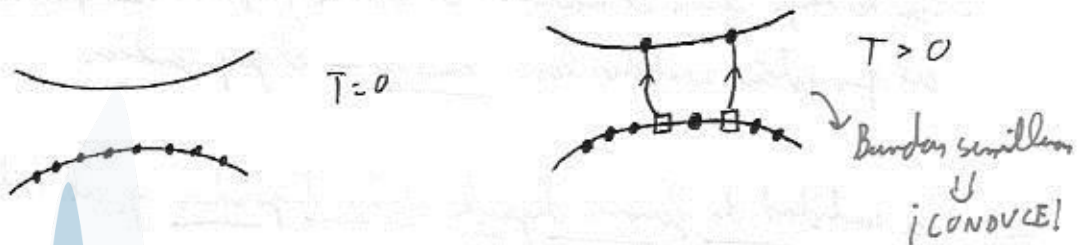


SEMI CONDUCTORES

HOMOGÉNEOS

El hecho de que bandas llenas no conducen permite una distinción inmediata entre conductores y aislantes. Sin embargo, nunca hay que olvidar que si estamos a $T > 0$ el sistema no se encuentra en su estado fundamental: por temperatura, en materiales con bandas llenas, algunos e^- pueden pasar a las bandas de conducción, y tanto ellos como los huecos que dejan conducirán \Rightarrow semiconductor (intrínseco, intrínseco).



Como la ocupación relativa es $\propto e^{-\frac{E_{gap}}{k_B T}}$, el número de portadores es muy sensible al gap. Además, cree con la temperatura.

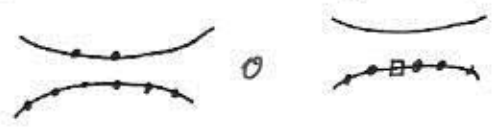
Añ, como la conductividad vale $\sigma = \frac{ne^2 \tau}{m}$, en un semiconductor la conductividad crece con la temperatura. (de hecho es la base exponencial, domina sobre la inversión de T con T . Se suele definir la movilidad, $\mu = \frac{e\tau}{m} \Rightarrow \sigma = (ne\mu)$)

Por otro lado, como $k_B T \approx \frac{1}{40} eV$, son semiconductores aquellos materiales con el gap entre $\sim 0.1 eV$ y $\sim 2 eV$ (las resistencias suelen ser mayores que a los metales, más 3-15 órdenes de magnitud; pero menor que a aisladores más 25-13 órdenes de magnitud)

Hay además dos fenómenos curiosos:

Fotococonductividad: la conductividad crece al iluminar los materiales, debido a que la luz visible (o no luz infrarroja) puede excitar e^- de las bandas de valencia a la de conducción.

Alto poder termoeléctrico: como la densidad de portadores es pequeña, están bien descritos por una estadística de Maxwell-Boltzmann que, recordemos, introduce un factor 100 en el poder termoeléctrico.

Si introducimos impurezas (semiconductor extrínseco) vamos a añadir e^- / huecos, haciendo que incluso a $T=0$ tengamos una distribución del tipo 

(este detalle no es relevante)
 Por tanto, las propiedades dependen altamente de la pureza. (p.ej, en 28.2 se ve que cambia de 2 órdenes de magnitud a la pureza incluso cambia de hasta 10 órdenes de magnitud en la conductividad; que varía incluso con impurezas como parte a 10^9)

UNAS PALABRAS SOBRE EL GAP

~ 10% de σ_k y $T_{0.01}$

El gap resulta depender de la temperatura por 2 razones igual de importantes: (de forma directa en T) (constante σ_k de $T_{0.01}$)

Con la temperatura el material se contrae y estira \Rightarrow el potencial periódico al que están sometidos los e^- cambia \Rightarrow el gap cambia.


Si σ_k no es FT


La cantidad de fonones depende de la temperatura y, al interactuar con los e^- , cambian la forma de las curvas de dispersión. La idea es que mientras vive, el e^- puede

- Crear fonones (interactuar, distorsionarse un poco, crear vibración)
- Absorber fonones (las vibraciones que pueden ser usadas por el e^- modifican el potencial, modificando así la trayectoria)

estos procesos van a afectar a su energía \Rightarrow las curvas de dispersión cambian

Hay dos tipos de gap:

Directo: el máximo de la banda de valencia y el mínimo de la banda de conducción ocurren en el mismo punto del espacio recíproco. 

Indirecto: no ocurren en el mismo punto 

Hay básicamente dos formas de medirlo:

Medir la dependencia de la resistividad con T (conocemos, $\rho \propto e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$) (aunque E_g depende de T, y lo que estamos haciendo es $T \rightarrow 0$)

Medir la absorción de luz para diferentes frecuencias:

- Si el gap es indirecto, habrá un pico en la absorción cuando $\hbar\omega = E_g$

- Si el gap es indirecto, además de energía, para saltarlo los e⁻ necesitarán momento (para $\vec{p} = \hbar\vec{k} + \vec{k}'$) y \vec{k} varía)

* El fotón no lo puede dar: $p = \frac{E}{c} \lll p_{\text{e-}}$ por ser $E \sim E_g$ (infrarrojo) y c inmenso

* Debe darlo un fonón: $p = \frac{E}{c_s}$, y c_s no es tan grande (transmisión indirecta)

(tl. de un fonón $\sim \hbar\omega_0$, que normalmente $\lll E_g$ y se puede despreciar)

ALGUN EJEMPLO REAL

Voy a buscar a las figuras de las páginas 569 y 570 para fijar ideas y conectar con el tema anterior.

Silicio: (esto son muy buenas conceptualmente)

Como se ve en (28.6), hay varias bandas de conducción y valencia \Rightarrow hay diferentes tipos de e⁻ y huecos, con diferentes masas.

Vemos que el gap es indirecto. Esto también se ve en (28.5): nos dicen que el mínimo de la banda de valencia está en $\vec{k} = \vec{0}$ y en (28.5) nos muestran los elipsoides de energía etc. para los mínimos de la banda de conducción, clausura en $\vec{k} \neq \vec{0}$.

Debido a la simetría espaldas a los puntos a los que hay un mínimo de la banda de conducción, las direcciones ppales. del tensor de masas deben ir en las direcciones de los ejes.



