemplo, arseniuro de galio (GaAs) y antimoniuro de indio (InSb), los cuales se denominan a menudo compuestos III-V. Los compuestos de los elementos de los Grupos IIB y VIA también presentan comportamiento semiconductor; éstos incluyen al sulfuro de cadmio (CdS) y al telurio de zinc (ZnTe). A medida que los dos elementos que forman estos compuestos están más separados con respecto a sus posiciones relativas en la tabla periódica, el enlace atómico se hace más iónico, la magnitud del intervalo prohibido aumenta y los materiales tienden a convertirse en aisladores. La Tabla 19.2 muestra los intervalos prohibidos de algunos compuestos semiconductores.

### 19.10.1 Concepto de hueco

En los semiconductores intrínsecos, cada electrón excitado a la banda de conducción deja detrás un “electrón ausente” en uno de los enlaces covalentes, o bien, en la terminología de bandas, un estado electrónico vacante en la banda de valencia, tal como se muestra en la Figura 19.6b. Por la influencia de un campo eléctrico, la posición de este “electrón ausente” dentro de la red cristalina es ocupada por otro electrón de valencia para completar el enlace, pero, a su vez, deja un “electrón ausente” en otra posición. Como esta situación se repite sucesivamente, puede imaginarse que el “electrón ausente” se mueve (Figura 19.10). Este proceso se simplifica tratando al “electrón ausente” de valencia como una partícula cargada positivamente,



**Figura 19.10** Modelo del electrón ligado para la conducción eléctrica en el silicio intrínseco: (a) antes de la excitación; (b) y (c) después de la excitación (los movimientos subsiguientes de los electrones libres y huecos en respuesta a un campo eléctrico aplicado).

llamada *hueco*. Se considera que un hueco tiene una carga que es de la misma magnitud que la del electrón, pero de signo opuesto ( $+1,6 \times 10^{-19}$  C). Por consiguiente, en presencia de un campo eléctrico, los electrones y huecos excitados son dispersados por las imperfecciones de la red.

### 19.10.2 Conductividad intrínseca

Puesto que en un semiconductor intrínseco existen dos tipos de transportadores de carga (electrones libres y huecos), la expresión para la conductividad eléctrica debe ser modificada para incluir un término que tenga en cuenta la contribución de los huecos a la corriente. Por consiguiente, escribimos

$$\sigma = n|e|\mu_e + p|e|\mu_h \quad (19.13)$$

donde  $p$  es el número de huecos por metro cúbico y  $\mu_h$  es la movilidad de los huecos. La magnitud de  $\mu_h$  es siempre menor que  $\mu_e$  para los semiconductores. En los semiconductores intrínsecos cada electrón promovido a través del intervalo prohibido deja detrás un hueco en la banda de valencia, por tanto

$$n = p \quad (19.14)$$

y

$$\sigma = n|e|(\mu_e + \mu_h) = p|e|(\mu_e + \mu_h) \quad (19.15)$$

Las conductividades intrínsecas a temperatura ambiente y las movilidades de los electrones y los huecos para varios materiales semiconductores también se muestran en la Tabla 19.2.

#### PROBLEMA RESUELTO 19.1

Para el silicio intrínseco, la conductividad eléctrica a temperatura ambiente es  $4 \times 10^{-4} (\Omega\text{-m})^{-1}$ ; las movilidades de los electrones y los huecos son, respectivamente, 0,14 y 0,048  $\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . Calcule las concentraciones de electrones y huecos a temperatura ambiente.

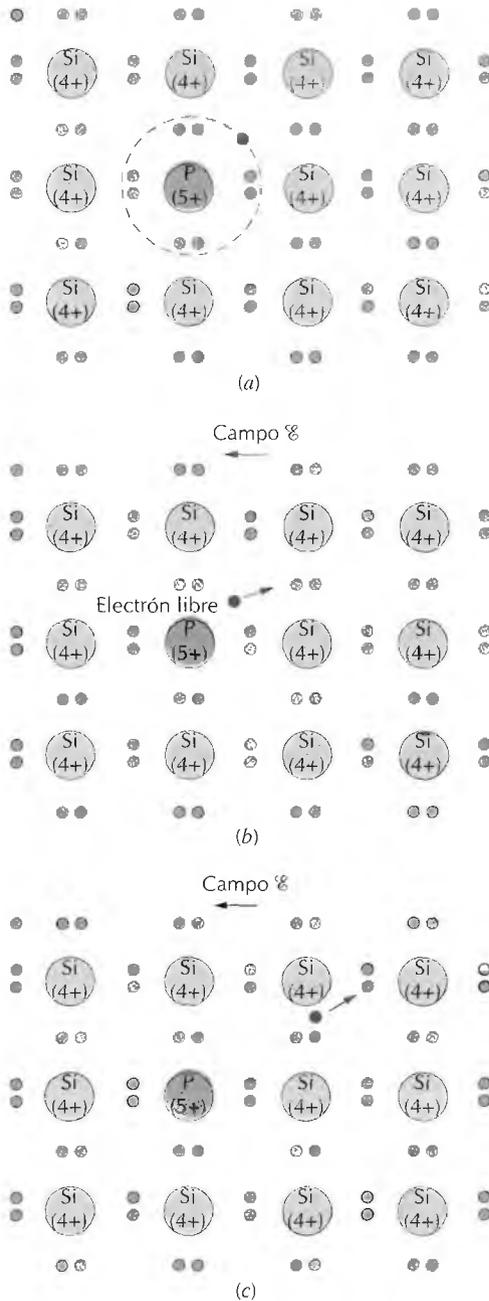
#### SOLUCIÓN

Puesto que el material es intrínseco, las concentraciones de electrones y huecos serán iguales y, por tanto, de la Ecuación 19.15,

$$\begin{aligned} n = p &= \frac{\sigma}{|e|(\mu_e + \mu_h)} \\ &= \frac{4 \times 10^{-4} (\Omega\text{-m})^{-1}}{(1,6 \times 10^{-19} \text{C})(0,14 + 0,048 \text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s})} \\ &= 1,33 \times 10^{16} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

### 19.11 SEMICONDUCTORES EXTRÍNSECOS

Virtualmente todos los semiconductores comerciales son extrínsecos; es decir, el comportamiento eléctrico está determinado por impurezas, las cuales, cuando están presentes en incluso pequeñas concentraciones, introducen electrones o huecos en exceso. Por ejemplo, una concentración de impurezas de un átomo en  $10^{12}$  es suficiente para convertir al silicio en extrínseco a temperatura ambiente.

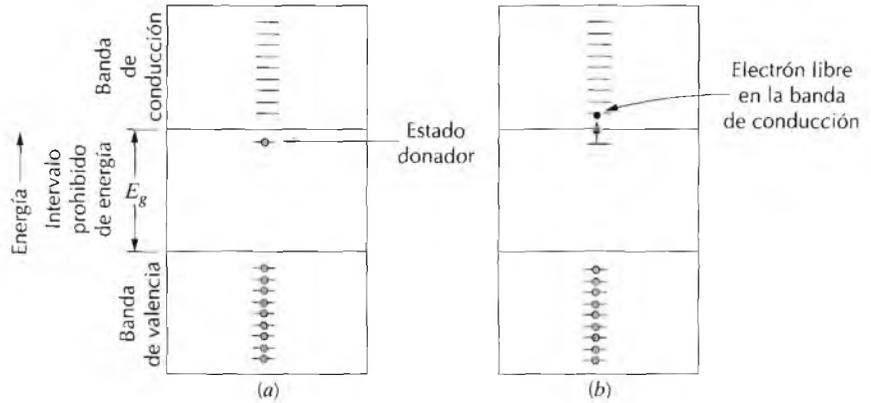


**Figura 19.11** Modelo del electrón ligado de un semiconductor extrínseco de tipo  $n$ : (a) Un átomo de impureza tal como el fósforo, con cinco electrones de valencia, puede sustituir a un átomo de silicio. Esto produce un electrón de enlace extra que está ligado a la impureza y se mueve a su alrededor. (b) Excitación para formar un electrón libre. (c) Movimiento de este electrón libre en respuesta a un campo eléctrico.

### 19.11.1 Semiconducción extrínseca de tipo $n$

Para ilustrar como se consigue la semiconducción extrínseca, consideremos de nuevo el silicio elemental. Un átomo de Si tiene cuatro electrones, y cada uno de ellos participa en el enlace covalente con uno de los cuatro átomos de Si contiguos. Ahora supongamos que un átomo de una impureza de valencia 5 es añadido como impureza sustitucional; los átomos podrían ser los

**Figura 19.12** (a) Esquema de la estructura de bandas de energía para un nivel de la impureza donadora localizado dentro del intervalo prohibido de energía justo por debajo de la banda de conducción. (b) Excitación desde el estado donador para crear un electrón libre en la banda de conducción.



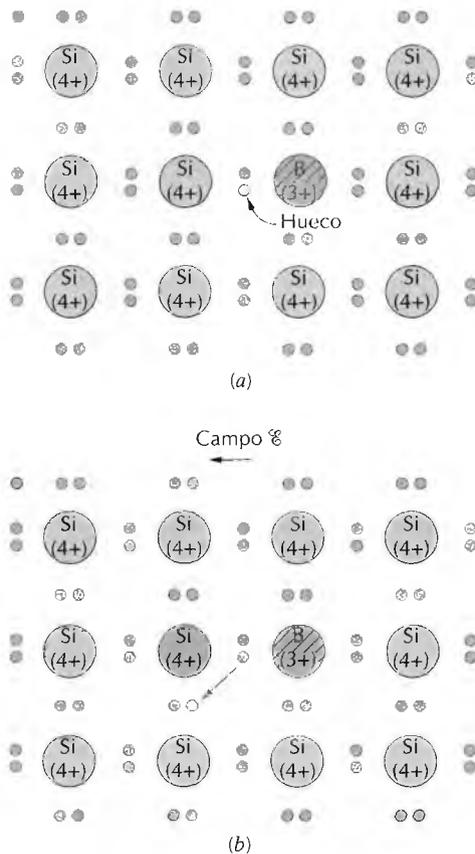
de la columna del Grupo VA de la tabla periódica (por ejemplo, P, As y Sb). Solamente cuatro de los cinco electrones de valencia de estas impurezas pueden participar en el enlace debido a que solamente existen cuatro posibles enlaces con los átomos vecinos. El electrón extra está débilmente ligado a la región alrededor del átomo de impureza por atracción electrostática débil, tal como se ilustra en la Figura 19.11a. La energía de enlace de este electrón es relativamente pequeña (del orden de 0,001 eV), y, por tanto, es fácilmente desligado del átomo de impureza, en cuyo caso se convierte en un electrón libre o de conducción (Figuras 19.11b y 19.11c).

El estado de energía de este electrón puede verse desde la perspectiva de la estructura de bandas de energía de los electrones. Para cada uno de los electrones débilmente ligados, existe un nivel de energía, o estado energético, que está localizado dentro del intervalo de energía prohibido justo por debajo de la banda de conducción (Figura 19.12a). La energía de enlace del electrón corresponde a la energía requerida para excitar el electrón desde uno de estos estados de la impureza a un estado dentro de la banda de conducción. Cada excitación (Figura 19.12b) suministra o dona un electrón a la banda de conducción; una impureza de este tipo se denomina *donador*, puesto que cada electrón cedido por el donador es excitado a partir de un nivel de energía de la impureza, no se forma un hueco en la banda de valencia.

A temperatura ambiente, la energía térmica disponible es suficiente para excitar un gran número de electrones a partir de **estados donadores**; además, también ocurren algunas transiciones intrínsecas entre la banda de valencia y la de conducción, tal como se muestra en la Figura 19.6b, aunque en un grado insignificante. Por consiguiente, el número de electrones en la banda de conducción excede en mucho al número de huecos en la banda de valencia (o sea,  $n \gg p$ ) y el primer término del miembro de la derecha de la Ecuación 19.13 es mucho mayor que el segundo; o sea,

$$\sigma \approx n|e|\mu_e \tag{19.16}$$

Un material de este tipo se dice que es un semiconductor extrínseco de *tipo n*. Los electrones son los *transportadores mayoritarios* de carga debido a su densidad o concentración; los huecos, por otro lado, se denominan *transportadores minoritarios*.



**Figura 19.13** Modelo del electrón ligado de un semiconductor extrínseco de tipo  $p$ . (a) Un átomo de impureza, tal como el boro, que tiene tres electrones de valencia, puede sustituir a un átomo de silicio. Esto produce una deficiencia de un electrón de valencia, o sea, un hueco asociado con el átomo de impureza. (b) Movimiento de este hueco en respuesta a un campo eléctrico.

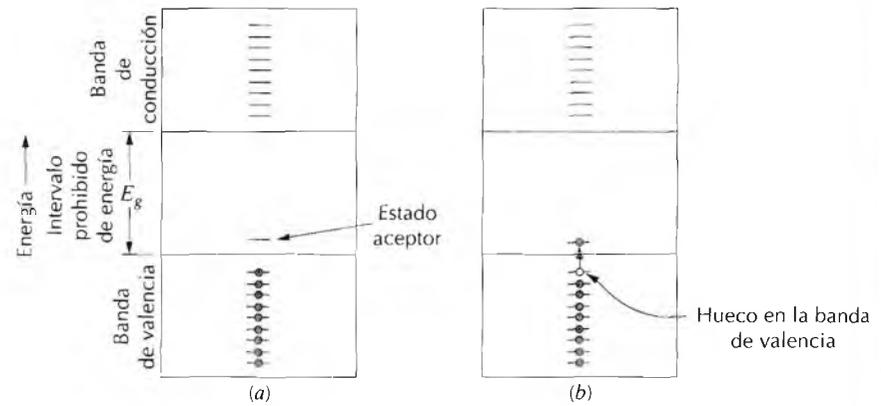
*tadores minoritarios de carga.* Para los semiconductores de tipo  $n$ , el nivel de Fermi está desplazado hacia arriba en el intervalo prohibido, a posiciones cercanas a los estados donadores; su posición exacta es una función de la temperatura y de la concentración de donadores.

### 19.11.2 Semiconducción extrínseca de tipo $p$

El efecto contrario se produce por la adición al silicio o al germanio de impurezas trivalentes sustitucionales tales como aluminio, boro y galio del Grupo IIIA de la tabla periódica. Uno de los enlaces covalentes alrededor de cada uno de estos átomos es deficitario en un electrón; tal deficiencia puede verse como un hueco que está débilmente ligado a un átomo de impureza. Este hueco puede ser liberado del átomo de impureza por la transferencia de un electrón desde un enlace adyacente, tal como se ilustra en la Figura 19.13. En esencia, el electrón y el hueco intercambian sus posiciones. Un hueco móvil se considera como un estado excitado y participa en el proceso de conducción, de una manera análoga a un electrón excitado de un estado donador, tal como se describió antes.

