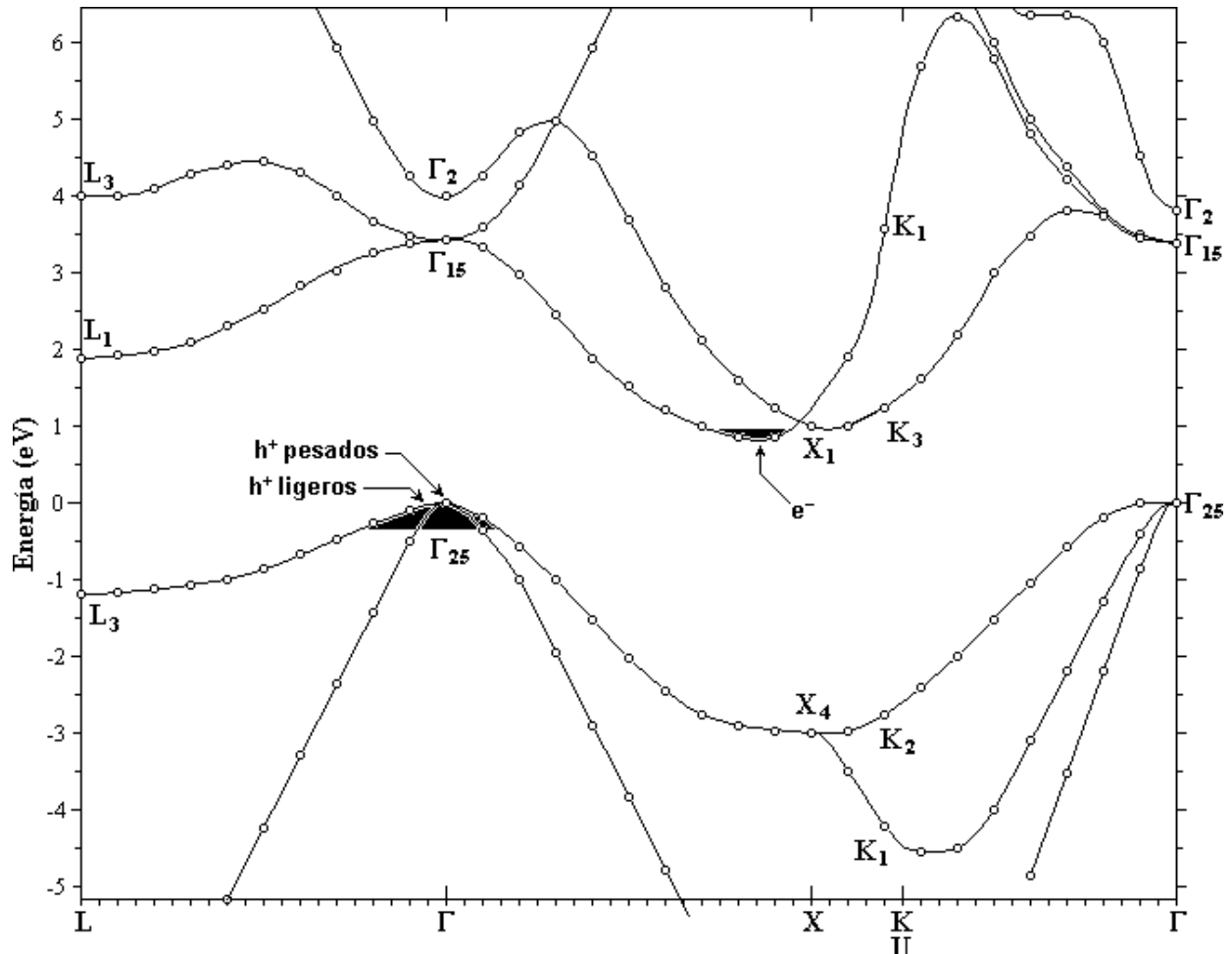


## **CAPÍTULO III**

### **ESTADÍSTICA DE LOS PORTADORES DE CARGA DEL SEMICONDUCTOR**

#### **1. Introducción.**

Cada material suele presentar varias bandas, tanto de conducción (BC) como de valencia (BV), pero las más importantes son precisamente las más cercanas a la *banda prohibida* o *Gap*. Así, tenemos, que el silicio tiene una banda de conducción principal por donde van los electrones, y dos bandas de valencia de importancia por donde transitan las vacancias (huecos) pesadas y livianas respectivamente (ver Fig.6).