Si \vec{v} es vector ppal, $\vec{v} \parallel \vec{t}$
 lo es, es la dirección del eje del papel en cualquier momento

$m_L \sim m_e$
 $m_T \sim 0.2 m_e$ (degenerados por simetría)

(Los e⁻ de inicio del eje)

Además, debido a dicha simetría, en el entorno de los mínimos de la banda de valencia (Γ^2) las superficies isocónicas son esferas ($\sim 0.5 m_e$ para cada banda) (que hay 2 bandas de valencia)

(a el nivel de indio tal vez no sea más alto en $\Gamma^2 \Rightarrow$ todo es esférico)

DENSIDAD DE PORTADORES EN EQUILIBRIO TÉRMICO (o, ESENCIAL según pedían los)

- Vamos a atacar este problema de forma cuantitativa.
- Denotamos por n_c a la densidad de e^- en la banda de conducción y por p_v a la densidad de huecos en la banda de valencia. (n de negativos, p de positivos)
- Sean $g_c(\epsilon)$ y $g_v(\epsilon)$ las densidades de niveles en las bandas de conducción y valencia, respectivamente. Estos parámetros no son apreciablemente alterados por la presencia de impurezas.
Como vemos más adelante, las impurezas solamente:
 - Añaden niveles cerca de las bandas que no contribuyen a procesos de transporte.
 - Cambian el valor del potencial químico (pero μ y μ_0 para fijar N)
- Por tanto, sin más que aplicar la estadística de Fermi-Dirac:

$$n_c(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon g_c(\epsilon) \frac{1}{e^{\beta(\epsilon - \mu)} + 1}$$

$$p_v(T) = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} d\epsilon g_v(\epsilon) \left[1 - \frac{1}{e^{\beta(\epsilon - \mu)} + 1} \right] =$$

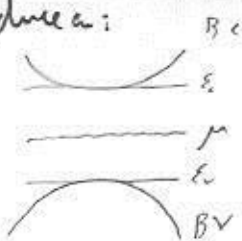
$$= \int_{-\infty}^{\epsilon_v} d\epsilon g_v(\epsilon) \frac{1}{e^{\beta(\mu - \epsilon)} + 1}$$

Al estar T, los niveles de energía

→ cuando se ve la distribución de Fermi, $\epsilon - \mu \rightarrow \mu - \epsilon$
(que μ es un origen de energía $\mu = \frac{\epsilon_c + \epsilon_v}{2}$ la energía donde $\epsilon = \mu = 0$)
si μ es un origen de energía $\mu = 0$ $\epsilon = \mu - \epsilon$

donde ϵ_c y ϵ_v son, respectivamente, el límite inferior de la banda de conducción y el límite superior de la banda de valencia.
(no para nada por integrar a $\pm \infty$, al parecer $g_{c,v}(\epsilon)$, d'integrar solo a $\pm \infty$ en la banda)

• Apartir de ahora trabajaremos en la aproximación de que el gas de e^- es no degenerado. Esto se traduce a:



$$\begin{cases} \epsilon_c - \mu \gg k_B T \\ \mu - \epsilon_v \gg k_B T \end{cases}$$

→ El potencial químico está lejos de ambas bandas (debe ser tal que $E_g \gg k_B T$ Volumen, luz, etc)

(vamos que esta suposición es consistente)

• En este caso, uno se carga el 1 de los denominadores y tiene la distribución de Boltzmann.

Es útil además separar dependencias:

$$n_c(T) = N_c(T) e^{-\frac{E_c - \mu}{k_B T}}$$

$$p_v(T) = P_v(T) e^{-\frac{\mu - E_v}{k_B T}}$$

(... el signo de - igual por $e^{-\beta E_c}$)
 (... el signo de + igual por $e^{\beta E_v}$)

¡MUY IMPORTANTE! \leftarrow
 (hay que saber deducir)
 los dibujos de abajo
 con

$$N_c(T) = \int_{E_c}^{\infty} d\varepsilon g_c(\varepsilon) e^{-\frac{\varepsilon - E_c}{k_B T}}$$

\rightarrow el origen de energías, ε más de donde μ , está en el nivel de la banda

$$P_v(T) = \int_{E_v}^{\infty} d\varepsilon g_v(\varepsilon) e^{-\frac{E_v - \varepsilon}{k_B T}}$$

(también muestra $e^{-\frac{E}{k_B T}}$, donde E se mide desde algún origen μ que $\mu > 0$)

Menos:

Aislado la dependencia en μ (que siempre me gustó)

Separado la dependencia térmica en:

- Un factor suave, con raíces (lo idem a lo que el exponente $\beta(E - E_c)$ o $\beta(E - E_v)$ en la zona plana de la exponencial, y aproximadamente con T)
- Un factor exponencial

Es más, debido al carácter exponencial de N_c y P_v , uno puede aproximar las bandas por parábolas

lo idem y generaliza (2.61) a (problem)

$$g_{cv} = \sqrt{2|\varepsilon - E_{cv}|} \frac{m_{cv}^{3/2}}{\hbar^3 \pi^2}$$

derivar esta exponencial
 supongo que $\varepsilon - E_{cv}$

y los integrales dan (problem)

¡Menciona que $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x^2} dx$ la función de partícula no converge!

$$N_c(T) = \frac{1}{4} \left(\frac{2 m_c k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} = 2.5 \left(\frac{m_c}{m} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300K} \right)^{3/2} \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$P_v(T) = \frac{1}{4} \left(\frac{2 m_v k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} = 2.5 \left(\frac{m_v}{m} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300K} \right)^{3/2} \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

su dependencia suave con T .

El área de parábolas
 a los $\sim 10^{19}$ por
 (partícula cm^{-3})
 por $(10^{-10})^3$

Es más, hay incluso una ley de acción de masas: (solo de multiplicar n_c y p_v)

$$n_c p_v = N_c P_v e^{-\frac{E_g - \mu}{k_B T}}$$

Con conocer la concentración de portadores, tiene la del otro

Por eso ahora a la única pieza que falta: μ y la consistencia de la hipótesis. (Veo a balle la densidad de portadores y el potencial químico)

SEMICONDUCTOR INTRÍNSECO (entre otros se hablan los otros tipos algebraicos)

Al ser intrínseco, no hay impurezas, y $n_c = p_v \equiv n_i(T)$. (Los huecos vienen de conversión de e^-)

Usando la ley de acción de masas: $n_i = \sqrt{N_c P_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$ (28.20) lo da más o menos

Igualando $n_c = p_v$ a las fórmulas de doble reembozo: (problem) $\mu \equiv \mu_i$

$$\mu \equiv \mu_i = E_v + \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_v}{m_c} \right)$$

a $T \rightarrow 0$, μ está justo entre ambas bandas; y a $T \neq 0$ apenas se mueve de ahí (se mueve menos que

$O(k_B T)$) pues $m_v \sim m_c \Rightarrow$ se satisfacen las hipótesis de partida siempre que $E_g \gg k_B T$

(obviamente, en este caso habrá pocas e^- excitadas térmicamente, que a lo que como en semiconductores intrínsecos, por eso a lo práctico nunca se usan. Véase las bajas conductividades de los materiales más puros de la figura (28.2))