Las excitaciones extrínsecas, en las cuales se generan huecos, también pueden representarse utilizando el modelo de bandas. Cada átomo de impureza de este tipo introduce un nivel de energía dentro del intervalo prohibi-

**Figura 19.14** (a) Esquema de las bandas de energía para una impureza aceptora localizada en el intervalo prohibido de energía y justo por encima de la banda de valencia. (b) Excitación de un electrón a los niveles aceptores dejando un hueco en la banda de valencia.



do, por encima aunque muy cerca del máximo de la banda de valencia (Figura 19.14 a). Se puede imaginar que se crea un hueco en la banda de valencia por la excitación térmica de un electrón desde la banda de valencia hasta este estado electrónico de la impureza, tal como se muestra en la Figura 19.14b. En una transición de este tipo solamente se produce un transportador: un hueco en la banda de valencia; *no* se crea un electrón libre en el nivel de la impureza ni tampoco en la banda de conducción. Una impureza de este tipo se denomina *aceptor*, porque es capaz de aceptar un electrón de la banda de valencia, dejando detrás un hueco. Por consiguiente, el nivel de energía dentro del intervalo prohibido introducido por este tipo de impurezas se denomina **estado aceptor**.

Para este tipo de conducción extrínseca, la concentración de huecos es mucho mayor que la de electrones (o sea,  $p \gg n$ ), y, en estas circunstancias, un material se denomina de *tipo p* porque las partículas positivamente cargadas son las responsables primarias de la conducción eléctrica. Desde luego, los huecos son los transportadores mayoritarios, y los electrones están presentes en concentraciones minoritarias. Esto causa un predominio del segundo término del segundo miembro de la Ecuación 19.13, o bien

$$\sigma \cong n|e|\mu_h \quad (19.17)$$

Para semiconductores de tipo *p*, el nivel de Fermi está situado dentro del intervalo prohibido, cerca del nivel de los aceptores.

Los semiconductores extrínsecos (de tipo *n* y de tipo *p*) se fabrican a partir de materiales que inicialmente tienen una pureza muy alta, comúnmente con concentraciones de impurezas del orden de  $10^{-7}$  % at. Entonces se añaden concentraciones controladas de donadores o aceptores usando varias técnicas. Este proceso de aleación en los materiales semiconductores se denomina **dopado**.

En los semiconductores extrínsecos se crean un gran número de transportadores (electrones o huecos, según el tipo de impureza) a temperatura ambiente, por la energía térmica disponible. Como consecuencia, las conductividades eléctricas en los semiconductores extrínsecos a temperatura ambiente son relativamente elevadas. La mayoría de estos materiales se diseñan para su uso en dispositivos electrónicos que deben operar a temperatura ambiente.

Se añade fósforo a silicio de alta pureza para producir una concentración de transportadores de carga de  $10^{23} \text{ m}^{-3}$  a temperatura ambiente.

(a) ¿De qué tipo es este material,  $n$  o  $p$ ?

(b) Calcule la conductividad de este material a temperatura ambiente, suponiendo que las movilidades de los electrones y de los huecos son las mismas que para el material intrínseco.

**SOLUCIÓN**

(a) El fósforo es un elemento del Grupo VA (Figura 2.6) y por tanto actuará como donador en el silicio. Por consiguiente, prácticamente todos los  $10^{23}$  transportadores de carga por metro cúbico serán electrones. Esta concentración de electrones es superior a la correspondiente al caso intrínseco ( $1.33 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , Problema resuelto 19.1); por tanto, este material es extrínseco de tipo  $n$ .

(b) En este caso la conductividad puede determinarse usando la Ecuación 19.16:

$$\begin{aligned} \sigma &= n e \mu_e = (10^{23} \text{ m}^{-3})(1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(0.14 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}) \\ &\approx 2240 (\Omega\cdot\text{m})^{-1} \end{aligned}$$

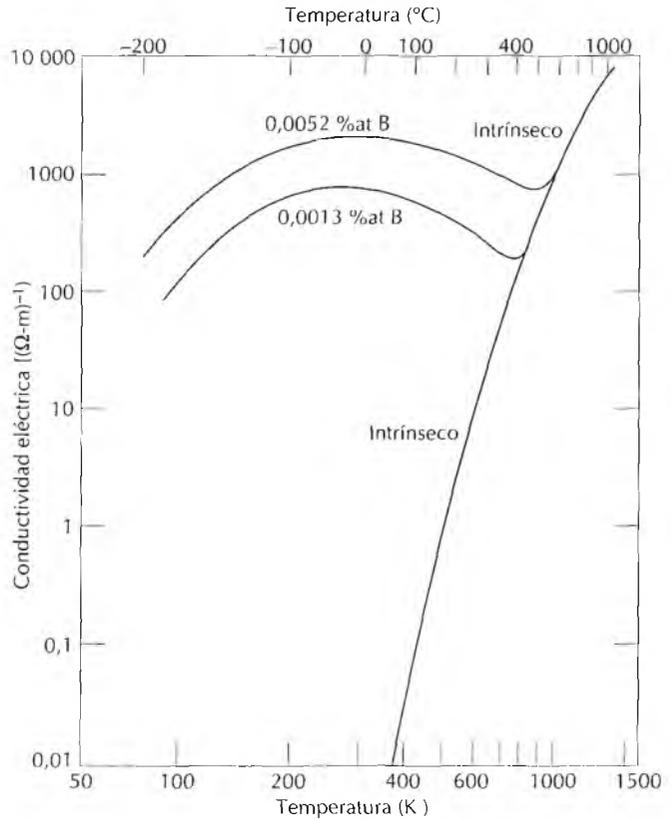
**19.12 DEPENDENCIA DE LA CONDUCTIVIDAD Y DE LA  
CONCENTRACIÓN DE ELECTRONES RESPECTO DE LA  
TEMPERATURA**

En la Figura 19.15 se presenta un diagrama del logaritmo de la conductividad eléctrica en función del logaritmo de la temperatura absoluta para el silicio intrínseco y también para el silicio dopado con 0,0013 y 0,0052 % at de boro; de nuevo, el boro actúa como un aceptor en el silicio. Obsérvese en esta figura que la conductividad eléctrica de la muestra intrínseca aumenta drásticamente al aumentar la temperatura. El número de electrones y huecos aumenta con la temperatura debido a que hay más energía térmica disponible para excitar electrones desde la banda de valencia a la banda de conducción. Por tanto, los valores de  $n$  y  $p$  en la expresión de la conductividad intrínseca, Ecuación 19.15, aumentan. Los valores de las movilidades de los electrones y huecos disminuyen ligeramente con la temperatura como resultado de una dispersión más efectiva de los electrones y huecos por las vibraciones térmicas. Sin embargo, estas reducciones de los valores de  $\mu_e$  y  $\mu_h$  no contrarrestan el aumento de  $n$  y  $p$ , y el efecto neto de un aumento de temperatura es producir un aumento de la conductividad.

Matemáticamente, la dependencia de la conductividad intrínseca  $\sigma$  respecto de la temperatura absoluta  $T$  viene dada aproximadamente por:

$$\ln \sigma \cong C - \frac{E_g}{2kT} \tag{19.18}$$

donde  $C$  representa una constante independiente de la temperatura y  $E_g$  y  $k$  son el intervalo prohibido de energía y la constante de Boltzmann, respec-



**Figura 19.15** Dependencia de la conductividad eléctrica respecto de la temperatura (escalas logarítmicas) para el silicio intrínseco y para el silicio dopado con boro a dos concentraciones de impurezas. [Adaptado de G. L. Pearson y J. Bardeen, *Phys. Rev.*, 75, 865 (1949).]

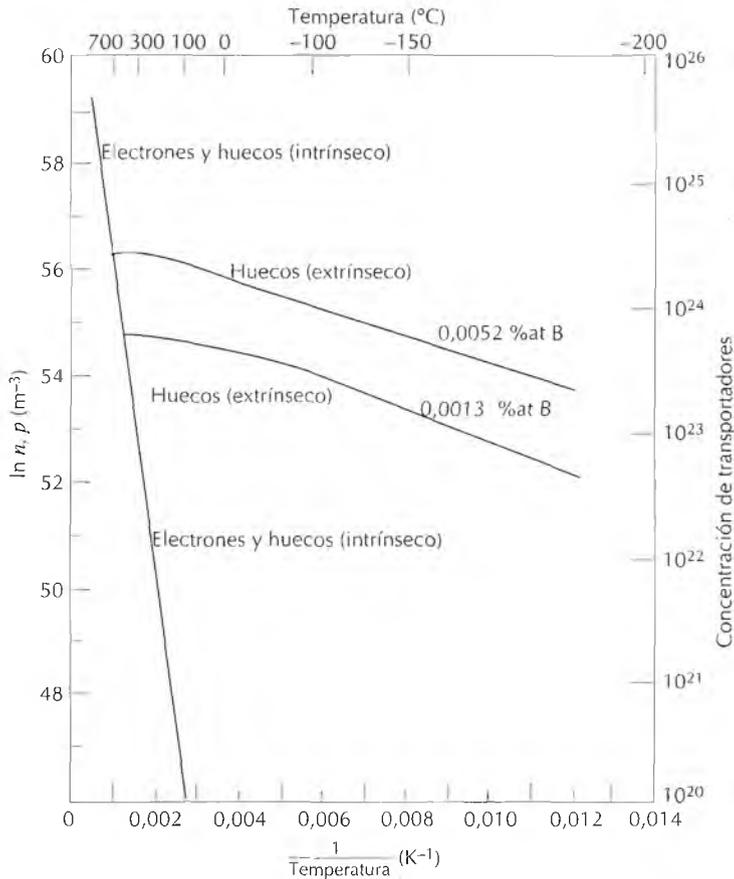
tivamente. Puesto que el aumento de  $n$  y  $p$  al aumentar la temperatura es mucho mayor que la disminución de  $\mu_e$  y  $\mu_h$ , la dependencia de la concentración de transportadores respecto de la temperatura para el comportamiento intrínseco es virtualmente la misma que para la conductividad, o sea

$$\ln n = \ln p \cong C' - \frac{E_g}{2kT} \quad (19.19)$$

El parámetro  $C'$  es una constante independiente de la temperatura, aunque es diferente de  $C$  de la Ecuación 19.18.

A la luz de la Ecuación 19.19, otro método de representar la dependencia del comportamiento eléctrico de los semiconductores respecto de la temperatura es mediante el logaritmo natural de las concentraciones de electrones y huecos frente al recíproco de la temperatura absoluta. La Figura 19.16 es un diagrama de este tipo en el cual se utilizan los datos de la Figura 19.15; como puede observarse (Figura 19.16), el resultado es un segmento de línea recta para el material intrínseco; tal diagrama facilita la determinación del intervalo prohibido de energía. De acuerdo con la Ecuación 19.19, la pendiente de esta línea es igual a  $-E_g/2k$ , o sea,  $E_g$  puede ser determinado de la manera siguiente:

19.12 DEPENDENCIA DE LA  
CONDUCTIVIDAD Y DE LA  
CONCENTRACIÓN DE ELECTRONES  
RESPECTO DE LA TEMPERATURA



**Figura 19.16** Logaritmo de la concentración de transportadores (electrones y huecos) en función del recíproco de la temperatura absoluta para el silicio intrínseco y para dos materiales de silicio dopados con boro. [Adaptado de G. L. Pearson y J. Bardeen, *Phys. Rev.*, 75, 865 (1949).]

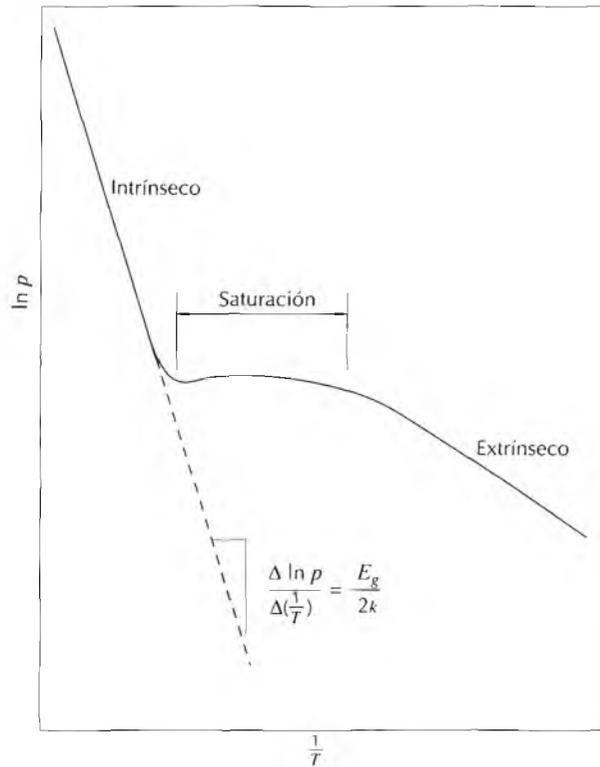
$$E_g = -2k \left( \frac{\Delta \ln p}{\Delta (1/T)} \right)$$

$$= -2k \left( \frac{\Delta \ln n}{\Delta (1/T)} \right)$$

(19.20)

Esto se indica en el diagrama esquemático de la Figura 19.17.

Otro detalle importante del comportamiento mostrado en las Figuras 19.15 y 19.16 es que a temperaturas inferiores a unos 800 K (527°C), los materiales dopados con boro son extrínsecos de tipo *p*; o sea, virtualmente todos los huecos transportadores provienen de excitaciones extrínsecas: transiciones de electrones desde la banda de valencia al nivel aceptor de boro, que dejan huecos en la banda de valencia (Figura 19.14). Las energías térmicas disponibles a estas temperaturas son suficientes para promover un número significativo de estas excitaciones, aunque insuficiente para estimular muchos electrones desde la banda de valencia a través del intervalo prohibido. Por tanto, la conductividad extrínseca excede en mucho a la conductividad intrínseca del material. Por ejemplo, a 400 K (127°C) las conductividades para el silicio intrínseco y para el material extrínseco dopado



**Figura 19.17** Representación esquemática del logaritmo neperiano de la concentración de huecos en función del recíproco de la temperatura absoluta para un semiconductor de tipo  $p$  que presenta distintos comportamientos: extrínseco, saturación e intrínseco.

con 0,0013 % at de boro son aproximadamente  $10^{-2}$  y  $600 (\Omega\text{-m})^{-1}$ , respectivamente (Figura 19.15). Esta comparación indica la sensibilidad de la conductividad a pequeñas concentraciones de algunas impurezas.

Además, la conductividad extrínseca es también sensible a la temperatura, tal como se indica en la Figura 19.15 para dos materiales dopados con boro. Empezando a alrededor de 75 K ( $-200^\circ\text{C}$ ), la conductividad primero aumenta con la temperatura, alcanza un máximo y entonces disminuye ligeramente antes de hacerse intrínseco. Ahora bien, en términos de la concentración de transportadores (es decir, huecos), Figura 19.16, el  $\ln p$  primero aumenta linealmente al disminuir  $1/T$  (o al aumentar la temperatura). Un gran número de excitaciones extrínsecas son posibles incluso a estas temperaturas relativamente bajas porque los niveles de los aceptores están justo por debajo del máximo de la banda de valencia. Al aumentar más la temperatura ( $1/T$  disminuye), la concentración de huecos eventualmente se hace independiente de la temperatura, Figura 19.16. En este punto, virtualmente todos los átomos de boro han aceptado electrones de la banda de valencia y se dice que están *saturados*; esto se denomina apropiadamente *región de saturación* (Figura 19.17). (Las impurezas donadoras se *agotan* en lugar de saturarse.) El número de huecos en esta región es aproximadamente igual al número de átomos de impurezas dopantes (o sea, boro).

