



Pontificia Universidad Católica de Chile
Escuela de Ingeniería / Facultad de Física
IEE1133/FIZ1433 Materiales Eléctricos
Profesor: Roberto Rodríguez

Ayudantía 7: Diodo Schottky y fotodetección.

Joaquín Arancibia: jiaranci@puc.cl
Fabián Cádiz: facadiz@puc.cl

1. Curvatura de bandas

Supongamos que a un electrón en un cristal semiconductor se le superpone el efecto de un potencial exterior $\phi(\vec{x})$ que varía muy lentamente en comparación a la distancia interatómica. Esto equivale a agregar al hamiltoniano una perturbación de la forma $-e\phi(\vec{x})$, y se obtiene entonces una nueva ecuación de Schrodinger:

$$\left(\hat{H}_0 - e\phi(\vec{x})\right) \psi_{n,\vec{k}}(\vec{x}) = E'_{n,\vec{k}} \psi_{n,\vec{k}}$$

donde \hat{H}_0 es el hamiltoniano del cristal. Los niveles de energía y los autoestados serán levemente modificados en la medida que la perturbación sea pequeña. Es posible demostrar que a primer orden, para un paquete de ondas electrónico centrado en \vec{x} y de momentum cristalino \vec{k} , las energías en la banda de conducción y de valencia están dadas por:

$$E_c(\vec{k}, \vec{x}) \approx E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - e\phi(\vec{x})$$
$$E_v(\vec{k}, \vec{x}) \approx E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} - e\phi(\vec{x})$$

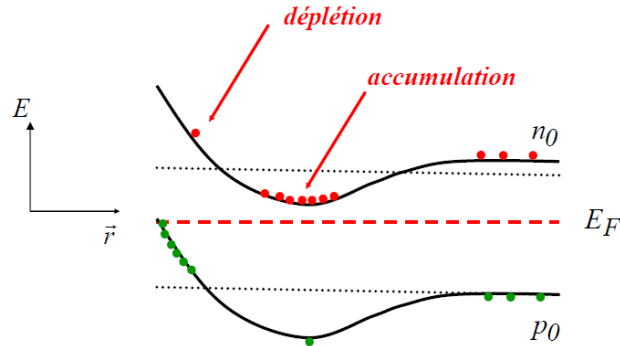
Se ve entonces que la energía de un electrón en el cristal depende ahora del espacio, y la estructura de bandas varía entonces con la posición, obteniéndose así una curvatura en la estructura de bandas. En una cierta posición del cristal, digamos \vec{x} , la estructura de bandas tiene la forma $E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - e\phi(\vec{x})$, es decir, se ha agregado una constante respecto al caso en que $\phi = 0$. Al equilibrio termodinámico, el nivel de Fermi debe ser constante en todo el cristal, de forma que la densidad de electrones en la banda de conducción en la posición \vec{x} será:

$$n(\vec{x}) = N_c e^{-\frac{E_c(\vec{x}) - E_F}{k_B T}} = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}} e^{\frac{e\phi(\vec{x})}{k_B T}}$$
$$n(\vec{x}) = n_0 e^{\frac{e\phi(\vec{x})}{k_B T}}$$

donde n_0 es la densidad de electrones que existiría en la ausencia del potencial externo ϕ . Análogamente, para la densidad de agujeros:

$$p(\vec{x}) = N_v e^{\frac{E_v - E_F}{k_B T}} e^{-\frac{e\phi(\vec{x})}{k_B T}} = p_0 e^{-\frac{e\phi(\vec{x})}{k_B T}}$$

En la figura ?? se muestra el mínimo de la banda de conducción y el máximo de la banda de valencia en función de la posición (coordenada horizontal) para un cierto potencial arbitrario $\phi(\vec{x})$. Cuando $e\phi(\vec{x})$ es positivo, la densidad de electrones aumenta respecto al caso $\phi = 0$, mientras que la de agujeros disminuye, se dice entonces que existe una acumulación de electrones. Al contrario, si $e\phi(\vec{x})$ es negativo, en esa zona existen más agujeros y menos electrones que en el caso sin perturbación, se tiene entonces una depleción de electrones.



A partir de esto podemos notar que al imponer variaciones de potencial en un semiconductor, se puede modular la densidad local de portadores (y por lo tanto la conductividad eléctrica) en decenas de órdenes de magnitud. En efecto, si $e\phi(\vec{x}) = -1 \text{ Volt}$, a temperatura ambiente $k_B T = 25 \text{ meV}$, y entonces $e^{e\phi/k_B T} = e^{-30} \approx 3 \times 10^{-18}!!!$. Esto explica por qué se utilizan semiconductores para aplicaciones lógicas: diferencias de potencial relativamente pequeñas cambian drásticamente la conductividad del material. Se puede observar además que se sigue teniendo:

$$n(\vec{x})p(\vec{x}) = N_c N_v e^{-E_g/k_B T} = n_i^2$$

2. Juntura metal-semiconductor

Esta estructura, llamada contacto o juntura Schottky, está constituida por una capa metálica depositada sobre un semiconductor de tipo n o p (dopado). Esta juntura juega un rol importante en ciertos transistores a efecto campo. Antes de entender su funcionamiento, debemos enunciar ciertas definiciones para los metales y los semiconductores. Para un metal, la **función de trabajo** $e\phi_m$ es la energía necesaria para remover un electrón desde el metal al vacío. La función de trabajo está relacionada con la energía de Fermi del metal, y en la siguiente tabla se muestra la función de trabajo para distintos metales.

Metal	$e\phi_m$ (eV)
Plata	4,26
Aluminio	4,28
Cobre	4,7
Oro	5,1
Níquel	5,15

Para un semiconductor, la **afinidad electrónica** es la diferencia entre el vacío y el extremo de la banda de conducción, E_c . La siguiente tabla muestra la afinidad electrónica $e\chi$ para distintos semiconductores.