SEMICONDUCTOR EXTRÍNSECO

$n_c - p_v \equiv \Delta n \neq 0$. Definido por la ley de acción de masas $n_i \equiv \sqrt{n_c p_v}$: (con i la def. de n_i)
NO DEPENDE DE LA PUREZA (no impurezas)

$$n_c = \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta n)^2 + 4n_i^2} + \frac{1}{2} \Delta n$$

$$p_v = \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta n)^2 + 4n_i^2} - \frac{1}{2} \Delta n$$

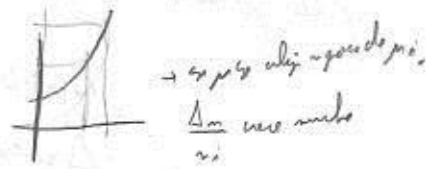
Ahora, como n_c y p_v depende de μ en la forma $e^{\pm P \mu}$ y si se iguala a n_i , con lo visto, $\mu = \mu_i$:

$$n_c = e^{\beta(\mu - \mu_i)} n_i \quad (\text{si que son } \mu \neq \mu_i \text{ y } \mu, \mu_i \text{ son } \mu_i)$$

$$p_v = e^{-\beta(\mu - \mu_i)} n_i$$

llenando este nivel: (problemas)

$$\frac{\Delta n}{n_i} = 2 \sinh \frac{\mu - \mu_i}{k_B T}$$



hace difícil resolver

Por tanto, salvo en casos may extremos ($\Delta n \gg \gg \gg \gg n_i$), $\mu = \mu_i$ y, de nuevo,

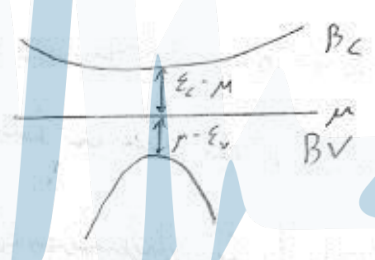
si $E_g \gg k_B T$, el argumento es constante.

Es más, veas que si $\Delta n \gg n_i$, la densidad de un portador $\sim \Delta n$ y la del otro $\frac{n_i^2}{\Delta n} \ll \Rightarrow$ semiconductor $\left\{ \begin{array}{l} \text{Tipo p} \\ \text{Tipo n} \end{array} \right.$

VISUALIZACION INTUITIVA DE μ

Vamos a ver de forma intuitiva qué le pasa al potencial químico al variar T.

De forma directa:



Como BC es más plana, $m_c > m_v$, $\ln \frac{m_v}{m_c} < 0$ y al aumentar T, μ baja. Esto se refleja en $g \propto m^{3/2}$, $N_c \propto m_c^{3/2}$, $P_v \propto m_v^{3/2}$. A más masa, más plana es la banda y más estados cabe en ella \Rightarrow más portadores.

A nivel algo más intuitivo, por las fórmulas recordadas, si subo μ :

- n_c crece
- p_v decrece

y viceversa \Rightarrow al acercarse μ a una banda, los portadores (aparte de lo que logan T)

por tanto, en semiconductores intrínsecos al aumentar T μ debe acercarse a las bandas con mayor densidad de estados (pues, al ser intrínsecos, $\Delta n_c = \Delta p_v$. Terminante se va a variar / rebajar hasta igual energía, pero μ debe ir hacia el de mayor densidad, que necesita variar más para igualar Δn del otro)

\Rightarrow Aquí se ve que μ es un parámetro que controla al nº de partículas

En semiconductores extrínsecos, veamos que esto significa:

$\mu > \mu_i \Rightarrow$ Tipo n (semicond. BC)

$\mu < \mu_i \Rightarrow$ Tipo p (semicond. BV)

y la fórmula del μ se entiende mejor:

$\Delta n > 0 \Leftrightarrow \mu > \mu_i$

$\Delta n < 0 \Leftrightarrow \mu < \mu_i$

añadamos el caso extremo: el caso degenerado cuando μ está muy lejos de μ_i (hay alguna banda anormalmente poblada) $\Leftrightarrow |\Delta n| \gg \gg \gg n_i$

Las ideas que nos faltan es Δn . Veamos a por ellas.
IMPUREZAS: VISION CUALITATIVA

Las impurezas son átomos de valencia diferente a los del cristal que por tanto al introducirse en la red cristalina y enlazarse con los otros átomos van a dar e^- prácticamente libres (donores) o bien a coger un e^- (\Rightarrow dar un hueco (aceptores)).

Para fijar ideas, consideremos un donor. Antiguamente las diferencias entre iones, que aparecen existen, al final equivale a añadir a la R.B. una carga positiva, debido a que la impureza es neutra y ha cedido un e^- , y un e^- débilmente ligado alrededor de esta \Rightarrow un problema similar al del átomo de hidrógeno.

La idea es que $H = H_{\text{red}} + V$, y los autoestados del Hamiltoniano de Bloch son estados que se mueven libremente con una masa efectiva m^* (la relación de dispersión, al menos cerca del extremo de BC, es la de una partícula libre con masa anisótropa). $E = E_{\text{red}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$

La región a la que el paquete de ondas de Bloch vivirá en un tiempo \Rightarrow longitud del estado físico (otro es un modelo simplificado)

En más, el e^- no está en el vacío, sino en un medio que se puede considerar a un ϵ_r dieléctrico. El uso de la dielectricidad se justifica por la gran extensión espacial del paquete de ondas.

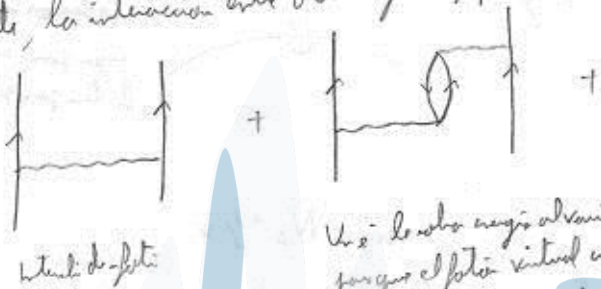
ϵ_r grande por ser el gap pequeño.

Aunque hace falta QFT para entender esto se puede entender como un apantallamiento de la carga positiva: (a lo que corresponde las que la polarizabilidad ante \vec{E} y \vec{D})

En un conductor, no hay gap, los e^- rodean la carga y hacen un apantallamiento perfecto: $\epsilon_r \rightarrow \infty$ y \vec{E} neta.