La disminución de la conductividad al aumentar la temperatura dentro de la región de saturación para las dos curvas extrínsecas de la Figura 19.15

puede explicarse por la reducción en la **movilidad** de los huecos al aumentar la temperatura. A partir de la **expresión de la conductividad extrínseca**, Ecuación 19.17, tanto  $e$  como  $p$  son **independientes de la temperatura** en esta región y la dependencia de la **temperatura proviene únicamente de la movilidad**.

Otro aspecto de las Figuras 19.15 y 19.16 que se debe destacar es que a alrededor de los 800 K (527 °C) la **conductividad de los dos materiales dopados con boro se hace intrínseca**. Cuando **comienza este comportamiento intrínseco**, el número de transiciones **intrínsecas desde la banda de valencia a la banda de conducción supera al número de huecos generados extrínsecamente**.

Para terminar, se harán un par de **comentarios relacionados con la influencia que tiene el contenido de aceptor boro sobre el comportamiento eléctrico del silicio**. En primer lugar, las **conductividades extrínsecas y de saturación y las concentraciones de huecos son mayores en el material que tiene mayor contenido de boro** (Figuras 19.15 y 19.16). Este resultado no es sorprendente, ya que hay más átomos de boro a partir de los cuales se pueden generar huecos. Además, la temperatura a la que comienza el comportamiento intrínseco es más elevada a medida que la concentración del elemento dopante aumenta.

### PROBLEMA RESUELTO 19.3

Si la conductividad eléctrica del germanio intrínseco a temperatura ambiente [25 °C (298 K)] es  $2.2 (\Omega\text{-m})^{-1}$ , calcule su conductividad a 150 °C (423 K).

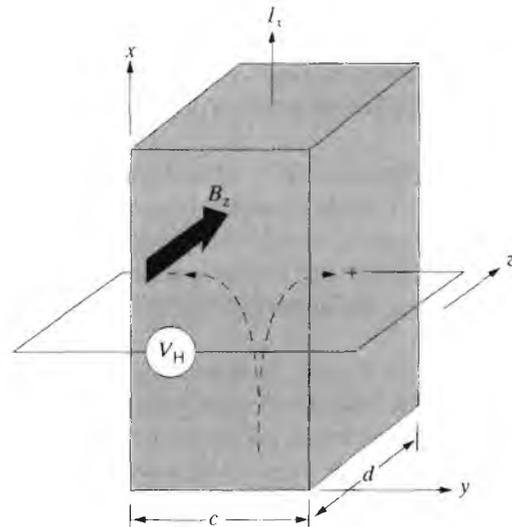
#### SOLUCIÓN

Este problema se resuelve utilizando la Ecuación 19.18. Primero se determina el valor de la constante  $C$  utilizando los datos correspondientes a la temperatura ambiente, y después de esto se puede calcular la conductividad a 150 °C. En la Tabla 19.2, el valor de  $E_g$  para el germanio es 0,67 eV, y, por tanto,

$$\begin{aligned} C &= \ln \sigma + \frac{E_g}{2kT} \\ &= \ln (2,2) + \frac{0,67 \text{ eV}}{(2) (8,62 \times 10^{-5} \text{ eV/K}) (298 \text{ K})} \end{aligned}$$

Ahora, a 150°C (423 K)

$$\begin{aligned} \ln \sigma &= C - \frac{E_g}{2kT} \\ &= 13,83 - \frac{0,67 \text{ eV}}{(2) (8,62 \times 10^{-5} \text{ eV/K}) (423 \text{ K})} = 4,64 \\ \sigma &= 103,8 (\Omega\text{-m})^{-1} \end{aligned}$$



**Figura 19.18** Demostración esquemática del efecto Hall. Transportadores de carga positivo y/o negativos que forman la corriente  $I_x$  son desviados por el campo magnético  $B_z$ , lo cual origina el voltaje Hall,  $V_H$ .

### 19.13 EL EFECTO HALL

En algún material a veces se desea determinar el tipo de transportador mayoritario, su concentración y también su movilidad. Tales determinaciones no son posibles a partir de una simple medida de la conductividad; para ello es necesario medir el **efecto Hall**. Éste es el resultado del fenómeno por el cual un campo magnético aplicado perpendicularmente a la dirección del movimiento de una partícula cargada ejerce una fuerza sobre la partícula que es perpendicular tanto al campo magnético como a la dirección del movimiento de la partícula.

Para demostrar el efecto Hall, consideremos la geometría de la probeta mostrada en la Figura 19.18, o sea, una muestra en forma de paralelepípedo con un vértice situado en el origen de un sistema de coordenadas cartesianas. En respuesta a un campo eléctrico aplicado, los electrones y/o huecos se mueven en la dirección  $x$  y producen una corriente  $I_x$ . Cuando se aplica un campo magnético en la dirección  $z$  (indicado por  $B_z$ ), la fuerza resultante sobre los transportadores de carga hará que éstos sean desviados en la dirección  $y$ : los huecos (transportadores positivamente cargados) hacia la cara de la derecha de la muestra y los electrones (transportadores cargados negativamente) hacia la cara izquierda, tal como se indica en la figura. Por tanto, un voltaje, denominado *voltaje Hall*  $V_H$ , se formará en la dirección  $y$ . La magnitud de  $V_H$  dependerá de  $I_x$ ,  $B_z$  y el espesor de la probeta  $d$ , de la manera siguiente:

$$V_H = \frac{R_H I_x B_z}{d} \quad (19.21)$$

En esta expresión  $R_H$  se denomina *coeficiente Hall*, que es una constante para cada material. En los metales, en los cuales la conducción es por electrones,  $R_H$  es negativa e igual a

$$R_H = \frac{1}{n|e|} \quad (19.22)$$

Por tanto, puede determinarse el valor de  $n$ , ya que  $R_H$  puede ser calculado utilizando la Ecuación 19.21 y el valor de  $e$ , la carga de cada electrón, es conocido.

Además, a partir de la Ecuación 19.8, la movilidad electrónica,  $\mu_e$ , es:

$$\mu_e = \frac{\sigma}{n|e|} \quad (19.23a)$$

O bien, utilizando la Ecuación 19.22,

$$\mu_e = |R_H|\sigma \quad (19.23b)$$

Por tanto, la magnitud de  $\mu_e$  puede también ser determinada si se ha medido la conductividad  $\sigma$ .

En el caso de los materiales semiconductores, la determinación del tipo de transportadores de carga y el cálculo de la concentración y de la movilidad son más complicados y no se tratarán y aquí.

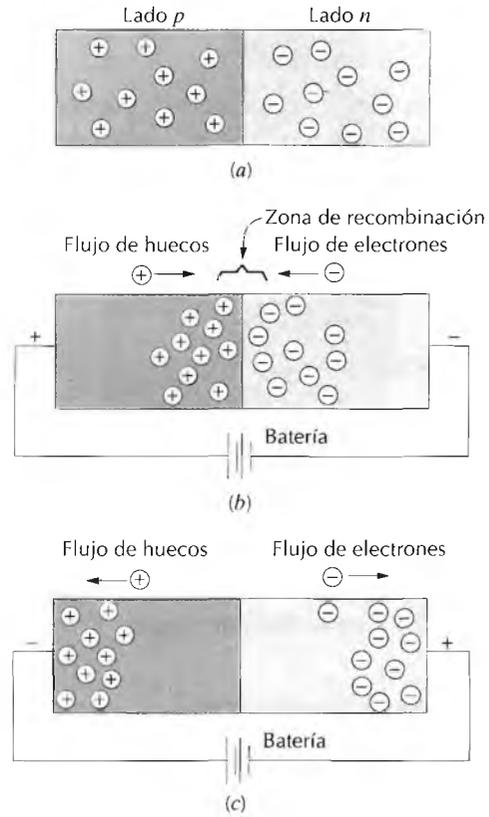
## 19.14 DISPOSITIVOS SEMICONDUCTORES

Las propiedades eléctricas únicas de los semiconductores permite su utilización en dispositivos para realizar funciones electrónicas específicas. Algunas ventajas de los dispositivos semiconductores (algunas veces también denominados dispositivos de estado sólido) son su tamaño pequeño, su bajo consumo de potencia y su respuesta rápida (no necesitan período de precalentamiento). Un número inmenso de circuitos muy pequeños, cada uno formado por numerosos dispositivos electrónicos, pueden incorporarse en una pequeña oblea de silicio ("chip"). La invención de los dispositivos semiconductores, que ha dado paso a la miniaturización de los circuitos, es responsable del surgimiento de nuevas industrias y de su rápido crecimiento en años recientes.

### 19.14.1 La unión rectificadora $p-n$

Un rectificador es un dispositivo electrónico que permite el flujo de corriente en una sola dirección; por ejemplo, un rectificador transforma una corriente alterna en una corriente continua. Antes del invento de la unión rectificadora semiconductor  $p-n$ , esta operación se realizaba usando lámparas de vacío denominadas diodos. La **unión rectificadora  $p-n$**  se construye a partir de un semiconductor que es dopado de manera que sea de tipo  $n$  en un lado y de tipo  $p$  en el otro lado (Figura 19.19a). Si se unen bloques de materiales de tipo  $n$  y de tipo  $p$ , el rectificado que resulta es pobre, puesto que la presencia de una superficie entre los dos bloques produce un dispositivo muy deficiente. También, en todos los dispositivos deben utilizarse monocristales de materiales semiconductores porque en los límites de grano ocurren fenómenos electrónicos que son perjudiciales para la operación.

Antes de la aplicación de cualquier potencial a través de la unión  $p-n$ , los huecos serán los transportadores mayoritarios en el lado  $p$  y los electrones



**Figura 19.19** Representaciones de las distribuciones de electrones y huecos en una unión rectificadora para (a) potencial eléctrico igual a cero, (b) potencial directo, (c) potencial inverso.

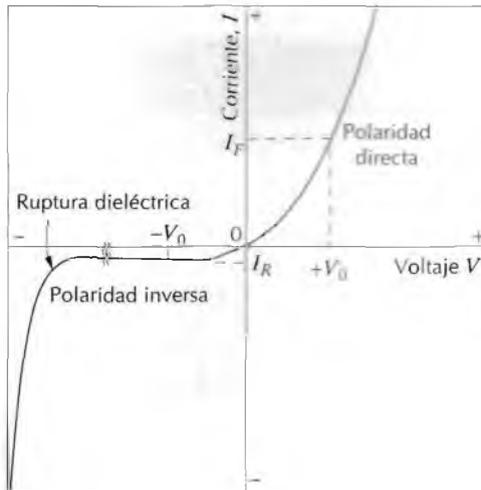
predominarán en la región  $n$ , tal como se ilustra en la Figura 19.19a. Se puede establecer un potencial eléctrico a través de la unión  $p$ - $n$  con dos polaridades distintas. Cuando se utiliza una batería, el terminal positivo puede conectarse en el lado  $p$  y el terminal negativo en el lado  $n$ ; esto se denomina **polaridad directa**. La polaridad opuesta (terminal negativo en  $p$  y positivo en  $n$ ) se denomina **polaridad inversa**.

La respuesta de los transportadores de carga a la aplicación de un potencial directo se demuestra en la Figura 19.19b. Los huecos en el lado  $p$  y los electrones en el lado  $n$  son atraídos hacia la unión. A medida que los electrones y los huecos se encuentran unos con otros cerca de la unión, se recombinan continuamente y se aniquilan unos con otros, de acuerdo con

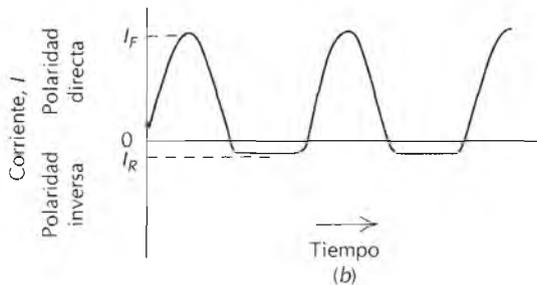
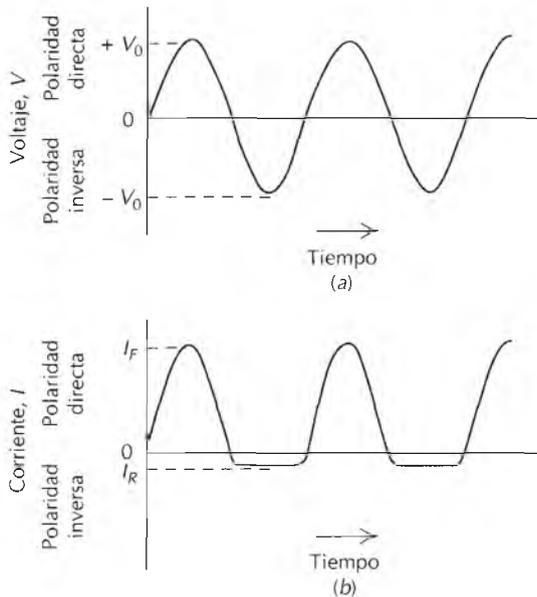


Por tanto, para esta polarización, un gran número de transportadores de carga fluyen a través del semiconductor y hacia la unión; esto se manifiesta en una corriente apreciable y una resistividad baja. Las características corriente-voltaje para el potencial directo se muestran en la mitad derecha de la Figura 19.20.

Para la polaridad inversa (Figura 19.19c), tanto los huecos como los electrones, como transportadores mayoritarios, son rápidamente desplazados lejos de la unión; esta separación de cargas positivas y negativas (o, polarización) deja la región de la unión relativamente libre de transportadores de



**Figura 19.20** La característica corriente-voltaje de una unión  $n-p$  para las polaridades directa e inversa. También se muestra el fenómeno de ruptura dieléctrica.

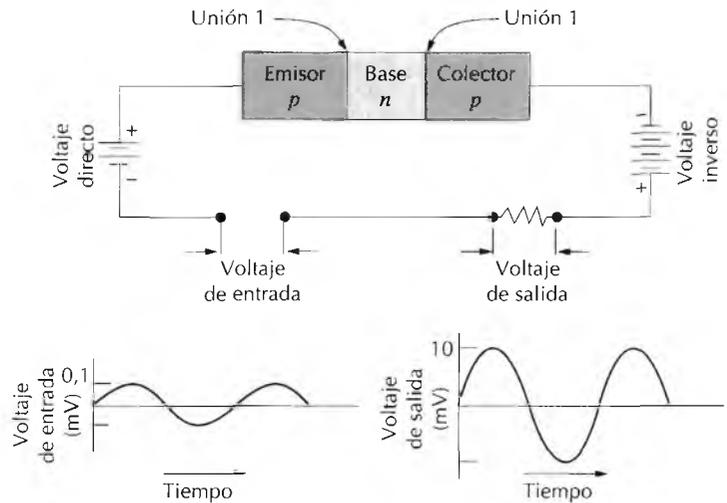


**Figura 19.21** (a) Voltaje de entrada frente al tiempo para una unión rectificadora  $n-p$ . (b) Corriente de salida frente al tiempo mostrando la rectificación del voltaje de la parte (a) por una unión rectificadora  $n-p$  que tiene las características corriente-voltaje de la Figura 19.20.

carga. La recombinación no tendrá lugar en ninguna extensión apreciable, de manera que la unión es ahora altamente aisladora. La Figura 19.20 también ilustra el comportamiento corriente-voltaje para el potencial inverso.