**Fig.6.-** Estructura de la banda de energía del silicio extraída del Phys. Rev. 141, 789 (1966) por M.L. Cohen y T.K.Bergstresser.

Cada banda puede tener hasta tres valores diferentes de la masa efectiva de un mismo tipo de portador de carga, dependiendo de la dirección cristalográfica de desplazamiento. Ello está relacionado con la estructura cristalina particular y de la estructura de las bandas de energía.

La densidad de portadores de carga se determina en general por la siguiente integral <sup>(2, 3, 4)</sup>

$$n = \int_{E_1}^{E_2} f(E) N(E) dE, \quad (41)$$

donde  $f(E)$  es la función de distribución,  $N(E)$  es la densidad de estados, y  $E_1$  y  $E_2$  son los límites inferior y superior de los valores de energía consideradas en la integral.

## 2. La Función de distribución.

Con la  $f(E)$  se valora la probabilidad de llenado del estado de energía  $E$  dado. Como el presente estudio se hace en condición de equilibrio térmico de electrones y vacancias libres, que son fermiones, es decir partículas de espín semientero descritas por funciones de onda antisimétricas y que obedecen el principio de Pauli; entonces es pertinente el uso de la *distribución de Fermi-Dirac*,  $f_e(E)$  para electrones en la BC y  $f_h(E)$  para las vacancias en la BV:

$$f_e(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}, \quad \text{y} \quad f_h(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right)}, \quad (42)$$

donde  $k_B$  es la *constante de Boltzman*,  $E_F$  es la *energía del nivel de Fermi*, que dicho sea de paso se define como la energía cuya probabilidad de que un electrón ocupe un estado con dicha energía es un medio. Si las condiciones dadas ocasionan que el término exponencial sea mucho mayor a la unidad que lo acompaña en el denominador, ella será ignorada y la distribución se reduce a la *distribución clásica de Maxwell-Boltzman*:

$$f_e(E) = \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right), \quad \text{y} \quad f_h(E) = \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right). \quad (43)$$

## 3. La densidad de estados.

La  $N(E)$  se define como el número de estados en el intervalo unitario de energía para el cristal de volumen unitario. La densidad de estados está dada para el fondo de la BC como

$$N_e(E) = 4 \pi \left( \frac{2 m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_C - E_F}, \quad \text{para } E_C > E_F, \quad (44a)$$

donde  $h$  es la *constante de Planck*;  $E_C$  y  $E_F$  son respectivamente la energía del fondo de la BC y la energía de Fermi,  $m_e^*$  es la *masa efectiva electrónica reducida*. La densidad de estados para el tope de la BV está dada por

$$N_h(E) = 4 \pi \left( \frac{2 m_h^*}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_F - E_V}, \quad \text{para } E_F > E_V, \quad (44b)$$

donde  $E_V$  es la energía del tope de la BV,  $m_h^*$  es la *masa efectiva de la vacancia reducida*. Pero en el caso de la BV, como se puede ver en la Fig.5 coinciden dos bandas una para vacancias (o huecos) pesadas y otra para las ligeras con masas efectivas reducidas respectivamente simbolizadas por  $m_{hp}^*$  y  $m_{hl}^*$ . Entonces, como cada banda tiene su propia densidad de estados, se suman para dar la densidad de estados para el tope de la BV, por ello la masa efectiva que aparece en la ec.(44b) sería la siguiente

$$m_h^*{}^{3/2} = m_{hp}^*{}^{3/2} + m_{hl}^*{}^{3/2}. \quad (45)$$

#### 4. La concentración de los portadores de carga.

Entonces usando la ec.(41) con la ec.(43) y la ec.(44), se está expedito para definir la densidad electrónica ( $n^-$ ) en el fondo de la BC y la densidad de vacancias libres ( $p^+$ ) en el tope de la BV, así

$$n^- = 4 \pi \left( \frac{2 m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_C}^{+\infty} \sqrt{E_C - E_F} \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right) dE, \quad (46a)$$