En un semiconductor hay un pequeño gap, los e^- son casi libres, se acercan bastante a la carga y apantallan: $\epsilon_r \gg 1$

Entonces, la interacción entre dos cargas es, perturbativamente



Usa e^- de onda energía de vacío porque el fotón virtual es un par e^- - e^+ que se aniquila para $(\Delta E \Delta t \approx \hbar)$, con e^- y e^+ fotón interacción a lo que puntal

\Rightarrow Al ser todo, solo ϵ_r (o sea ser perturbativo, aparecen como $\frac{1}{\epsilon_r} > 1^2 \Rightarrow \epsilon_r$ mayor cuanto menor el gap)

En consecuencia, muy ϵ_r varían del caso hidrogenoide y:

El radio de Bohr vale $n_0 = \frac{m}{m_0} \epsilon_r a_0 \sim 100 \text{ \AA} \Rightarrow$ justifica tanto el uso del modelo semi-clásico (de Bohr) como el uso de ϵ_r "convencional"

La energía de enlace es $E_n = -\frac{m^2}{m} \frac{1}{\epsilon_r^2} \cdot 13.6 \text{ eV} \ll E_g$ (para E mayor entre ϵ_r sea E_g)

vija, se ve desde la banda e^- la partícula

$$E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

Es decir el resultado de la izquierda es cuando un nivel electrónico cerca de BC.

(es plus por ser un estado ligado, igual que en tight-binding)

(Al haber e^- , con ϵ_r tipo n)

Por un argumento idéntico, los aceptores crean un hueco que se queda débilmente ligado:

del hueco
 el hueco de ligadura $\epsilon > 0$ porque, como vimos en el tratamiento estadístico,
 en huecos a cercanía de energía. Otro factor de estadística - que es la
 multiplicación comp. negativo, repulsión y at. lig.

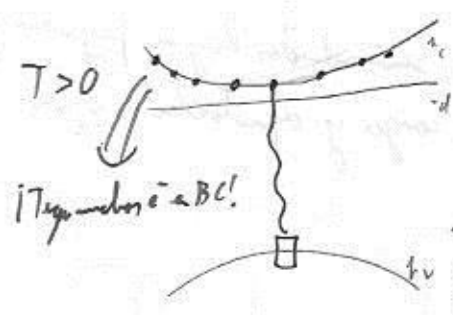
Al haber un hueco, con tipos

POBLACIÓN CON IMPUREZAS: VISIÓN INTUITIVA

Consideremos un semiconductor tipo n:



$$\begin{aligned} n_c &= 0 \\ p_v &= 0 \\ n_d &\equiv N_d \end{aligned}$$



Si ve a pág. 581
 Al estar BC cercano del nivel de donador, a medida que T sube un poco todos se excitan (de ahí el débilmente ligado).
 Los huecos van a BC por si tienen que pasar al nivel de donador. Lo tienen por estar a BC.

$$n_c = N_d + p_v$$

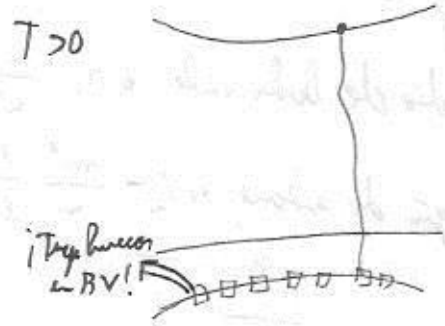
$$\begin{aligned} p_v &\neq 0 \\ n_d &= 0 \end{aligned}$$

Zimatek

Idem para los tipos p:



$$\begin{aligned} n_c &= 0 \\ p_v &= 0 \\ p_a &\equiv N_a \end{aligned}$$



5 productos de 2 formas:
 - lo ϵ - nivel ϵ tiene poca energía
 de aceptación \Rightarrow si un hueco a BV
 Al estar T, los huecos, los ϵ
 de los huecos van

$$\begin{aligned} n_c &\neq 0 \\ p_v &= N_a + n_c \\ p_a &= 0 \end{aligned}$$

Si tenemos los dos tipos de impurezas, a $T=0$ el estado fundamental es con los e^- donadores a el nivel de aceptación.

IMPUREZAS: VISION CUANTITATIVA

Consideremos un semiconductor con N_d donores por udd. de volumen y N_a aceptores por udd. de volumen. La deducción se hará para $N_d \geq N_a$ (con $N_a < N_d$ se llega a lo mismo).

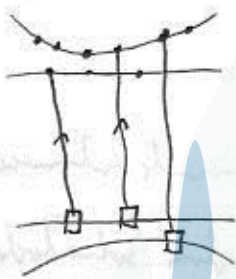
A $T=0$ el sistema se encontrará en su estado fundamental: $N_a e^-$ habrán saltado del nivel de donores al de aceptores:



→ Arrriba hay $n_c + n_d = N_d - N_a e^-$



A $T > 0$, aparecen e^- y huecos:



→ Los e^- de arriba son:

- Los que había antes: $N_d - N_a$
- Los que han subido de BV = # huecos en BV = p_v
- Los que han subido del nivel de aceptores.

$$n_c + n_d = N_d - N_a + p_v + p_a$$

Si $p_v = p_a = p$ (si $N_a < N_d$ forma que el nivel de aceptores está vacío) $n_c + n_d = N_d - N_a + 2p$

(Si $N_a < N_d$ forma que el nivel de aceptores está vacío $p_v = p_a = p = N_a - N_d + n_c + n_d$, que es lo mismo)

Con esto y las expresiones para n_c , p_v , n_d y p_a uno podría hallar p y con ello las densidades de portadores para diferentes temperaturas.

(28.32) y (28.34) implente
deben saber que cuando T aumenta y p disminuye, n_c y n_d se duplican (si p se duplica n_c y n_d se duplican)

Vamos a hacer un caso que simplifica mucho texto y para nada restrictivo:

$$\begin{cases} E_d - \mu \gg k_B T \\ \mu - E_a \gg k_B T \end{cases}$$

Como los niveles de aceptores y donores están muy cerca de BV y BC, esto en la práctica es lo mismo que cuando pedimos que estén muy lejos de ambas bandas.

Bajo estas hipótesis, (28.32) y (28.34), que no entran, demuestran que la agitación térmica varía totalmente de e^- el nivel de donores y de huecos el de aceptores.

Es decir: (se comprueba n_d y n_a y Δn)

$$\Delta n \equiv n_c - n_v = N_d - N_a \quad (, \text{ No depende de la temperatura!})$$

portanto:

$$\begin{cases} \begin{cases} n_c \\ n_v \end{cases} = \frac{1}{2} \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} \pm \frac{1}{2} (N_d - N_a) \\ \frac{N_d - N_a}{n_i} = 2 \sinh \beta(\mu - \mu_i) \end{cases}$$

de aquí sale la dependencia tanto de n_i como de μ con la temperatura.

Ver que todo es consistente: salvo que $|N_d - N_a| \gggggg n_i$ (extremadamente extremos), μ está cerca de μ_i y por tanto lejos de las bandas.