El proceso de rectificación es términos del voltaje de entrada y de la intensidad de corriente de salida se muestra en la Figura 19.21. Mientras que el voltaje varía sinusoidalmente con el tiempo (Figura 19.21a), el flujo máximo de corriente para el voltaje inverso  $I_R$  es extremadamente pequeño en comparación con la corriente directa  $I_F$  (Figura 19.21b). Además, la correspondencia entre  $I_F$  e  $I_R$  y el voltaje máximo impuesto ( $\pm V_0$ ) está indicado en la Figura 19.20.

**Figura 19.22** Diagrama esquemático de un transistor  $p-n-p$  y su circuito asociado. También se incluyen las características voltaje-tiempo de las señales de entrada y salida que muestran la amplificación del voltaje. (Adaptado de A. G. Guy, *Essentials of Materials Science*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1976.)



A altos voltajes de polaridad inversa, a veces del orden de varios cientos de voltios, se genera un gran número de transportadores de carga (electrones y huecos). Esto da lugar a un incremento abrupto de la corriente, un fenómeno denominado *ruptura dieléctrica* que se trata con más detalle en la Sección 19.21. Este fenómeno también se muestra en la Figura 19.20.

#### 19.14.2 El transistor

Los transistores, que son dispositivos semiconductores extremadamente importantes en los circuitos microelectrónicos actuales, son capaces de realizar dos tipos de funciones fundamentales. En primer lugar, realizan las mismas operaciones que la lámpara de vacío precursora, el triodo; es decir, pueden amplificar una señal eléctrica. Además, sirven como dispositivos de conmutación en ordenadores para el procesado y almacenamiento de la información. Los tipos más importantes son el **transistor de unión** (o bimodal) y el **transistor de efecto de campo metal-óxido-semiconductor** (en inglés, abreviado como **MOSFET**).

**Transistores de unión.** El transistor de unión está formado por dos uniones  $p-n$  colocadas en una configuración  $n-p-n$  o bien  $p-n-p$ ; aquí se analiza esta última. La Figura 19.22 es una representación esquemática de un transistor de unión  $p-n-p$  y de su circuito asociado. Una región *base* muy delgada de tipo  $n$  es interpuesta entre regiones *emisoras* y *colectoras* de tipo  $p$ . El circuito que incluye la unión emisor-base (unión 1) está bajo un potencial directo, mientras se aplica un voltaje inverso a través de la unión base-colector (unión 2).

La Figura 19.23 ilustra el mecanismo de operación en términos del movimiento de los transportadores de carga. Puesto que el emisor es de tipo  $p$  y a la unión 1 se le aplica un potencial directo, un gran número de huecos entran en la región base. Estos huecos inyectados son transportadores minoritarios en la base de tipo  $n$ , y algunos de ellos se recombinarán con los electrones mayoritarios. Sin embargo, si la base es extremadamente delgada

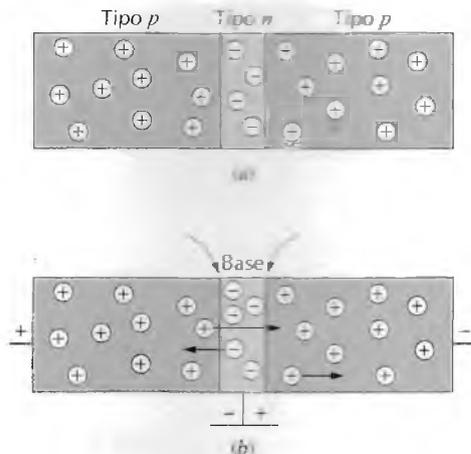


Figura 19.23 Distribuciones de los electrones y huecos y las direcciones de su movimiento en un transistor de unión (de tipo  $p-n-p$ ) cuando no hay potencial aplicado (a) y cuando se aplica un voltaje con la polaridad apropiada para la amplificación (b).

y los materiales semiconductores han sido preparados adecuadamente, la mayoría de estos huecos pasarán rápidamente a través de la base sin recombinación, entonces cruzan la unión 2 y se introducen en el colector de tipo  $p$ . Los huecos se convierten ahora en una parte del circuito emisor-colector. Un pequeño aumento en el voltaje aplicado en el circuito emisor-base produce un gran aumento en la corriente a través de la unión 2. Este gran aumento en la corriente del colector también se refleja en un gran aumento en el voltaje a través de la resistencia, que también se muestra en el circuito (Figura 19.22). Por tanto, una señal de voltaje que pasa a través de un transistor de unión experimenta una amplificación; este efecto es ilustrado en la Figura 19.22 por medio de los dos diagramas voltaje-tiempo.

Argumentos similares son aplicables al transistor  $n-p-n$ , excepto que se inyectan electrones en lugar de huecos a través de la base hacia el colector.

**Transistor de efecto de campo.** Una variedad de MOSFET consiste en dos pequeñas islas de semiconductores de tipo  $p$  que se crean en un sustrato de silicio de tipo  $n$ , como se muestra en la sección transversal representada en la Figura 19.24; las islas están unidas por un canal estrecho de tipo  $p$ . Se realizan conexiones metálicas apropiadas (fuentes y drenajes) sobre estas islas; una capa aisladora de dióxido de silicio se forma por oxidación de la superficie del silicio. Una conexión final (puerta) es entonces realizada sobre la superficie de esta capa aisladora.

La operación de un MOSFET difiere de la de uno de unión en que solamente un tipo de transportador de carga (electrón o hueco) es activo. La conductividad del canal se varía mediante la presencia de un campo eléctrico impuesto en la puerta. Por ejemplo, la imposición de un campo eléctrico positivo sobre la puerta mueve los transportadores de carga (en este caso huecos) fuera del canal, por tanto reduce la conductividad eléctrica. Así, una pequeña alteración en el campo aplicado a la puerta producirá una variación en la corriente relativamente grande entre la fuente y el drenaje. En algunos aspectos, entonces, la operación de un MOSFET es muy similar a la descrita para el transistor de unión. La diferencia principal es que la corriente de la puerta es muy pequeña en comparación con la corriente base del transistor

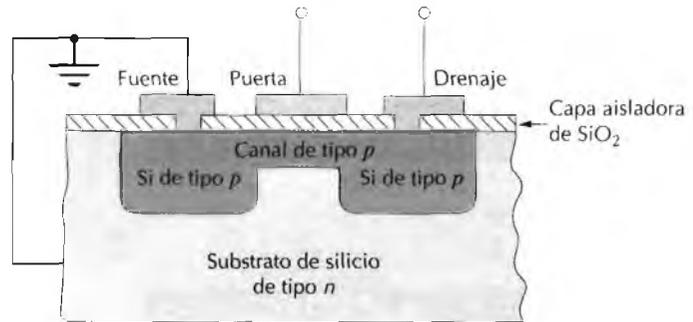


Figura 19.24 Esquema de la sección transversal de un transistor MOSFET.

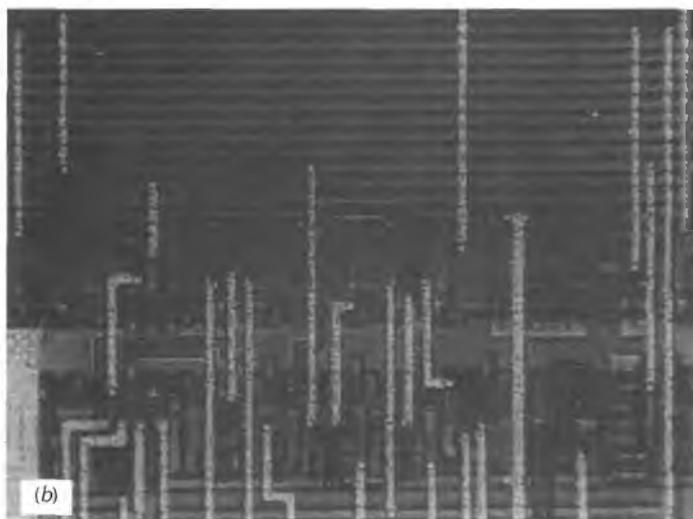
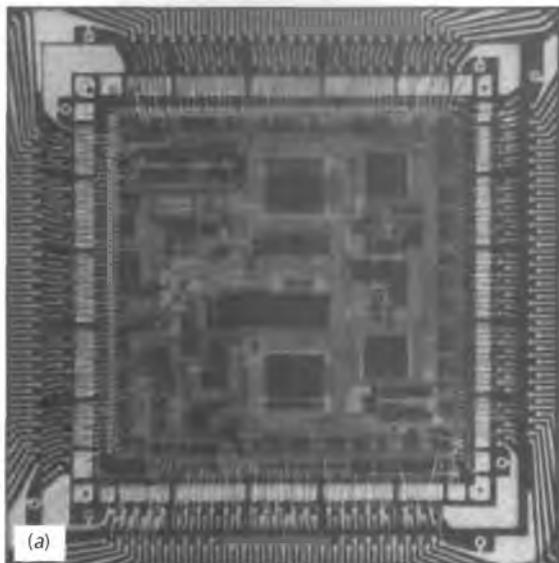
de unión. Por consiguiente, los transistores MOSFET se utilizan cuando las señales de entrada que deben ser amplificadas no pueden sostener una corriente apreciable.

**Los semiconductores en los ordenadores.** Además de su habilidad para amplificar una señal eléctrica, los transistores y diodos pueden también actuar como dispositivos de conmutación, una característica que puede ser utilizada para operaciones aritméticas y lógicas y también para almacenamiento de información en los ordenadores. Los números y las funciones en los ordenadores se expresan en términos de un código binario (por ejemplo, los números se escriben en base 2). Dentro de este marco, los números se representan por una serie de dos estados (algunas veces denominados 0 y 1). Los transistores y los diodos dentro de un circuito digital operan como interruptores que tienen dos estados, "cerrado" y "abierto", o sea, conductor y no conductor; abierto corresponde a un estado de la cifra binaria y cerrado al otro. Por tanto, un determinado número puede ser presentado por una colección de elementos de circuito que contienen transistores que están abiertos y cerrados de forma apropiada.

### 19.14.3 Circuitos microelectrónicos

Durante los últimos años, la invención de los circuitos microelectrónicos, en donde miles de componentes electrónicos y circuitos se incorporan en un espacio muy pequeño, ha revolucionado el campo de la electrónica. Esta revolución cristalizó, en parte, debido a la tecnología aeroespacial, la cual necesitaba ordenadores y dispositivos electrónicos que fueran suficientemente pequeños y que requirieran baja potencia. Como resultado del refinamiento en los procesos y técnicas de fabricación, se ha producido una sorprendente disminución en los costes de los circuitos integrados. Por consiguiente, en el momento de escribir este libro, los ordenadores personales son accesibles a un gran segmento de la población de los Estados Unidos. También, la utilización de **circuitos integrados** ha penetrado en muchas facetas de nuestras vidas: calculadoras, comunicaciones, relojes, producción industrial y su control y todas las fases de la industria electrónica.

Los circuitos microelectrónicos baratos se producen en serie usando técnicas ingeniosas de fabricación. El proceso empieza con el crecimiento de monocristales cilíndricos relativamente grandes de silicio de alta pureza a partir del cual se cortan obleas circulares. Muchos circuitos microelectróni-



**Figura 19.25** (a) Fotografía de un microprocesador de 32 bits que está montado sobre una placa portadora de chips. Aproximadamente 3,5 aumentos. (b) Fotografía mostrando una sección de otro microprocesador de 32 bits. Las regiones oscuras y grises son capas de silicio dopado por difusión. Las zonas blancas moteadas corresponden a una capa de aluminio superior que desempeña el papel de las conexiones eléctricas entre los dispositivos. Aproximadamente 1250 aumentos. (Ambas fotografías son cortesía de Hewlett-Packard.)

cos o integrados, algunas veces también denominados "chips", se preparan sobre una sola oblea; en la Figura 23.18 se muestra la fotografía de una oblea que contiene numerosos "chips". Un chip es rectangular, típicamente del orden de 1/4 de pulgada (6 mm) de lado y contiene miles de elementos de circuito: diodos, transistores, resistencias y condensadores. Un chip microprocesador completo se muestra en la Figura 19.25a; más de 400 conexiones eléctricas se utilizan para conectar este chip a la placa del circuito impreso. La Figura 19.25b, una fotografía ampliada de una porción de otro "chip" microprocesador, revela lo intrincado que es un circuito integrado. Actualmente, se producen chips con 2 000 000 de componentes y aún mayores capacidades de memoria se desarrollarán en el futuro.

Los circuitos microelectrónicos consisten de muchas capas que están dentro o en la superficie de la oblea de silicio con una distribución bien determinada. Usando técnicas fotolitográficas, en cada capa se protegen (enmascaran) ciertas partes de la superficie de acuerdo con una distribución microscópica. Los elementos de circuito se construyen por introducción selectiva (por difusión o por implantación iónica) en las regiones no protegidas (sin máscara) para crear áreas localizadas de tipo  $n$ , de tipo  $p$ , de alta resistividad, o bien conductoras. Este procedimiento se repite capa a capa hasta que se ha fabricado todo el circuito integrado, tal como se ilustra en el esquema del transistor MOSFET (Figura 19.24). Varios elementos de un circuito integrado se muestran en la micrografía de la página 611 obtenida por microscopía electrónica de barrido.

## CONDUCCIÓN ELÉCTRICA EN CERÁMICAS IÓNICAS Y EN POLÍMEROS

La mayoría de las cerámicas iónicas y polímeros son materiales aisladores a temperatura ambiente y, por tanto, tienen estructuras de bandas de energía similares a la representada en la Figura 19.4c: una banda de valencia llena está separada de la banda de conducción vacía por un intervalo prohibido de energía bastante grande, normalmente mayor que 2 eV. Por tanto, a temperaturas normales sólo muy pocos electrones pueden excitarse a través del intervalo prohibido por medio de la energía térmica disponible, lo cual explica la conductividad tan baja de estos materiales. En la Tabla 19.3 se dan las conductividades eléctricas a temperatura ambiente de varios de estos materiales. Desde luego, muchos materiales son utilizados por su capacidad para aislar, y, por tanto, es deseable un alta resistividad. Al aumentar la temperatura, los materiales aisladores experimentan un aumento en la conductividad eléctrica, que puede llegar a ser mayor que la de los semiconductores.

### 19.15 LA CONDUCCIÓN EN LOS MATERIALES IÓNICOS

Los cationes y los aniones de los materiales iónicos poseen carga eléctrica y, como consecuencia, son capaces de migración o difusión cuando se aplica un campo eléctrico. Por consiguiente, del movimiento neto de estos iones cargados resultará una corriente eléctrica, que estará presente además de la debida a cualquier otro movimiento electrónico. Desde luego, las migraciones de aniones y cationes serán en direcciones opuestas. La conductividad total de un material iónico  $\sigma_{\text{total}}$  es así igual a la suma de las contribuciones iónica y electrónica, de la manera siguiente:

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{electrónico}} + \sigma_{\text{iónico}} \quad (19.25)$$

Cualquiera de las dos contribuciones puede predominar dependiendo del material, su pureza y, desde luego, de la temperatura.