$$p^+ = 4 \pi \left( \frac{2 m_h^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_V} \sqrt{E_F - E_V} \exp \left( \frac{E - E_F}{k_B T} \right) dE, \quad (46b)$$

ecuaciones que son válidas para *semiconductores extrínsecos no degenerados*. Es decir que para un *semiconductor tipo n* (por exceso: contiene impurezas donadoras) hay una diferencia de al menos un  $k_B T$  entre el nivel de Fermi y el fondo de la BC, análogamente para un *semiconductor tipo p* (por defecto: contiene impurezas aceptoras) la separación del nivel de Fermi con el tope de la BV es de al menos un  $k_B T$ .

Las ec.(46) desarrolladas obtienen el siguiente resultado

$$n^- = N_C \exp \left( \frac{E_F - E_C}{k_B T} \right), \quad y \quad p^+ = N_V \exp \left( \frac{E_V - E_F}{k_B T} \right), \quad (47)$$

donde  $N_C$  y  $N_V$  se denominan respectivamente la *densidad efectiva de estados en la BC* y la *densidad efectiva de estados en la BV*, definidas por

$$N_C = 2 \left( \frac{2 \pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}, \quad y \quad N_V = 2 \left( \frac{2 \pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (48)$$

## 5. La ley de masas y la densidad de portadores de carga intrínseca.

Si efectuamos el producto de las ec.(47), densidades de electrones y de vacancias libres para un semiconductor extrínseco, aquél tiene la peculiaridad de ser igual al cuadrado de la densidad de los portadores de carga libres ( $n_i$ ) del *semiconductor intrínseco* (semiconductor sin impurezas) a una temperatura dada (*ley de masas*). Por supuesto, sólo en el caso de semiconductores no degenerados cuyos portadores de carga libres estén en equilibrio térmico. Así

como  $n_i^- = p_i^+ = n_i$ , entonces  $n^- \cdot p^+ = n_i^2$ , (49)

y considerando a  $E_C - E_V = E_g$ , donde  $E_g$  sería el ancho del gap o de la banda prohibida, ahora se puede escribir lo siguiente

$$n_i = \frac{2^2 (2 \pi k_B)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^{3/4} T^{3/2}}{h^3} \text{Exp} \left( -\frac{E_g}{2k_B T} \right). \quad (50)$$

## 6. Cálculo del ancho de la banda prohibida.

También para cualquier material dentro del régimen intrínseco se puede arreglar la ec.(50) de modo que presente el siguiente aspecto,

$$\ln \left( \frac{n_i^2}{T^3} \right) = \ln \left[ \frac{2^4 (2 \pi k_B)^3 (m_e^* m_h^*)^{3/2}}{h^6} \right] - \frac{E_g}{k_B T}, \quad (51)$$

así se la puede representar como:  $y = C + Dx$ , (52)

donde  $C$  y  $D$  son constantes, y las variables responden a:  $x = T^{-1}$ ,  $y = \ln(n_i^2/T^3)$ . Así