Esto además describe muy bien la transición del caso mayoritariamente intrínsecos (portadores solo todo por temperatura) al mayoritariamente extrínsecos (portadores solo todo por impurezas):

$n_i \gg |N_d - N_a|$ (intrínsecos):

$$\begin{cases} n_c \approx n_i + \frac{1}{2} (N_d - N_a) \\ n_v \approx n_i - \frac{1}{2} (N_d - N_a) \end{cases}$$

$N_d > N_a$:

$$\begin{cases} n_c \approx N_d - N_a \rightarrow \text{solo por impurezas} \\ n_v \approx \frac{n_i^2}{N_d - N_a} \rightarrow \text{de ley de acción de masas} \end{cases}$$

$n_i \ll |N_d - N_a|$ (extrínsecos)

$N_a > N_d$:

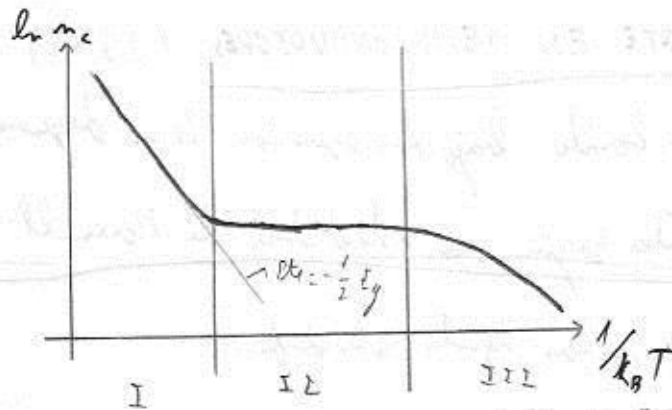
$$\begin{cases} n_c \approx \frac{n_i^2}{N_a - N_d} \rightarrow \text{ley de acción de masas} \\ n_v \approx N_a - N_d \rightarrow \text{impurezas} \end{cases}$$

Estos límites ^{las reglas} salen de forma directa de: (en la teoría se sabe, en la acción de masas de otro)

$\Delta n = n_c - n_v = N_d - N_a$ (el quilibrio e^- de BC viene de donde y de donde de BV de otra parte, lo tiene el otro lado)

$n_c n_v = n_i^2$ (ley de acción de masas)

Gráficamente:
 (n_c es el nivel de portadores
 aceptados por cada banda)



• Zona I: si suben MUCHO la temperatura,

debido a que a ciertas temperaturas
 $n_i \gg n_c \Rightarrow n_c = n_i$
 debido a que a esas

y n_i tiene dos comportamientos con T

• Uno como $T^{3/2}$

• Uno exponencial $\propto e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$

\Rightarrow predomina un comportamiento exponencial
 de aspecto $-\frac{E_g}{2} \cdot \frac{1}{k_B T}$

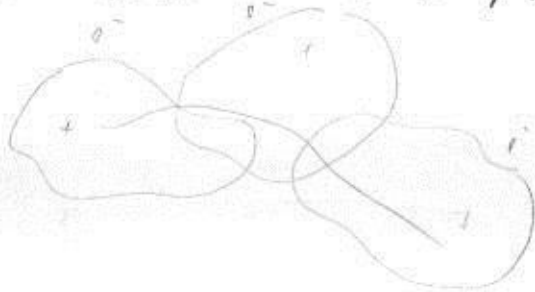
• Zona II: aquí se trabaja normalmente. $\Delta n \gg n_i \Rightarrow n_c$ prácticamente todo por
 inyección \Rightarrow permanece prácticamente cte.

• Zona III: como T es muy pequeña, los donores/aceptores dejan de ir a las bandas
 y la densidad de portadores cae rápidamente.

CONDUCCIÓN POR IMPUREZAS

• Incluso a las temperaturas más bajas, se ve cierta conductividad. Esto es debido a que
 las funciones de onda de los e^- / huecos ligados a las impurezas son muy extensas, puede
 haber solapamiento entre ellas y por efecto túnel en e^- conductores.

(Esto es algo similar al tight-binding, de hecho se usa el término "conducción por bandas de impurezas", aunque
 ojo, las impurezas comúnmente están a los nodos de una R.B., así que hay que tener cuidado de los desajustes
 propiedades de bandas)



TEORÍA DE TRANSPORTE EN SEMICONDUCTORES (28.42)

• Hay un resultado muy bonito: bajo las asunciones de no degeneración, el gas de e^- es no degenerado y se comporta según una estadística de Maxwell-Boltzmann para gases

de partículas cargadas! con las siguientes subcondiciones:

• La densidad, n , no es ctr. sino que depende fuertemente de la temperatura

• La masa es un tensor (a partículas)

• El n de M-B $\rightarrow (\det M)^{1/3}$

• El $\frac{1}{2} n \langle v^2 \rangle$ de MB $\rightarrow \frac{1}{2} \sum_{i,j} v_i M_{i,j} v_j$

• Solo que la teoría de transporte clásica es de alta aplicabilidad.



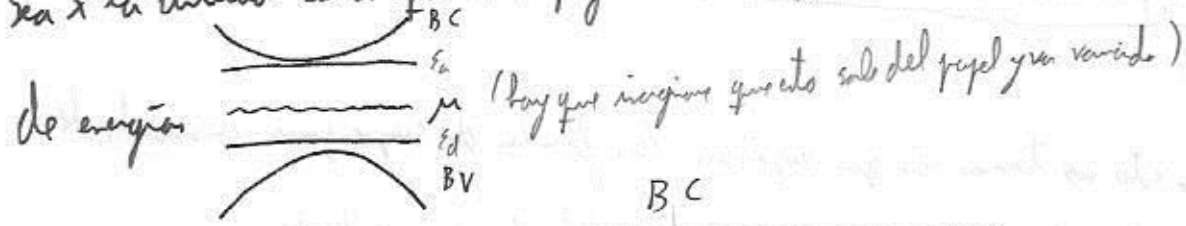
Zimatek

SEMICONDUCTORES INHOMOGÉNEOS: LA UNIÓN P-N

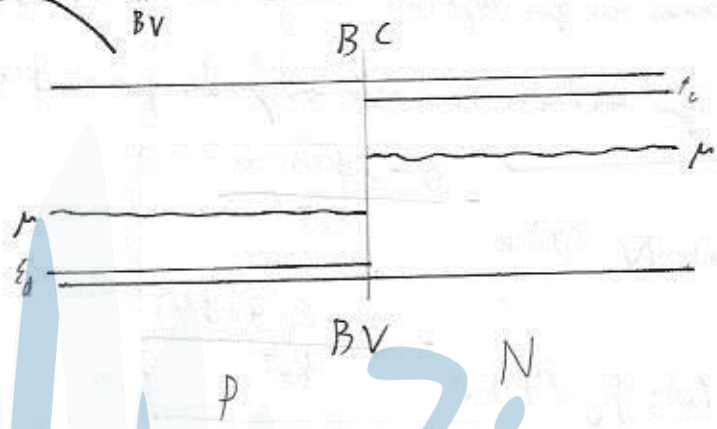
- Son cristales semiconductor en los que la concentración de aceptores y donores varía con la posición. (en un mismo cristal, p.e. en los potenciales de contacto estropan la jugada)
- Estudiamos la unión P-N: una unión de dos regiones, una con un semiconductor tipo P y otra con uno tipo N. (supondremos la unión abrupta)