A cada especie iónica se le puede asociar una movilidad de la manera siguiente:

$$\mu_i = \frac{n_i e D_i}{kT} \quad (19.26)$$

**Tabla 19.3** Valores de las conductividades eléctricas típicas de once materiales no metálicos a temperatura ambiente.

<i>Material</i>	<i>Conductividad eléctrica</i> [( $\Omega\cdot m$ ) <sup>-1</sup> ]
Grafito	$10^5$
<b>Cerámicas</b>	
Óxido de aluminio	$10^{-10}$ – $10^{-12}$
Porcelana	$10^{-10}$ – $10^{-12}$
Vidrio de sosa y cal	$< 10^{-10}$
Mica	$10^{-11}$ – $10^{-15}$
<b>Polímeros</b>	
Fenol-formaldehído	$10^{-9}$ – $10^{-10}$
Nilón 66	$10^{-9}$ – $10^{-12}$
Polimetilmetacrilato	$< 10^{-12}$
Poliétileno	$10^{-13}$ – $10^{-17}$
Poliestireno	$< 10^{-14}$
Politetrafluoroetileno	$< 10^{-16}$

donde  $n_i$  y  $D_i$  representan, respectivamente, la valencia y el coeficiente de difusión de un ion particular;  $e$ ,  $k$ , y  $T$  tienen el mismo significado que en las secciones anteriores de este capítulo. Por consiguiente, la contribución iónica a la conductividad total aumenta al aumentar la temperatura, de la misma manera que la contribución electrónica. Sin embargo, a pesar de las dos contribuciones a la conductividad, la mayoría de los materiales iónicos siguen siendo aisladores, aún a temperaturas elevadas.

## 19.16 PROPIEDADES ELÉCTRICAS DE LOS POLÍMEROS

La mayoría de los materiales poliméricos son pobres conductores de la electricidad (Tabla 19.3) debido a la no existencia de un gran número de electrones libres que puedan participar en el proceso de conducción. El mecanismo de conducción eléctrica en estos materiales no es bien conocido, pero se sabe que la conducción en polímeros de alta pureza es por electrones.

### 19.16.1 Polímeros conductores

En los últimos años se han sintetizado materiales poliméricos que tienen conductividades eléctricas similares a las de los conductores metálicos; se denominan de forma apropiada *polímeros conductores*. En estos materiales se han obtenido conductividades tan altas como  $1,5 \times 10^7 (\Omega\cdot m)^{-1}$ ; en base al volumen, este valor representa una cuarta parte de la conductividad del cobre, o bien el doble de su conductividad en base al peso.

Este fenómeno ha sido observado en alrededor de una docena de polímeros, incluyendo poliacetileno, poliparafenileno, polipirrol y polianilina dopados con impurezas apropiadas. De la misma manera que en los semiconductores, estos polímeros pueden ser de tipo  $n$  (o sea, dominan los electrones libres) o bien de tipo  $p$  (o sea, dominan los huecos) según cuál sea el dopante. Sin embargo, a diferencia de los semiconductores, los átomos o

moléculas dopantes no sustituyen o reemplazan a ninguno de los átomos del polímero.

Los polímeros de alta pureza tienen la estructura electrónica de bandas característica de los aisladores eléctricos (Figura 19.4c). El mecanismo por el cual se generan en estos polímeros grandes cantidades de electrones libres y huecos es complejo y no bien conocido. En términos muy simples, parece que los átomos dopantes provocan la creación de nuevas bandas de energía que se solapan con las bandas de valencia y conducción del polímero intrínseco, produciendo una banda de valencia o de conducción parcialmente llenas y la producción a temperatura ambiente de una alta concentración de electrones libres y de huecos. Orientando las cadenas del polímero, ya sea mecánicamente (Sección 16.3) o bien magnéticamente, durante la síntesis resulta un material altamente anisotrópico que tiene un máximo de conductividad a lo largo de la dirección de la orientación.

Estos polímeros conductores tienen potencial para ser utilizados en muchas aplicaciones puesto que tienen densidades bajas, son altamente flexibles y son fáciles de producir. Actualmente se fabrican baterías recargables empleando electrodos poliméricos; en muchos aspectos estas baterías tienen propiedades superiores a las de las baterías metálicas. Otras aplicaciones posibles incluyen el cableado de aviones y componentes aeroespaciales, recubrimientos antiestáticos en vestidos, materiales para apantallamiento electromagnético y los dispositivos electrónicos (por ejemplo, transistores y diodos).

## COMPORTAMIENTO DIELECTRICO

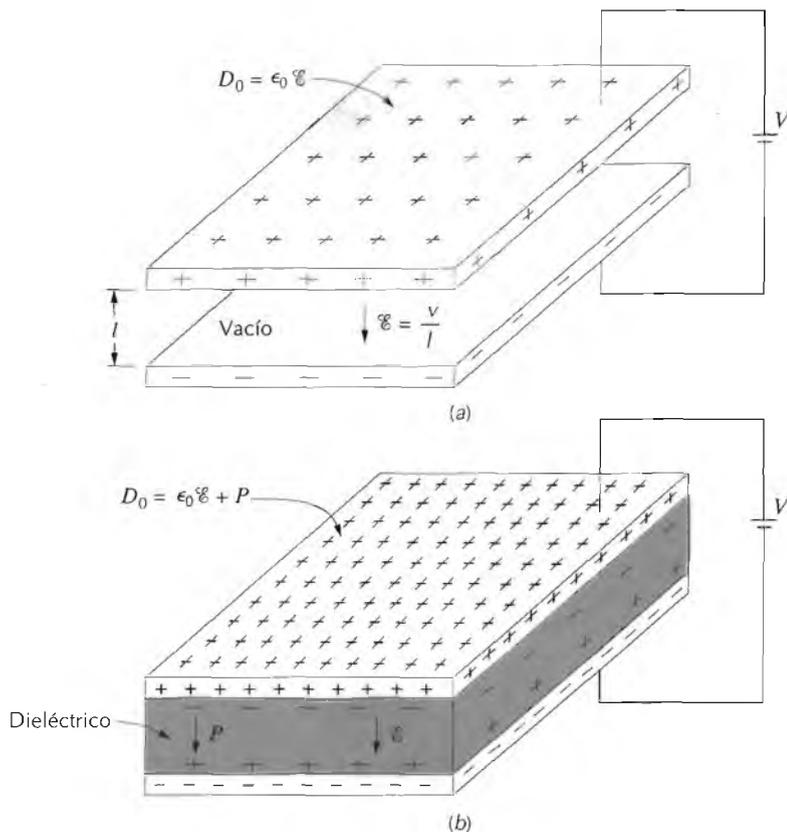
Un material **dieléctrico** es un aislador eléctrico (no metálico) que presenta, o se puede hacer que presente, una estructura eléctrica dipolar; es decir, existe una separación entre las entidades cargadas positivamente y negativamente a nivel atómico o molecular. El concepto de dipolo eléctrico fue introducido en la Sección 2.7. Como resultado de las interacciones de los dipolos con campos eléctricos, los materiales dieléctricos son utilizados en los condensadores.

### 19.17 CAPACIDAD

Cuando se aplica un voltaje a través de un condensador, una placa se carga positivamente y la otra negativamente, con el correspondiente campo eléctrico dirigido desde la placa positiva a la negativa. La **capacidad**  $C$  está relacionada con la cantidad de carga  $Q$  almacenada en cualquiera de las placas mediante

$$C = \frac{Q}{V} \quad (19.27)$$

donde  $V$  es el voltaje aplicado a través del condensador. Las unidades de capacidad son culombios por voltio, o bien faradios (F).



**Figura 19.26** Condensador de placas paralelas (a) cuando entre las placas hay vacío y (b) cuando está presente un material dieléctrico. (De K. M. Ralls, T. H. Courtney y J. Wulff, *Introduction to Materials Science and Engineering*, Copyright 1976 de John Wiley & Sons, Inc. Reproducido con permiso de John Wiley & Sons, Inc.)

Ahora consideremos un condensador de placas paralelas con vacío en la región entre placas (Figura 19.26a). La capacidad  $C$  puede calcularse a partir de la relación

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{l} \quad (19.28)$$

donde  $A$  representa el área de las placas y  $l$  es la distancia entre ellas. El parámetro  $\epsilon_0$ , denominado permeabilidad del vacío, es una constante universal igual a  $8,85 \times 10^{-12}$  F/m.

Si un material dieléctrico es insertado en la región entre placas (Figura 19.26b), entonces

$$C = \epsilon \frac{A}{l} \quad (19.29)$$

donde  $\epsilon$  es la permitividad de este medio dieléctrico, que será mayor que  $\epsilon_0$ . La permitividad relativa  $\epsilon_r$ , a menudo llamada constante dieléctrica, es igual al cociente

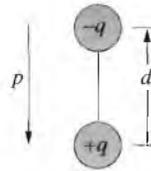
$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (19.30)$$

**Tabla 19.4 Constante dieléctrica y rigidez dieléctrica de varios materiales dieléctricos.**

Material	Constante dieléctrica		Rigidez dieléctrica (V/mil) <sup>a</sup>
	60 Hz	1 MHz	
<b>Cerámicas</b>			
Titanatos	–	15–10 000	50–300
Mica	–	5,4–8,7	1000–2000
Esteatita (MgO-SiO <sub>2</sub> )	–	5,5–7,5	200–350
Vidrio de sosa y cal	6,9	6,9	250
Porcelana	6,0	6,0	40–400
Sílice vítrea	4,0	3,8	250
<b>Polímeros</b>			
Fenol-formaldehído	5,3	4,8	300–400
Nilón 66	4,0	3,6	400
Poliestireno	2,6	2,6	500–700
Polietileno	2,3	2,3	450–500
Politetrafluoroetileno	2,1	2,1	400–500

<sup>a</sup> Un mil = milésima de pulgada. Los valores de la rigidez dieléctrica son valores medios, esta magnitud depende del espesor y geometría de la muestra, así como de la velocidad de aplicación y el tiempo en que se aplica el campo eléctrico.

**Figura 19.27** Esquema de un dipolo eléctrico generado por dos cargas eléctricas (de magnitud  $q$ ) separadas por la distancia  $d$ ; también se muestra el vector polarización asociado,  $p$ .



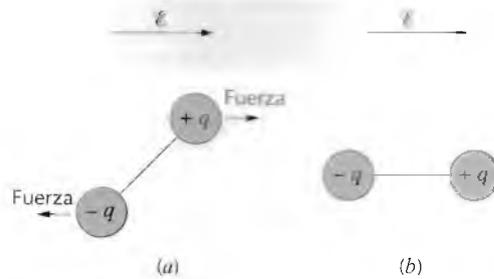
el cual es mucho mayor que la unidad y representa el aumento en la capacidad de almacenar carga por inserción del medio dieléctrico entre las placas. La constante dieléctrica es una propiedad que es de consideración fundamental para el diseño del condensador. Los valores de  $\epsilon$ , de varios materiales dieléctricos están indicados en la Tabla 19.4.

### 19.18 CAMPOS Y POLARIZACIÓN

Quizás la mejor forma de explicar el fenómeno de la capacidad es con la ayuda de vectores. Para empezar, en todos los dipolos eléctricos existe una separación de las cargas eléctricas positivas y negativas, tal como se muestra en la Figura 19.27. A cada dipolo se asocia un momento dipolar eléctrico  $p$  de la manera siguiente:

$$p = qd \quad (19.31)$$

donde  $q$  es la magnitud de cada carga del dipolo y  $d$  es la distancia de separación entre ellas. En realidad, un momento dipolar es un vector que está dirigido desde la carga negativa a la positiva, tal como se indica en la Figura



**Figura 19.28** (a) Fuerzas que actúan sobre un dipolo debido al campo eléctrico aplicado. (b) Alineamiento final del dipolo con respecto al campo aplicado.

19.27. En presencia de un campo eléctrico  $\mathcal{E}$ , que también es una magnitud vectorial, sobre el dipolo actuará una fuerza (o par) que lo orientará en la dirección del campo aplicado; este fenómeno se ilustra en la Figura 19.28. El proceso de alineamiento de los dipolos se denomina **polarización**.

De nuevo, volviendo al condensador, la densidad de carga superficial  $D$ , o bien cantidad de carga por unidad de área de condensador ( $C/m^2$ ), es proporcional al campo eléctrico. Cuando está presente el vacío, entonces

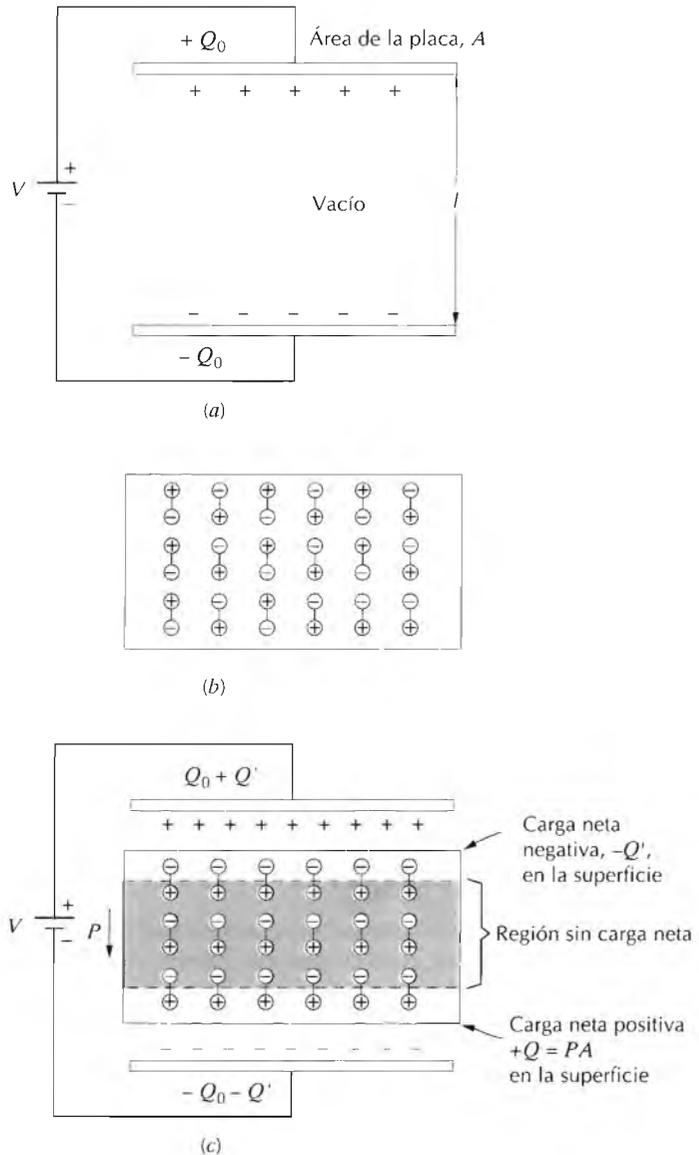
$$D_0 = \epsilon_0 \mathcal{E} \quad (19.32)$$

siendo  $\epsilon_0$  la constante de proporcionalidad. Además, existe una expresión análoga para el caso dieléctrico, o sea,

$$D = \epsilon \mathcal{E} \quad (19.33)$$

Algunas veces,  $D$  también se denomina desplazamiento dieléctrico.