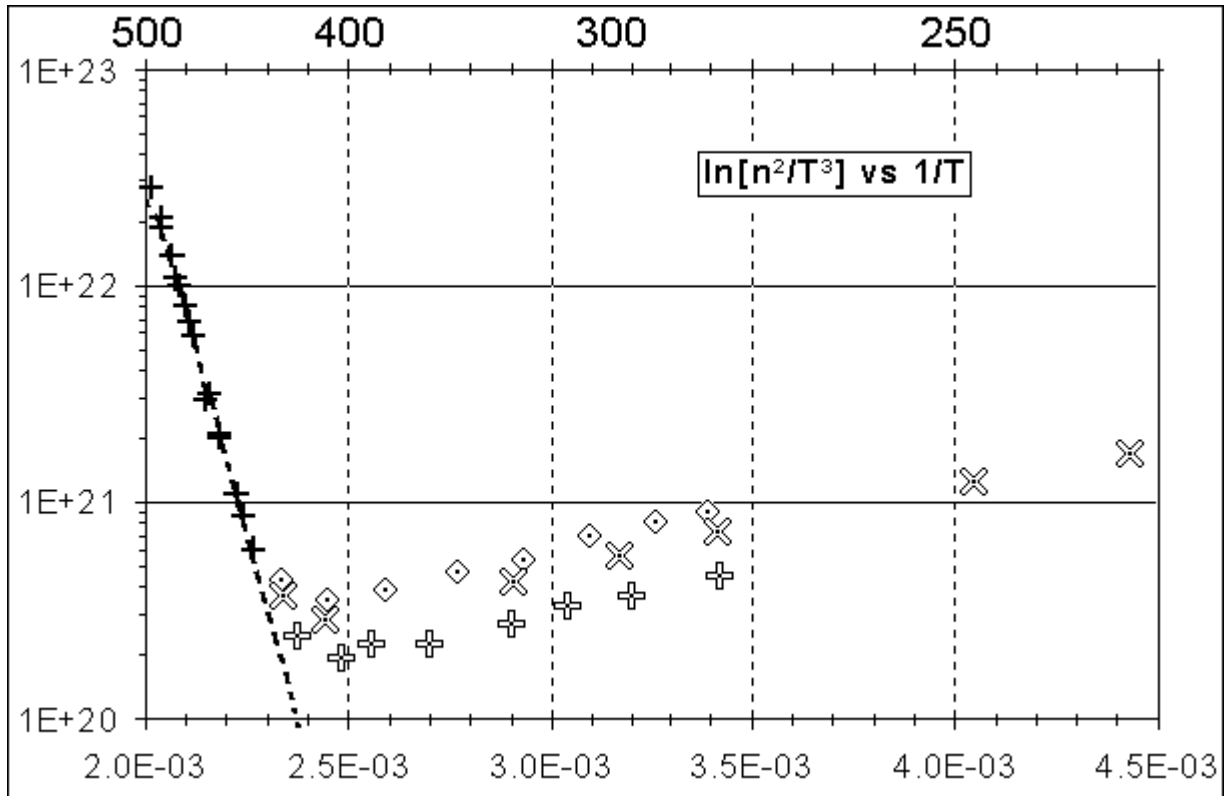
$$C = \ln \left[ \frac{2^4 (2 \pi k_B)^3 (m_e^* m_h^*)^{3/2}}{h^6} \right], \quad y \quad D = -\frac{E_g}{k_B}, \quad (53)$$

y disponiendo de una colección de datos a diferentes temperaturas, asumiendo que  $E_g$  no varía significativamente en el rango de altas temperaturas y por el método de regresión lineal se pueden determinar dichos coeficientes.

Una gráfica típica de la ec.(51) se muestra en la línea recta de pendiente negativa, al lado izquierdo de la Fig.7, rango que correspondería al comportamiento intrínseco. Más hacia la derecha, donde se localizaría el rango de saturación, se observa una desviación paulatina de la magnitud  $\ln[n_i^2/T^3]$  de la horizontal, la que es debida principalmente a la influencia de la magnitud T dentro del logaritmo.

A Bajas Temperaturas ( $T < 50 K$ ) la excitación térmica de los átomos de impurezas donadoras es suficiente para la generación de electrones libres que pasan a los niveles donadores y contribuyan en la conducción.

En los semiconductores extrínsecos sometidos a altas temperaturas ( $T > 200 ^\circ C = 500 K$ ) se suscita la excitación de los electrones de la BV y empieza a observarse un incremento de la densidad de portadores propio de materiales intrínsecos. Entre los  $50 K$  y los  $500 K$  prácticamente todos los donadores se ionizan, es la región denominada de agotamiento de los donadores. En este rango la gráfica de  $\ln(n)$  versus  $T$  inversa suele ser una línea horizontal lo que permite medir fácilmente hasta un valor muy pequeño de impurezas.



**Fig.7.-** Gráfica de los resultados experimentales para tres muestras considerando  $(n_i^2 T^{-3})$  vs  $T^{-1}$ , donde  $n_i$  se da en unidades de  $\text{cm}^{-3}$  y  $T$  es la temperatura absoluta en unidades de kelvin. La línea recta de pendiente negativa corresponde a la región intrínseca. Las espas representan a la muestra #1, los rombos a la muestra #3, y las cruces a la muestra #6.