VISIÓN CUALITATIVA

Sea x la dirección en la que el dopaje cambia: queremos estudiar cómo cambia el diagrama de energía

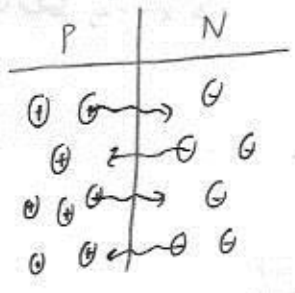


Visto de perfil:



(solo hacen parte aceptores a la región P y donores a la N porque el dopaje está fijo en cada una)

Ahora bien, μ no es igual en ambos lados \Rightarrow ¡habrá difusión! (otra forma de entenderlo es que en todos los puntos los átomos de un tipo solo hacen)



Los átomos de un tipo
(los que son los átomos)

	P	N
\oplus	-	+ + \ominus
\oplus	-	+ \ominus
\oplus	-	+ + \ominus
\oplus	-	+ \ominus

Solo quedan las impurezas donadoras \Rightarrow aparecen más cargas \Rightarrow aparece un potencial electrostático ϕ (al equilibrio los efectos de difusión hay un equilibrio)

- La región a la que solo quedan impurezas se conoce como zona de depleción. (lo variado)
- Como consecuencia de ϕ , las bandas van a curvarse.

VISION CUANTITATIVA

- Los cálculos que hacen aplican el modelo milonario, que simplemente añade a la región de la e^- (análoga a la de portadores libres) una región $-e\phi$. Esto vale siempre que la variación de esta región a distancias del orden de la λ_D sea pequeña comparada con E_g . (lo es, o sea no depende de λ_D sino de λ_D y λ_D es mucho menor que λ_D)
- Además, siempre que la zona de transición entre P y N sea pequeña comparada con la zona de depleción la aproximación de callos huecos será buena. (resultado más allá es $\sim 10^7/10^8 \text{ \AA}$, así que la aproximación a buena)
- Una vez sabemos esto no tenemos más que aplicar las fórmulas de siempre para densidades de portadores considerando que los huecos han sido modificados por $-e\phi(x)$:

$$n_c(x) = N_c(T) e^{-\frac{E_c - e\phi(x) - \mu}{k_B T}}$$

$$p_v(x) = P_v(T) e^{-\frac{\mu - E_v + e\phi(x)}{k_B T}}$$

No depende de x si λ_D no es muy grande que el ancho de la zona de depleción λ_D .
 Si λ_D es muy grande $\lambda_D \gg \lambda_D$ entonces E_g y λ_D son comparables.

Es interesante analizar

el comportamiento asintótico:

- Si $x \rightarrow \infty$, solo tenemos N_d electrones (suponemos dopante extrínseco)
- Si $x \rightarrow -\infty$, solo tenemos N_a huecos

$$n_c(\infty) = N_d = N_c(T) e^{-\frac{E_c - e\phi(\infty) - \mu}{k_B T}}$$

$$p_v(-\infty) = N_a = P_v(T) e^{-\frac{\mu - E_v + e\phi(-\infty)}{k_B T}}$$

esto implica: (problem)

$$e \Delta \phi = E_g + k_B T \ln \frac{N_d N_a}{N_c P_v}$$

solución de drift a temperatura constante
 solución de continuidad
 solución de Poisson

$$e \Delta \phi = \mu_n - \mu_p$$

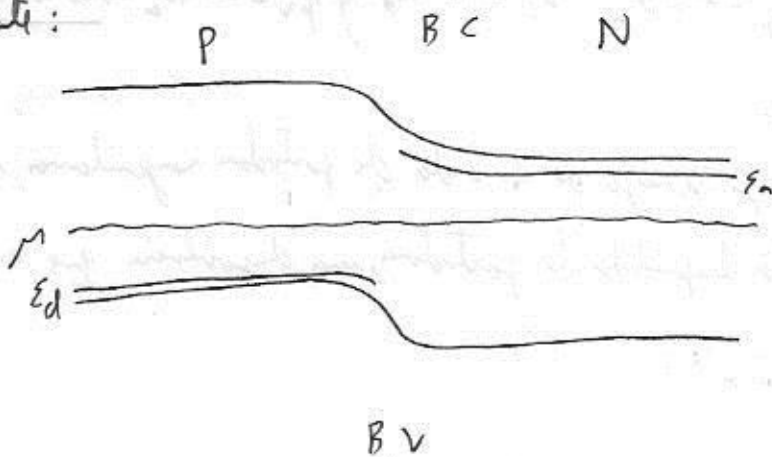
(el ajuste lo hace la potencial química constante)

$e\phi$ varía un poco en x , pero $\lambda_D \sim 10^7 \text{ \AA} \Rightarrow$ la zona de depleción es constante

por el λ_D y λ_D es mucho menor que λ_D

por el λ_D y λ_D es mucho menor que λ_D

Coefficiente:



Veremos que:

mu es uniforme, como debe ser

- cerca de BV = la región P (fuerzas huecos)
- cerca de B (en la región N) (fuerzas e⁻)

• Los shifts a las bandas son los necesarios para que mu sea uniforme (mu = E_cv / no cambia lo largo de todo el dispositivo)

• Vamos ahora a hallar el potencial $\phi(x)$. Para ello, necesitamos la densidad de carga:

$$\rho = e [\underbrace{N_d(x) - N_a(x)}_{\text{densidad de huecos}} - n_c(x) + p_v(x)]$$

Como mu está aún más lejos de E_d y E_a a la zona de depleción, ahí sigue siendo cierto que los niveles de impurezas están vacíos, porque no han cambiado n_d y p_a.

• Ahora bien, vayamos por regiones: (una región que está rodeada por la depleción que solo tiene 0 n_i)

• En las zonas P y N, lejos de la unión habrá mayoritariamente huecos y electrones, respectivamente.

Añ, como $n_c(\infty) = N_d$ y $p_v(-\infty) = N_a$, lejos de la unión $\rho = 0$

• Cerca de la unión, consideramos:

$$\begin{aligned} n_c &= N_d e^{-\frac{\phi(x) - \phi(-\infty)}{k_B T}} \\ p_v &= N_a e^{-\frac{\phi(x) - \phi(-\infty)}{k_B T}} \end{aligned}$$

(solo de altura mu a partir de n_c(\infty) o p_v(-\infty) notes que no aparece mu)

Puede... de que depende de que sea... - x1 - \infty < \phi < x2 + \infty ?