El aumento en la capacidad, o de la constante dieléctrica, puede explicarse utilizando un modelo sencillo de polarización dentro de un material dieléctrico. Consideremos el condensador de la Figura 19.29a, la situación de vacío, donde una carga  $+Q_0$  es almacenada en la placa superior y una carga  $-Q_0$  en la inferior. Cuando se introduce un dieléctrico y se aplica un campo, todo el sólido dentro de las placas se polariza (Figura 19.29c). Como resultado de esta polarización se produce una acumulación neta de carga negativa de magnitud  $-Q'$  en la superficie dieléctrica cercana a la placa cargada positivamente y, de forma similar, una carga adicional  $+Q'$  en la superficie adyacente a la placa negativa. En las regiones del dieléctrico alejadas de estas superficies, los efectos de polarización no son importantes. Por consiguiente, si cada placa y su superficie dieléctrica adyacente se consideran como una sola unidad, se puede suponer que la carga inducida a partir del dieléctrico ( $+Q'$  o bien  $-Q'$ ) anula parte de la carga que originalmente existía sobre la placa en la situación de vacío ( $-Q_0$  o bien  $+Q_0$ ). El voltaje impuesto a través de las placas se mantiene en el valor del vacío aumentando la carga en la placa negativa (la inferior) en una cantidad  $-Q'$ , y la superior en  $+Q'$ . Los electrones son forzados a fluir desde la placa positiva a la negativa por la fuente de voltaje externo de tal manera que el propio voltaje es restablecido. Por tanto ahora la carga en cada placa es  $Q_0 + Q'$ , habiendo aumentado en una cantidad  $Q'$ .



**Figura 19.29** Esquema de (a) la carga almacenada sobre las placas del condensador de vacío, (b) distribución de dipolos en un dieléctrico no polarizado y (c) aumento de la capacidad de almacenamiento de carga resultante de la polarización del material dieléctrico. (Adaptado de A. G. Guy, *Essentials of Materials Science*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1976.)

En presencia de un dieléctrico, la densidad de carga superficial sobre las placas de un condensador puede también representarse mediante:

$$D = \epsilon_0 \mathcal{E} + P \quad (19.34)$$

donde  $P$  es la *polarización*, o sea, el aumento de la densidad de carga por encima de la correspondiente al vacío debido a la presencia del dieléctrico; o bien, a partir de la Figura 19.29c,  $P = Q'/A$ , donde  $A$  es el área de cada placa. Las unidades de  $P$  son las mismas que las de  $D$  ( $C/m^2$ ).

La polarización  $P$  también puede considerarse como el momento dipolar total por unidad de volumen de material dieléctrico, o bien como un campo

Tabla 19.5 Unidades fundamentales y derivadas de varios parámetros eléctricos y de vectores de campo.

Magnitud	Símbolo	Unidades SI	
		Derivada	Fundamental
Potencial eléctrico	$V$	voltio	$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2\cdot\text{C}$
Corriente eléctrica	$I$	amperio	$\text{C}/\text{s}$
Intensidad del campo eléctrico	$\mathcal{E}$	voltio/metro	$\text{kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2\cdot\text{C}$
Resistencia	$R$	ohmio	$\text{kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}\cdot\text{C}^2$
Resistividad	$\rho$	ohmio/metro	$\text{kg}\cdot\text{m}^3/\text{s}\cdot\text{C}^2$
Conductividad	$\sigma$	$(\text{ohmio}/\text{metro})^{-1}$	$\text{s}\cdot\text{C}^2/\text{kg}\cdot\text{m}^3$
Carga eléctrica	$Q$	culombio	$\text{C}$
Capacidad	$C$	faradio	$\text{s}^2\cdot\text{C}^2/\text{kg}\cdot\text{m}^2$
Permitividad	$\epsilon$	faradio/metro	$\text{s}^2\cdot\text{C}^2/\text{kg}\cdot\text{m}^3$
Constante dieléctrica	$\epsilon_r$	cociente (sin dimensiones)	cociente (sin dimensiones)
Desplazamiento dieléctrico	$D$	faradio-voltio/ $\text{m}^2$	$\text{C}/\text{m}^2$
Polarización eléctrica	$P$	faradio-voltio/ $\text{m}^2$	$\text{C}/\text{m}^2$

eléctrico de polarización dentro del dieléctrico que resulta del alineamiento de muchos dipolos atómicos o moleculares en la dirección del campo eléctrico aplicado. Para muchos materiales dieléctricos,  $P$  es proporcional a  $\mathcal{E}$  según la relación

$$P = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)\mathcal{E} \quad (19.35)$$

en este caso  $\epsilon_r$  es independiente de la magnitud del campo eléctrico.

En la Tabla 19.5 se describen varios parámetros eléctricos con sus unidades.

#### PROBLEMA RESUELTO 19.4

Consideremos un condensador de placas paralelas con un área de  $6,45 \times 10^{-4} \text{ m}^2$  y una separación entre placas de  $2 \times 10^{-3} \text{ m}$  a través de las cuales se aplica un potencial de 10 V. Si un material con una constante dieléctrica de 6,0 se coloca dentro de la región entre las placas, calcular

- La capacidad
- La magnitud de la carga almacenada en cada placa.
- El desplazamiento dieléctrico  $D$
- La polarización

#### SOLUCIÓN

(a) La capacidad se calcula utilizando la Ecuación 19.29; sin embargo, la permitividad  $\epsilon$  del medio dieléctrico debe ser determinada utilizando la Ecuación 19.30 de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_r \epsilon_0 = (6,0)(8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}) \\ &= 5,31 \times 10^{-11} \text{ F/m} \end{aligned}$$

Por tanto, la capacidad es

$$C = \epsilon \frac{A}{l} = (5,31 \times 10^{-11} \text{ F/m}) \frac{(6,45 \times 10^{-4} \text{ m}^2)}{2 \times 10^{-3} \text{ m}}$$

$$= 1,71 \times 10^{-11} \text{ F}$$

(b) Puesto que la capacidad ha sido determinada, la carga almacenada debe calcularse usando la Ecuación 19.27, según

$$Q = CV = (1,71 \times 10^{-11} \text{ F})(10 \text{ V}) = 1,71 \times 10^{-10} \text{ C}$$

(c) El desplazamiento dieléctrico se calcula a partir de la Ecuación 19.33, resultando

$$D = \epsilon \mathcal{E} = \epsilon \frac{V}{l} = \frac{(5,31 \times 10^{-11} \text{ F/m})(10 \text{ V})}{2 \times 10^{-3} \text{ m}}$$

$$= 2,66 \times 10^{-7} \text{ C/m}^2$$

(d) Utilizando la Ecuación 19.34, la polarización puede determinarse de la manera siguiente:

$$P = D - \epsilon_0 \mathcal{E} = D - \epsilon_0 \frac{V}{l}$$

$$= 2,66 \times 10^{-7} \text{ C/m}^2 - \frac{(8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m})(10 \text{ V})}{2 \times 10^{-3} \text{ m}}$$

$$= 2,22 \times 10^{-7} \text{ C/m}^2$$

## 19.19 TIPOS DE POLARIZACIÓN

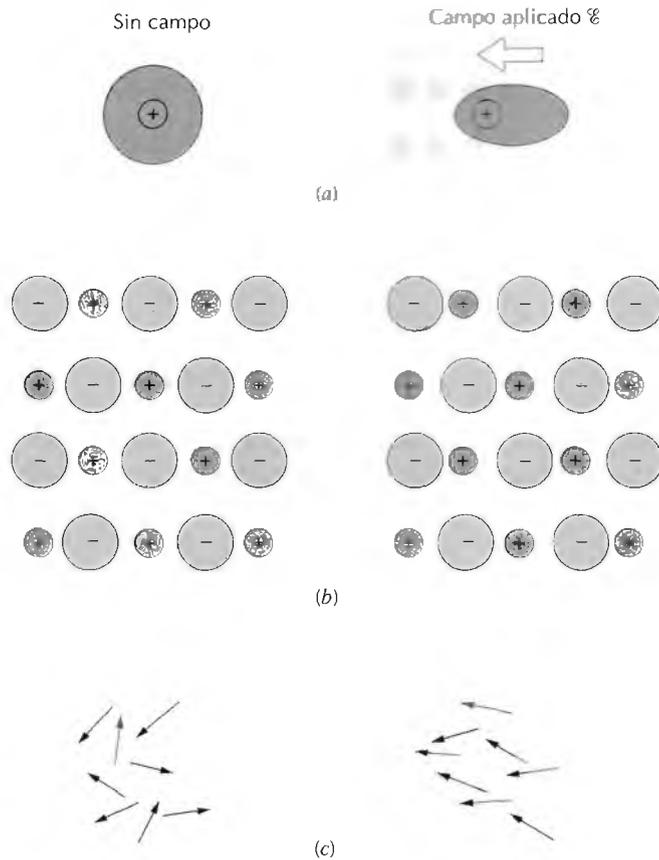
Como ya se ha dicho, la polarización es el alineamiento de los momentos dipolares atómicos o moleculares al aplicar un campo eléctrico externo. Existen tres tipos o fuentes de polarización: electrónica, iónica y de orientación. Los materiales dieléctricos ordinariamente exhiben por lo menos uno de estos tres tipos de polarización dependiendo del material y también de la manera de aplicación del campo externo.

### 19.19.1 Polarización electrónica

La **polarización electrónica** puede inducirse en un grado u otro en todos los átomos. Proviene del desplazamiento, producido por el campo eléctrico, del centro de la nube electrónica cargada negativamente con respecto al núcleo positivo de un átomo (Figura 19.30a). Este tipo de polarización se encuentra en todos los materiales dieléctricos, y, desde luego, solamente existe cuando el campo eléctrico está presente.

### 19.19.2 Polarización iónica

La **polarización iónica** solamente ocurre en materiales que son iónicos. Un campo eléctrico actúa desplazando los cationes en una dirección y los aniones en la opuesta, lo cual origina un momento dipolar neto. Este fenómeno



**Figura 19.30** (a) Polarización electrónica que resulta de la distorsión de una nube electrónica por un campo eléctrico. (b) Polarización iónica que resulta de los desplazamientos relativos de iones cargados eléctricamente en respuesta a un campo eléctrico. (c) Respuesta de dipolos permanentes (flechas) a un campo eléctrico aplicado produciendo la polarización por orientación. (De O. H. Wyatt y D. Dew-Hughes, *Metals, Ceramics and Polymers*, Cambridge University Press, 1974.)

se ilustra en la Figura 19.30b. La magnitud del momento dipolar para cada par de iones  $p_i$  es igual al producto del desplazamiento relativo  $d_i$  y la carga en cada ion, o sea,

$$p_i = qd_i \quad (19.36)$$

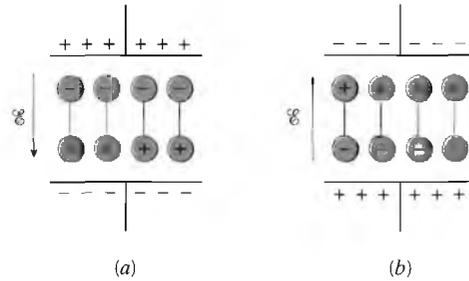
### 19.19.3 Polarización de orientación

El tercer tipo, la **polarización de orientación**, se encuentra en sustancias que poseen momentos dipolares permanentes. La polarización se origina por una rotación de los momentos permanentes en la dirección del campo aplicado, tal como se representa en la Figura 19.30c. Las vibraciones térmicas de los átomos se oponen al alineamiento, de tal manera que la polarización disminuye al aumentar la temperatura.

La polarización total  $P$  de una sustancia es igual a la suma de las polarizaciones electrónicas, iónicas y de orientación ( $P_e$ ,  $P_i$ , y  $P_0$ , respectivamente), o bien

$$P = P_e + P_i + P_0 \quad (19.37)$$

Figura 19.31 Orientaciones de los dipolos para (a) una polaridad de un campo eléctrico alterno y (b) para la polaridad inversa. (Richard A. Flinn y Paul K. Trojan, *Engineering Materials and their Applications*, 4ª edición. Copyright de Houghton Mifflin Company. Adaptado con permiso.)



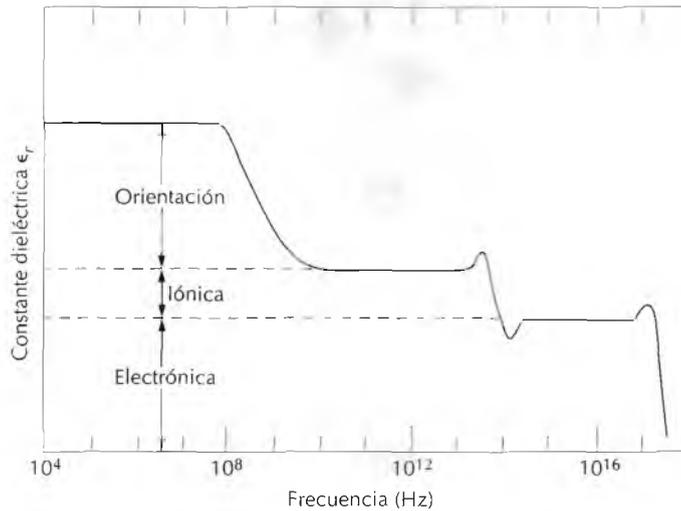
Es posible que una o más de estas contribuciones a la polarización total sea nula o bien despreciable con respecto a las otras. Por ejemplo, la polarización iónica no existirá en materiales con enlace covalente, en los cuales no existen iones.

### 19.20 DEPENDENCIA DE LA CONSTANTE DIELECTRICA RESPECTO DE LA FRECUENCIA

En muchas situaciones prácticas la corriente es alterna (ac); es decir, el voltaje aplicado o el campo eléctrico cambia continuamente de dirección con el tiempo, tal como se indica en la Figura 19.21a. Consideremos un material dieléctrico que está sometido a polarización por un campo eléctrico fluctuante. Con cada inversión de la dirección, los dipolos intentan reorientarse con el campo, tal como se ilustra en la Figura 19.31, un proceso que requiere un tiempo finito. Para cada tipo de polarización, existe un tiempo mínimo para la reorientación, el cual depende de la facilidad con la cual los dipolos son capaces de realinearse. La **frecuencia de relajación** es el recíproco de este tiempo mínimo de reorientación.

Un dipolo no puede cambiar continuamente de orientación cuando la frecuencia del campo eléctrico aplicado excede a su frecuencia de relajación, y, por tanto, no contribuye a la constante dieléctrica. La dependencia de  $\epsilon_r$  respecto de la frecuencia del campo se representa esquemáticamente en la Figura 19.32 para un medio dieléctrico que presenta los tres tipos de polarización; nótese que en el eje de frecuencia tenemos una escala logarítmica. Tal como se indica en la Figura 19.32, cuando un mecanismo de polarización cesa de funcionar, se produce una disminución brusca en la constante dieléctrica; en caso contrario,  $\epsilon_r$  es virtualmente independiente de la frecuencia. En la Tabla 19.4 los valores de la constante dieléctrica son para 60 Hz y 1 MHz; estos valores dan una indicación de esta dependencia de la frecuencia en el extremo bajo del espectro de frecuencias.

La absorción de energía eléctrica por un material dieléctrico que es sometido a un campo eléctrico alterno se denomina *pérdida dieléctrica*. Esta pérdida puede ser importante a frecuencias del campo eléctrico en la vecindad de la frecuencia de relajación de cada uno de los tipos de dipolos operativos para un material específico. A la frecuencia que se utiliza se desea que tenga una pérdida dieléctrica pequeña.



**Figura 19.32** Variación de la constante dieléctrica con la frecuencia del campo eléctrico aplicado. Se indican las contribuciones a la constante dieléctrica provenientes de la polarización electrónica, iónica y de orientación.

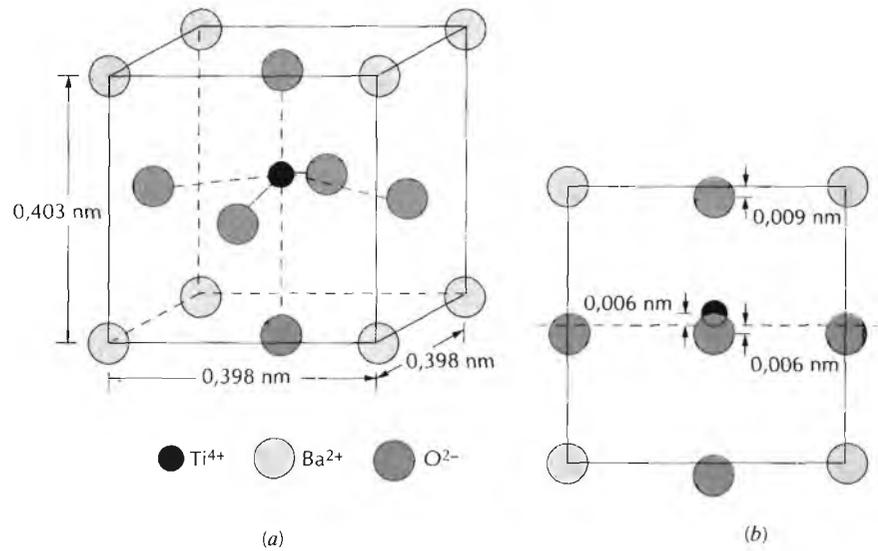
## 19.21 RIGIDEZ DIELECTRICA

Al aplicar un campo eléctrico muy alto a través de los materiales dieléctricos, gran número de electrones súbitamente pueden ser excitados a energías dentro de la banda de conducción. Como resultado, la corriente a través del dieléctrico por el movimiento de estos electrones aumenta drásticamente; a veces la fusión localizada, quemadura o bien la vaporización produce la degradación irreversible y quizás incluso la rotura del material. Este fenómeno es conocido como ruptura dieléctrica. La **rigidez dieléctrica** representa la magnitud del campo eléctrico necesario para producir la ruptura dieléctrica. La Tabla 19.4 presenta los valores de rigidez dieléctrica de varios materiales.

## 19.22 MATERIALES DIELECTRICOS

Varios tipos de cerámicas y polímeros se utilizan como aisladores y/o en condensadores. Muchas cerámicas, incluyendo vidrio, porcelana, esteatita y mica, tienen constantes dieléctricas cuyos valores oscilan entre 6 y 10 (Tabla 19.4). Estos materiales también tienen un alto grado de estabilidad dimensional y resistencia a la tracción. Aplicaciones típicas incluyen aislamiento de líneas de potencia y aislamiento eléctrico, bases de interruptores, receptáculos de luz. La titanía ( $\text{TiO}_2$ ) y las cerámicas basadas en el titanato, tales como el titanato de bario ( $\text{BaTiO}_3$ ), pueden elaborarse con constantes dieléctricas muy altas, lo cual las hace muy útiles para aplicaciones en condensadores.

La magnitud de la constante dieléctrica de muchos polímeros es menor que la de las cerámicas, porque estas últimas tienen momentos dipolares mayores; los valores de  $\epsilon_r$  para los polímeros generalmente están comprendidos entre 2 y 5. Estos materiales son comúnmente utilizados para el aislamiento de hilos conductores, cables, motores, generadores y otras aplicaciones similares, así como en algunos condensadores.



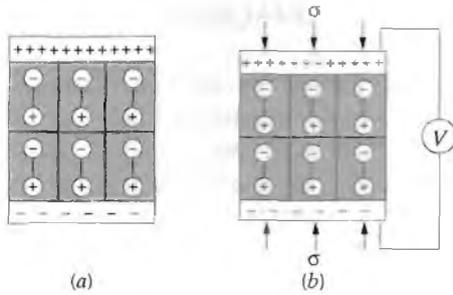
**Figura 19.33** Celdilla unidad del titanato de bario ( $\text{BaTiO}_3$ ) (a) proyección isométrica y (b) vista perpendicular a una cara mostrando los desplazamientos de los iones de  $\text{Ti}^{4+}$  y  $\text{O}^{2-}$  desde el centro de la cara.

## OTRAS CARACTERÍSTICAS ELÉCTRICAS DE LOS MATERIALES

Otras dos características eléctricas relativamente importantes que se encuentran en algunos materiales y que merecen una mención breve son la ferroelectricidad y la piezoelectricidad.

### 19.23 FERROELECTRICIDAD

El grupo de materiales dieléctricos denominados ferroeléctricos presentan polarización espontánea, o sea, polarización en ausencia de un campo eléctrico. Son la analogía dieléctrica de los materiales ferromagnéticos, los cuales tienen un momento magnético permanente. En los materiales ferroeléctricos existen dipolos eléctricos permanentes, cuyo origen se explica para el titanato de bario, uno de los ferroeléctricos más comunes. La polarización espontánea es una consecuencia de las posiciones de los iones  $\text{Ba}^{2+}$ ,  $\text{Ti}^{4+}$  y  $\text{O}^{2-}$  dentro de la celdilla unidad, tal como se representa en la Figura 19.33. Los iones de  $\text{Ba}^{2+}$  están situados en los vértices de la celdilla unidad, la cual tiene simetría tetragonal (un cubo que ha sido alargado ligeramente en una dirección). El momento dipolar resulta de los desplazamientos relativos de los iones  $\text{O}^{2-}$  y  $\text{Ti}^{4+}$  de sus posiciones simétricas tal como se muestra en la vista lateral de la celdilla unidad. Los iones  $\text{O}^{2-}$  están colocados cerca, pero ligeramente por debajo, de los centros de cada una de las seis caras, mientras que los iones  $\text{Ti}^{4+}$  están desplazados hacia arriba respecto del centro de la celdilla unidad. Por tanto, un momento iónico dipolar permanente está asociado con cada celdilla unidad. Sin embargo, cuando el titanato de bario se calienta por encima de la *temperatura de Curie* [ $120^\circ\text{C}$  ( $250^\circ\text{F}$ )], la celdilla unidad se hace cúbica, y todos los iones adoptan posiciones simétricas dentro de la celdilla unidad; el material tiene ahora la estructura cristalina de la perovskita (Sección 13.2), y cesa el comportamiento ferroeléctrico.



**Figura 19.34** (a) Dipolos dentro de un material piezoeléctrico. (b) Se origina un voltaje cuando el material es sometido a un esfuerzo de compresión. (Adaptado de Lawrence H. Van Vlack, *Elements of Materials Science and Engineering*, 6ª edición. Copyright 1989 Addison-Wesley Publishing Company, Inc. Reproducido con permiso del editor.)

La polarización espontánea de este grupo de materiales resulta como consecuencia de las interacciones entre los dipolos permanentes, los cuales se alinean mutuamente, todos en la misma dirección. Por ejemplo, en el titanato de bario, los desplazamientos relativos de los iones  $O^{2-}$  y  $Ti^{4+}$  están en la misma dirección en todas las celdillas unidad dentro del volumen de una región de la muestra. Entre otros materiales que presentan ferroelectricidad cabe citar la sal de Rochelle ( $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ ), fosfato monopotásico ( $KH_2PO_4$ ), niobato de potasio ( $KNbO_3$ ) y titanato-circonato de plomo ( $Pb[ZrO_3, TiO_3]$ ). Los ferroeléctricos tienen constantes dieléctricas muy elevadas a relativamente bajas frecuencias del campo aplicado; por ejemplo, a temperatura ambiente,  $\epsilon_r$  para el titanato de bario puede alcanzar valores de 5000. En consecuencia, los condensadores fabricados con estos materiales pueden ser significativamente más pequeños que los condensadores hechos con otros dieléctricos.

#### 19.24 PIEZOELECTRICIDAD

Una propiedad inusual que presentan algunos materiales cerámicos es la piezoelectricidad, o sea, literalmente presión-electricidad: se induce la polarización y se establece un campo eléctrico a través de la muestra mediante la aplicación de fuerzas externas. Invertiendo el signo de la fuerza externa (o sea, de tensión a compresión) se invierte la dirección del campo. El efecto piezoeléctrico se muestra en la Figura 19.34.

Los materiales **piezoeléctricos** se utilizan en los transductores: dispositivos que convierten energía eléctrica en deformaciones mecánicas o viceversa. Algunas aplicaciones familiares que emplean piezoeléctricos son las agujas de tocadiscos, los micrófonos, los generadores de ultrasonidos, las galgas extensométrica y los detectores sonar. En el cabezal de un tocadiscos, a medida que la aguja pasa por los surcos de un disco, transmite una variación de presión a un material piezoeléctrico localizado en el cabezal; de este modo la variación de presión se transforma en una señal eléctrica que es amplificada antes de ir al altavoz.

Los materiales piezoeléctricos incluyen los titanatos de bario y plomo, el circonato de plomo ( $PbZrO_3$ ), el fosfato monoamónico ( $NH_4H_2PO_4$ ) y el cuarzo. Esta propiedad es característica de los materiales que tienen estructuras cristalinas complicadas con un bajo grado de simetría. El comportamiento piezoeléctrico de una muestra policristalina puede ser mejorada calentándolo por encima de su temperatura de Curie y después enfriándolo a temperatura ambiente en un campo eléctrico fuerte.

La facilidad con la cual un material es capaz de transmitir una corriente eléctrica se expresa en términos de la conductividad eléctrica o bien su recíproco, la resistividad. Basándose en su conductividad, un material sólido puede ser clasificado como un metal, un semiconductor, o bien un aislador.

En la mayoría de los materiales la corriente eléctrica se origina por el movimiento de electrones libres, los cuales son acelerados en respuesta a un campo eléctrico. El número de estos electrones libres depende de la estructura de bandas de energía electrónicas del material. Una banda electrónica es una serie de estados electrónicos discretos pero muy próximos entre sí con respecto a la energía. Puede existir una de estas bandas por cada subnivel electrónico del átomo aislado. Por "estructura de bandas de energía de los electrones" se quiere indicar la manera como las bandas más externas se distribuyen una con respecto a otra y la manera como se llenan con electrones. El tipo de estructura de bandas es distinto para metales, semiconductores y aisladores. Un electrón se convierte en libre cuando es excitado desde un estado lleno de una banda, hasta otro estado vacío por encima de la energía de Fermi. Para la excitación de los electrones en los metales se requiere muy poca energía, de manera que se origina un gran número de electrones libres. Las energías necesarias para excitar los electrones en los semiconductores y en los aisladores son mucho mayores, lo cual explica la baja concentración de electrones y los bajos valores de conductividad.

Los electrones libres sobre los cuales actúa el campo eléctrico son dispersados por las imperfecciones de la red. La magnitud de la movilidad de los electrones es una indicación de la frecuencia de estos sucesos de dispersión. En muchos materiales, la conductividad eléctrica es proporcional al producto de la concentración electrónica y la movilidad.

En los materiales metálicos la resistividad eléctrica aumenta con la temperatura, con el contenido de impurezas y con la deformación plástica. La contribución de cada uno de estos parámetros a la resistividad total es aditiva.

Los semiconductores pueden ser elementos (Si y Ge), o bien compuestos con enlaces covalentes. En el proceso de conducción que ocurre en estos materiales, además de electrones, también pueden participar huecos (electrones ausentes en la capa de valencia). Según su comportamiento eléctrico, los semiconductores se clasifican en intrínsecos o extrínsecos. En el comportamiento intrínseco, las propiedades eléctricas son inherentes al material puro, y las concentraciones de los electrones y huecos son iguales. El comportamiento eléctrico de los semiconductores extrínsecos está determinado por las impurezas. Los semiconductores extrínsecos pueden ser de tipo  $n$  o de tipo  $p$ , dependiendo de si los transportadores de carga mayoritarios son electrones o huecos, respectivamente. Las impurezas donadoras introducen un exceso de electrones; las impurezasceptoras tienen huecos en exceso.

La conductividad eléctrica de los materiales semiconductores es particularmente sensible al tipo y contenido de impurezas, así como a la temperatura. La adición de incluso concentraciones muy pequeñas de algunas impurezas aumenta drásticamente la conductividad. Además, al aumentar la temperatura, la conductividad intrínseca experimenta un aumento exponencial. La conductividad extrínseca puede también aumentar con la temperatura.

Ciertos dispositivos semiconductores emplean las características eléctricas únicas de estos materiales para realizar operaciones electrónicas específicas. Entre éstos se incluyen todas las uniones rectificadoras  $p-n$  y los transistores de unión y MOSFET. Los transistores se usan para amplificar señales eléctricas y también como dispositivos de conmutación en los circuitos de computadoras.

Los materiales dieléctricos son aisladores eléctricos, pero susceptibles a la polarización en presencia de un campo eléctrico. Este fenómeno de polarización explica la aptitud del dieléctrico para aumentar la capacidad de almacenamiento de carga de los condensadores, cuya eficiencia se expresa en términos de la constante dieléctrica. La polarización se origina por la inducción de dipolos atómicos o moleculares, o bien por la orientación de estos dipolos en la dirección del campo eléctrico. Se dice que existe un dipolo cuando hay una separación neta de las cargas positivas y negativas. Los distintos tipos de polarización son: electrónica, iónica y de orientación; no es necesario que todos los tipos de polarización estén presentes en un determinado material dieléctrico. En el caso de campos eléctricos alternos, la contribución de un determinado tipo de polarización a la polarización total y a la constante dieléctrica depende de la frecuencia; cada mecanismo de polarización cesa de operar cuando la frecuencia del campo excede a su frecuencia de relajación.

Este capítulo concluyó con una breve descripción de otros dos fenómenos eléctricos. Los materiales ferroeléctricos son aquellos que pueden presentar polarización espontánea, o sea, sin que exista ningún campo eléctrico. Finalmente, la piezoelectricidad es el fenómeno por el cual la polarización es inducida en un material por la imposición de fuerzas externas.