P_0 = \infty
N = \infty

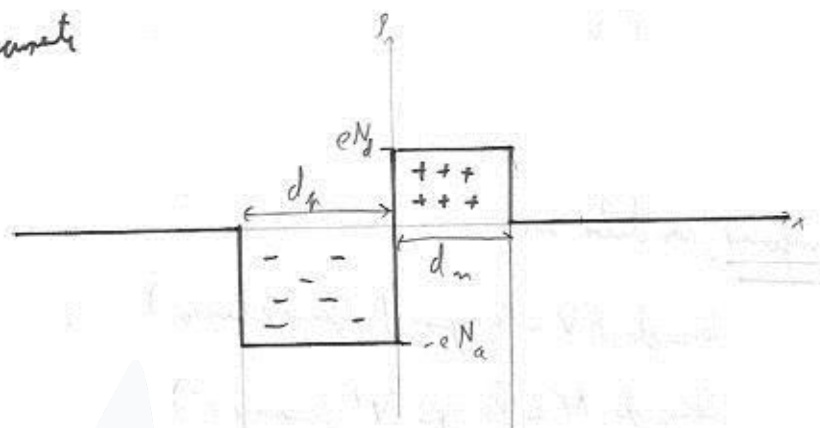
Como $e \Delta \phi \gg k_B T$, la dependencia exponencial es muy buena.

así, en una cierta región $-d_p \leq x \leq d_n$ $n_c \ll N_d$ y $p_v \ll N_a \Rightarrow$ en la zona de depleción solo tienen impurezas ionizadas.

Presencia de $P_{y0} = k_B N$

Desde otro punto de vista, en esta zona se realiza de la banda de portadores mayoritarios, por lo que la zona de depleción está desprovista de portadores, una depleción que es exponencial.
(los portadores minoritarios tl. se desprecian por su ya establecida ausencia)

Por tanto, esquematizamos



\Downarrow → Tarea de Gauss en esta que va con el □

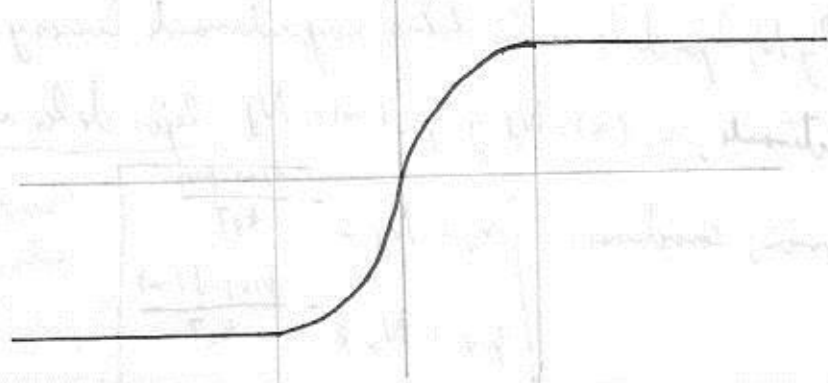


Con todo el sistema en estado:
 $-eN_a d_p + eN_d d_n = 0$

$$N_a d_p = N_d d_n$$

(otra forma de verlo es que E es función continua, y en la altura y , por lo tanto, $\propto p d_n$, al igual que es)

\Downarrow → Integrar (ej. $E = -\Theta \frac{d\phi}{dx}$)



Como se ve en problemas, analíticamente:

$$\phi(x) = \begin{cases} \phi(\infty) & x > d_n \\ \phi(\infty) - \frac{eN_d}{2\epsilon}(x-d_n)^2 & d_n > x > 0 \\ \phi(-\infty) + \frac{eN_a}{2\epsilon}(x+d_p)^2 & 0 > x > -d_p \\ \phi(-\infty) & x < -d_p \end{cases}$$

imponiendo continuidad a ϕ' sale la condición de neutralidad del cristal. Igualándose a ϕ en d_n y d_p :

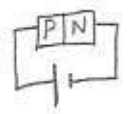
$$d_{n,p} = \sqrt{\frac{(N_a/N_d)^{\pm 1}}{N_d + N_a} \frac{2\epsilon\Delta\phi}{e}} = 105 \sqrt{\frac{(N_a/N_d)^{\pm 1}}{10^{-19}(N_d + N_a)} [\epsilon\Delta\phi]_{ev}} \text{ \AA}$$

es decir, la zona de depleción se extiende por $10^2/10^4 \text{ \AA}$. (de acuerdo a los valores)

Zimatek

RECTIFICACIÓN POR UNIÓN P-N

Veamos lo que ocurre al aplicar un voltaje V a una unión P-N. Lo consideramos positivo si $V_p > V_n$ y negativo en caso contrario.



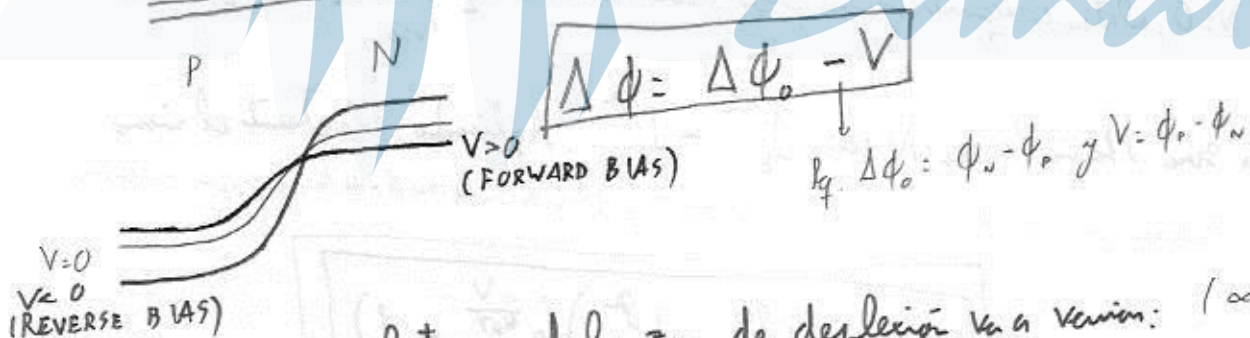
Cada zona por separado conduce muy bien, pues $\sigma \propto \# \text{ portadores} = n_c + p_v$, y como por la ley de acción de masas $n_c p_v = \text{constante}$, la suma se maximiza cuando las dos cantidades sean lo más desiguales posibles, eso es el caso en cada región por separado.

P.ej. $n_c p_v = 10^2$

- $n_c = 10 \Rightarrow n_c + p_v = 20$
- $p_v = 10$
- $n_c = 100 \Rightarrow n_c + p_v = 100 \Rightarrow$ la otra de verdad!
- $p_v = 1$

Ahora bien, cuando la zona de depleción apenas hay cargas libres, apenas va a conducir.

Temos por tanto una resistencia muy grande rodeada de dos resistencias pequeñas \Rightarrow la caída de potencial va a ocurrir en la zona de depleción:



En consecuencia, el tamaño de la zona de depleción va a variar: ($\propto \sqrt{\Delta \phi}$)

$$d_{np} = d_{np}^{(0)} \sqrt{1 - \frac{V}{\Delta \phi_0}}$$

Una peculiaridad importante es la derivación que sigue, pero es que esta se comporta únicamente en que a la zona de depleción apenas había portadores, lo cual sigue siendo válido.

¡es como un condensador con distancia entre placas variable! (esto se usa en radión)

En lo referente a la corriente, hay dos contribuciones:

$e^- \Rightarrow j_e = -e J_e$ (dentro por j a la densidad de corrientes electrones y por el a la unión)

luego $\Rightarrow j_R = e J_e$

Consideremos, para fijar ideas, los huecos. La corriente tiene dos componentes:

$$j = e \phi / (\text{que los electrones})$$

Huecos de la zona N (corriente de generación): aunque hay muy pocos, en cuanto uno de ellos entra en la zona de depleción el potencial lo empuja hacia la zona P y conduce. (esto no depende de V, pero da igual lo alto que está en cuanto entra a Z.D., conduce. La densidad de huecos en la zona N depende de n_i y $n_i \propto e^{-E_g/2kT}$ (si no existiera movilidad de B.V. B. y el potencial cero))



Huecos de la zona P (corriente de recombinación): debido a que el material está a una temperatura $T > 0$, algunos huecos también tienen la energía suficiente para superar la barrera y conducir. Como se sigue una estadística de M-B, esta va a ser exponencial en $\frac{V}{T}$.
 En esta unión P-N rectifica: la corriente se favorece si $V > 0$, y se desfavorece (exponencial) si $V < 0$.

es decir, cuantitativamente:

$$j_{rec} \propto e^{-\frac{e \Delta \phi}{k_B T}} = e^{-\frac{e \Delta \phi_0 - V}{k_B T}}$$

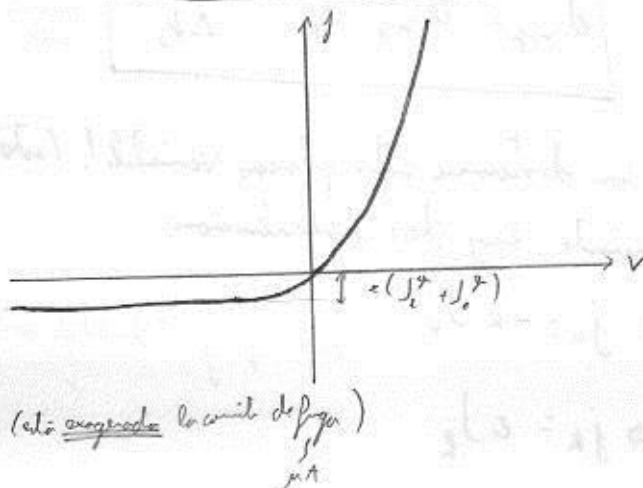
\neq huecos con energía suficiente para pasar ($e \Delta \phi$)

ahora bien, si $V = 0$, al estar en equilibrio no puede haber corriente $\Rightarrow j_{rec} \Big|_{V=0} = j_{gen} \Rightarrow j_{rec} = j_{gen} e^{\frac{eV}{k_B T}}$

La corriente de la zona P hacia la zona N será $j_{rec} - j_{gen}$. Aplicado exactamente el mismo análisis a e^- : (solo van que $V = -e \phi$) $\Rightarrow j_{e^-}$ va de la P a N \Rightarrow el $-$ de la carga se opone \Rightarrow el signo)

Hay que saber deducirlo

$$j = e (j_{e^-}^{gen} + j_{e^-}^{rec}) \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right)$$



- Si $V > 0$, apenas hay resistencia
- Si $V < 0$, la corriente es infinita ($\sim \mu A$), a todas las temperaturas



RECTIFICACION

(esto es generado la corriente de fuga)

Qjo, si bien el prefactor $J_e^{gr} + J_e^{gr}$, como se ha argumentado, no depende de V , depende fuertemente de T : es debida a los huecos de la zona N y los e^- de la zona P , es decir, en $\frac{n_i^2}{N_d N_a}$ ley de masas, respectivamente. Puesto que n_i^2 depende muy fuertemente de T , va como $e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$.

Aun, la dependencia con T va como $-\frac{E_g - eV}{k_B T}$. Como $eV < E_g$, al aumentar T todas las corrientes aumentan por lo que en la fórmula, al aparecer $e^{-\frac{eV}{k_B T}}$, pueda parecer lo contrario. (se puede comprobar cogiendo un diodo con la n)

Lo que $eV < E_g$ se puede estudiar.

- Matemáticamente: si V aumenta, y crece exponencialmente, hay un efecto de avalancha \Rightarrow el material conduce.
- Físicamente: si $eV \geq E_g$, por puente de puros, hay un avalancha, efecto de avalancha \Rightarrow conduce.

por eso los diodos se colocan en serie con resistencias: el potencial cae en la resistencia y el diodo no sufre.

todos estos tienen una misma estructura sencilla de por qué ocurre

$V = 0$: Hay equilibrio de $j = 0$

$V > 0$: Facilita el superar de la barrera $\Rightarrow \frac{1}{2}$

$V < 0$: Dificulta el superar la barrera \Rightarrow no conduce. Aquí hay un efecto muy curioso: los portadores huecos de la zona N se quedan, pero ahora para ser de la zona $P \Rightarrow$ hay un emisor de fotones pequeños (ya se ve en los LEDs $\Rightarrow M$)
 $j = 0$



- Visión intuitiva
- σ
- E_g
- 2 fases
- Ingresos & sensibilidad
- Graf:
 - Dependencia con T
 - Dirección vertical
 - 2 fases de redin (de la salida del proceso)
- Si

- Dirección seg: F-D
- Casos no dependientes: Δn \Rightarrow ley de acción de masas
- Falta de propiedad de potencias
 - INTRÍNSECO
 - EXTRÍNSECO \Rightarrow falta Δn
- Visión intuitiva de μ
- Falta Δn :
 - Visión cualitativa
 - Visión cuantitativa: Δn \Rightarrow casos no dependientes
- Conclusión: por qué t^* de transporte clásico



Zimatek