## TÉRMINOS Y CONCEPTOS IMPORTANTES

Aislador	Electrón libre	Polarización
Banda de conducción	Energía de Fermi	Polarización de orientación
Banda de energía de los electrones	Estado aceptor	Polarización electrónica
Banda de valencia	Estado donador	Polarización iónica
Capacidad	Ferroeléctrico	Resistencia eléctrica
Circuito integrado	Frecuencia de relajación	Resistividad eléctrica
Conducción iónica	Hueco	Rigidez dieléctrica
Conductividad eléctrica	Intervalo prohibido de energía	Polaridad directa
Constante dieléctrica	Ley de Matthiessen	Polaridad inversa
Desplazamiento dieléctrico	Ley de Ohm	Semiconductor
Dieléctrico	Metal	Semiconductor extrínseco
Dipolo eléctrico	MOSFET	Semiconductor intrínseco
Dopado	Movilidad	Transistor de unión
Efecto Hall	Permitividad	Unión rectificadora
	Piezoelectricidad	

## BIBLIOGRAFÍA

- ADLER, R. B., A. C. SMITH, y R. L. LONGINI, *Introduction to Semiconductor Physics*, John Wiley & Sons, New York, 1964.
- AZAROFF, L. V. y J. J. BROPHY, *Electronic Processes in Materials*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1963. Capítulos 6-12.

- BUBE, R. H., *Electronics in Solids*, 3rd edition, Academic Press, San Diego, 1992.
- BYLANDER, E. G., *Materials for Semiconductor Functions*, Hayden Book Company, New York, 1971. Good Fundamental treatment of the physics of semiconductors and various semiconducting devices.
- CHAUDHARI, P., "Electronic and Magnetic Materials," *Scientific American*, Vol. 255, No. 4, October 1986, pp. 136–144.
- EHRENREICH, H., "The Electrical Properties of Materials," *Scientific American*, Vol. 217, No. 3, September 1967, pp. 194–204.
- HUMMEL, R. E., *Electronic Properties of Materials*, 2nd edition, Springer-Verlag New York, Inc., New York, 1992.
- KINGERY, W. D., H. K. BOWEN, y D. R. UHLMANN, *Introduction to Ceramics*, 2nd edition, John Wiley & Sons, New York, 1976. Capítulos 17 y 18.
- KITTEL, C., *Introduction to Solid State Physics*, 6th edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1986. Nivel avanzado.
- MEINDL, J. D., "Microelectronic Circuit Elements," *Scientific American*, Vol. 237, No. 3, September 1977, pp. 70–81.
- NAVON, D. H., *Electronic Materials and Devices*, Houghton Mifflin Company, Boston, 1975. Destaca los diodos y los transistores bipolares y de efecto de campo.
- NOYCE, R. N., "Microelectronics," *Scientific American*, Vol. 237, No.3, September 1977, pp. 62–69.
- OLDHAM, W. G., "The Fabrication of Microelectronics Circuits," *Scientific American*, Vol. 237, No. 3, September 1977, pp. 110–128.
- ROSE, R. M., L. A. SHEPARD, y J. WULFF, *The Structure and Properties of Materials*. Vol. IV, *Electronics Properties*, John Wiley & Sons, New York, 1966. Capítulos 1, 2, 4–8, y 12.
- WERT, C. A. y R. M. THOMSON, *Physics of Solids*, 2nd edition, McGraw-Hill Book Company, New York, 1970. Capítulos 9 y 11–19.

## PROBLEMAS Y CUESTIONES

- 19.1 (a) Calcule la conductividad eléctrica de una muestra de silicio de 7 mm de diámetro y 55,1 mm de longitud a través de la cual pasa una corriente de 0,25 A en la dirección axial. Se mide un voltaje de 24 V entre dos puntos que están separados 44,5 mm. (b) Calcule la resistencia de toda la probeta.
- 19.2 Un hilo conductor de aluminio de 10 m de largo debe experimentar una caída de voltaje inferior a 1 voltio cuando pasa una corriente de 5 A. Utilizando los datos de la Tabla 19.1 calcule el diámetro mínimo del hilo.
- 19.3 Un cable de acero al carbono de 3 mm de diámetro no debe presentar una resistencia mayor que 20  $\Omega$ . Utilizando los datos de la Tabla 19.1, calcule la máxima longitud del cable.
- 19.4 Demuestre que las dos expresiones de la ley de Ohm de las Ecuaciones 19.1 y 19.5 son equivalentes.
- 19.5 (a) Utilizando los datos de la tabla 19.1, calcule la resistencia de un cable de aluminio de 5 mm de diámetro y 5 m de longitud. (b) ¿Qué intensidad de corriente circula si la caída de potencial entre los extremos es 0,04 V? (c) ¿Cuánto vale la densidad de corriente? (d) ¿Cuál es la magnitud del campo eléctrico entre los extremos del cable?
- 19.6 ¿Qué diferencia existe entre conducción iónica y conducción electrónica?
- 19.7 ¿Cuál es la diferencia entre la estructura electrónica de un átomo aislado y la correspondiente al material sólido?
- 19.8 En términos de la estructura de bandas de energía electrónicas, analice las razones de las diferencias en la conductividad eléctrica de metales, semiconductores y aisladores.

- 19.9 Si un material metálico es enfriado a una temperatura inferior a su temperatura de fusión a una velocidad de **enfriamiento muy rápida**, se formará un material sólido no cristalino (*es decir, vidrio metálico*). La conductividad eléctrica del metal no cristalino, **¿será mayor o menor** que la del material cristalino? **¿Por qué?**
- 19.10 Explique brevemente qué se entiende **por velocidad de arrastre y movilidad** de un electrón libre.
- 19.11 (a) Calcule la velocidad de arrastre de los electrones en el silicio a temperatura ambiente cuando la magnitud del campo eléctrico es 500 V/m. (b) En estas circunstancias, **¿cuánto tiempo invierte un electrón en recorrer una distancia de 25,4 mm?**
- 19.12 Un semiconductor de tipo *n* tiene una concentración de electrones de  $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . Si la velocidad de arrastre de los electrones es 350 m/s en un campo eléctrico de 1000 V/m, calcule la conductividad de este material.
- 19.13 A temperatura ambiente la conductividad eléctrica y la movilidad electrónica para el aluminio son  $3,8 \times 10^7 (\Omega\text{-m})^{-1}$  y  $0,0012 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , respectivamente. (a) Calcule el número de electrones libres por metro cúbico de aluminio a temperatura ambiente. (b) **¿Cuál es el número de electrones libres por átomo de aluminio?** Suponga una densidad de  $2,7 \text{ g/cm}^3$ .
- 19.14 (a) Calcule el número de electrones libres por metro cúbico para la plata suponiendo que existen 1,3 electrones libres por átomo de plata. La conductividad eléctrica y la densidad de la plata son  $6,8 \times 10^7 (\Omega\text{-m})^{-1}$  y  $10,5 \text{ g/cm}^3$ , respectivamente. (b) Calcule ahora la movilidad electrónica de la plata.
- 19.15 A partir de la Figura 19.9, estime el valor de *A* en la Ecuación 19.11 para el cinc como impureza en las aleaciones cobre-cinc.
- 19.16 (a) Utilizando los datos de la Figura 19.8 determine los valores de  $\rho_0$  y *a* de la Ecuación 19.10 para el cobre puro. Considere que la temperatura viene dada en grados centígrados. (b) Determine el valor de *A* en la Ecuación 19.11 para el níquel como impureza en el cobre usando los resultados de la Figura 19.8. (c) Utilizando los resultados de las partes a y b, estime la resistividad eléctrica del cobre que contiene 2,50 % at de Ni a 120 °C.
- 19.17 Se sabe que una aleación de 90% en peso Cu - 10% en peso Ni tiene una resistencia eléctrica de  $1,90 \times 10^{-7} \Omega\text{-m}$  a temperatura ambiente (25°C). Calcule la composición de una aleación de cobre níquel que tiene una resistividad a temperatura ambiente de  $1,35 \times 10^{-7} \Omega\text{-m}$ . La resistividad a temperatura ambiente del cobre puro puede calcularse a partir de la Tabla 19.1; suponga que el cobre y el níquel forman una solución sólida.
- 19.18 Usando la información contenida en las Figuras 19.8 y 19.9, determine la conductividad eléctrica de una aleación 85% en peso Cu y 15% en peso Zn a -100°C.
- 19.19 **¿Es posible alear el cobre con zinc para alcanzar una resistencia mínima a la tracción de 300 MPa y mantener todavía una conductividad eléctrica de  $1,8 \times 10^7 (\Omega\text{-m})^{-1}$ ?** Justifique su respuesta. Si su respuesta es positiva, calcule la concentración de zinc que se necesitaría. Puede necesitar consultar la Figura 7.16a.
- 19.20 Determine la conductividad eléctrica de una aleación de Cu-Zn que tiene una dureza de 50 HRF. La Figura 7.16 puede ser útil.
- 19.21 El bronce de estaño tiene una composición, en peso, de 89% Cu y 11% Sn y contiene dos fases a temperatura ambiente: una fase  $\alpha$ , que es cobre con una pequeña cantidad de estaño en solución sólida, y una fase  $\epsilon$ , que consiste en aproximadamente 37 % en peso de Sn. Calcule la conductividad a temperatura ambiente de esta aleación conociendo los datos de la siguiente tabla:

<i>Fase</i>	<i>Resistividad eléctrica</i> ( $\Omega\cdot m$ )	<i>Densidad</i> ( $g/cm^3$ )
$\alpha$	$1,88 \times 10^{-8}$	8,92
$\epsilon$	$5,32 \times 10^{-7}$	8,43

- 19.22 Un hilo cilíndrico metálico de 3 mm de diámetro tiene que transportar una corriente de 12 A con una caída de voltaje inferior a 0,01 V por cada 305 mm de longitud. ¿Qué metales y aleaciones de los indicados en la Tabla 19.1 son posibles candidatos?
- 19.23 (a) Calcule el número de electrones libres y huecos en el germanio intrínseco a temperatura ambiente usando los datos de la Tabla 19.2. (b) Ahora determine el número de electrones libres por átomo para el germanio y para el silicio (Problema resuelto 19.1). (c) Explique la diferencia. Se necesitarán las densidades del Ge y Si, que son 5,32 y 2,33  $g/cm^3$ , respectivamente.
- 19.24 En los semiconductores intrínsecos, tanto la concentración de electrones como la de huecos dependen de la temperatura según la relación:

$$n, p \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (19.38)$$

o bien, tomando logaritmos neperianos,

$$\ln n, \ln p \propto \exp -\frac{E_g}{2kT}$$

Por consiguiente, representando  $\ln n$  (o bien,  $\ln p$ ) en función de  $1/T$  ( $K$ )<sup>-1</sup> se debe obtener una línea recta con una pendiente igual a  $-E_g/2k$ . Con esta información y consultando la Figura 19.16 determine el intervalo prohibido de energía para el silicio. Compare este valor con el que se da en la Tabla 19.2.

- 19.25 Defina los siguientes términos relacionados con los materiales semiconductores: intrínseco, extrínseco, compuesto, elemental. Ponga un ejemplo de cada uno.
- 19.26 ¿Es posible que los semiconductores compuestos presenten comportamiento intrínseco? Explique su respuesta.
- 19.27 Para cada uno de los siguientes pares de semiconductores diga cuál tiene un menor intervalo prohibido de energía y explique la razón: (a) C (diamante) y Ge, (b) AlP y InSb, (c) GaAs y ZnSe, (d) ZnSe y CdTe, y (e) CdS y NaCl.
- 19.28 (a) En sus propias palabras, explique cómo las impurezas donadoras en los semiconductores proporcionan electrones libres en un número superior a los generados por excitaciones entre las bandas de valencia y conducción. (b) También explique cómo las impurezas aceptoras dan origen a un número de huecos superior a los generados por excitaciones entre las bandas de valencia y conducción.
- 19.29 (a) Explique por qué no se generan huecos debido a la excitación de los electrones de los átomos de impurezas donadoras. (b) Explique por qué no se generan electrones libres por las excitaciones en que está involucrado un átomo de impureza aceptora.
- 19.30 Cada uno de los siguientes elementos, ¿actuarán como donadoras o como aceptores cuando sean añadidos a los materiales semiconductores indicados? Suponga que las impurezas son sustitucionales.

<i>Impureza</i>	<i>Semiconductor</i>
Al	Si
P	Ge
Cd	GaAs
S	AlP
Sb	ZnSe
In	CdTe

- 19.31** (a) ¿En qué posición se encuentra aproximadamente el nivel de energía de Fermi de un semiconductor intrínseco? (b) De forma aproximada, ¿a qué nivel se encuentra la energía de Fermi de un semiconductor de tipo  $n$ ? (c) Dibuje un esquema de la energía de Fermi en función de la temperatura para un semiconductor de tipo  $n$  hasta la temperatura a la cual se convierte en intrínseco. Señale también en este diagrama las posiciones de las energías correspondientes al máximo de la banda de valencia y al mínimo de la banda de conducción.
- 19.32** (a) La conductividad eléctrica del silicio a temperatura ambiente de una muestra de silicio es  $500 (\Omega\text{-m})^{-1}$ . La concentración de electrones se sabe que es igual a  $2,0 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Utilizando los datos de las movilidades de los electrones y de los huecos para el silicio de la Tabla 19.2, calcule la concentración de huecos. (b) En base al resultado de la parte a, ¿es la muestra intrínseca, extrínseca de tipo  $n$ , o bien extrínseca de tipo  $p$ ? ¿Por qué?
- 19.33** Utilizando los datos de la Tabla 19.2, calcule las concentraciones de electrones y huecos para el GaAs a temperatura ambiente.
- 19.34** El germanio con  $5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  átomos de Sb es un semiconductor extrínseco a temperatura ambiente, y virtualmente todos los átomos de Sb se puede considerar que han sido ionizados (o sea, existe un transportador por cada átomo de Sb). (a) ¿Es el material de tipo  $n$  o de tipo  $p$ ? (b) Calcule la conductividad eléctrica de este material suponiendo que las movilidades de los electrones y de los huecos son  $0,1$  y  $0,05 \text{ m}^2/\text{V-s}$ , respectivamente.
- 19.35** Se han determinado las siguientes características para el antimonio de galio (GaSb) a temperatura ambiente, tanto para el semiconductor intrínseco como para el extrínseco de tipo  $p$ :

	$\sigma (\Omega\text{-m})^{-1}$	$n (\text{m}^{-3})$	$n (\text{m}^{-3})$
Intrínseco	$8,9 \times 10^4$	$8,7 \times 10^{23}$	$8,7 \times 10^{23}$
Extrínseco (tipo $p$ )	$2,3 \times 10^5$	$7,6 \times 10^{22}$	$1,0 \times 10^{25}$

Calcule las movilidades de electrones y huecos.

- 19.36** Compare la dependencia de la conductividad de los metales y de los semiconductores intrínsecos respecto de la temperatura. Explique brevemente la diferencia en el comportamiento.
- 19.37** Utilizando los datos de la Tabla 19.2, estime la conductividad eléctrica del GaAs a  $150^\circ\text{C}$  ( $423 \text{ K}$ ).
- 19.38** Explique brevemente la presencia del factor 2 en el denominador del segundo término del segundo miembro de la Ecuación 19.19.
- 19.39** Utilizando los datos de la Tabla 19.2 estime la temperatura a la cual la conductividad eléctrica intrínseca del InSb es  $4 \times 10^3 (\Omega\text{-m})^{-1}$ .
- 19.40** Las conductividades eléctricas intrínsecas de un semiconductor a  $20$  y  $200^\circ\text{C}$  son  $3 \times 10^{-4}$  y  $160 (\Omega\text{-m})^{-1}$ , respectivamente. Determine aproximadamente el intervalo prohibido de energía para este material.