Semiconductor	$e\chi$ (eV)
AlAs	3,5
Si	4,01
GaAs	4,07
Ge	4,13

Imaginemos ahora separadamente un metal con cierta función de trabajo $e\phi_m$, nivel de fermi E_F al equilibrio termodinámico, y un semiconductor dopado (por ejemplo, tipo n), caracterizado por una afinidad electrónica $e\chi$ y un nivel de Fermi en régimen extrínseco $E_F > E_{Fi}$ (Donde E_{Fi} es el nivel de Fermi intrínseco). Esta situación se ilustra en la figura 1.

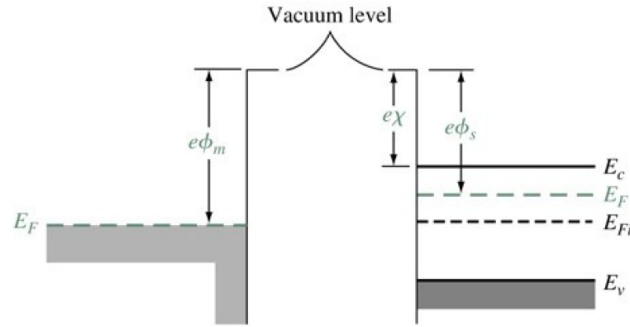


Figura 1: Un metal (izquierda) y semiconductor tipo n (derecha) al equilibrio termodinámico.

Al unir el metal con el semiconductor, intercambiarán partículas hasta que el nivel de fermi sea constante en toda la estructura. En efecto si $e\phi_m > e\phi_s = e\chi + (E_c - E_F)$, en la cercanía de la juntura los electrones del semiconductor saltan al metal (ya que el nivel de Fermi del semiconductor es mayor que el del metal, antes del equilibrio), produciéndose en esta zona una región en donde la densidad de electrones libres baja drásticamente, llamada **zona de depleción**. Un potencial electrostático no homogéneo (y por lo tanto un campo eléctrico) se crea en el semiconductor, que se anula suficientemente lejos de la juntura, donde la densidad de electrones es la misma que habría sin la existencia del metal. En el equilibrio termodinámico, la corriente de difusión desde el semiconductor hacia el metal se cancela con la corriente generada por el campo eléctrico en la zona de depleción, que mueve electrones desde el metal hacia el semiconductor. Esta situación se ilustra en la figura 2.

La distancia banda de conducción-nivel de Fermi, que gobierna la densidad de electrones libres, es necesariamente más grande en la vecindad de la interfaz (en la zona de depleción) en comparación a la parte neutra del semiconductor. Aparece entonces una curvatura hacia arriba en la banda de conducción, y una curvatura equivalente en la banda de valencia, ya que el gap E_g es constante. En el metal, hay una acumulación de electrones en la interfaz, la carga total Q en el metal será igual y de signo opuesto a la carga que aparece en el semiconductor.

Los electrones en el metal deben superar una barrera de potencial $e\phi_{B0} = e\phi_m - e\chi$ para pasar al semiconductor. Los electrones en el semiconductor deben superar una barrera $eV_{bi} = e\phi_{B0} - e\phi_n$, donde ϕ_n fue calculado en la ayudantía anterior, para un semiconductor tipo n en el régimen extrínseco:

$$\phi_n = E_c - E_F = k_B T \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right)$$

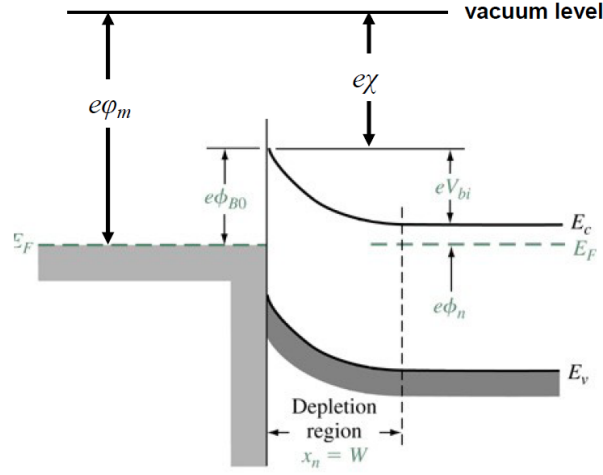


Figura 2: La junta Schottky al equilibrio termodinámico.

3. Ancho de la zona de depleción

Para el cálculo exacto del ancho de la zona de depleción (llamado W), debemos encontrar el potencial electrostático al interior del semiconductor e imponer las condiciones de borde $\phi(0) = \phi_a$ (superficie metálica) y $\phi(W) = 0$. La densidad de carga en la zona de depleción está dada por:

$$\rho(x) = e(N_D^+ - n(x))$$

con $n(x)$ la densidad de electrones, y hemos despreciado la densidad de agujeros. En el régimen extrínseco, $N_D^+ = N_D$, y $n(x) = N_D e^{e\phi(x)/k_B T}$, luego:

$$\rho(x) = eN_D (1 - e^{e\phi(x)/k_B T})$$

El campo eléctrico al interior de la zona de depleción está dado por la ley de Gauss:

$$\frac{d}{dx} E(x) = \frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

y como $\frac{d\phi}{dx} = -E$, se obtiene:

$$\frac{d^2}{dx^2} \phi(x) = -\frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon_r} (1 - e^{e\phi(x)/k_B T})$$

En la práctica, no es una ecuación fácil de resolver analíticamente. Por esto construimos una solución aproximada: dado que la densidad de electrones varía bruscamente (exponencialmente) con el potencial, consideramos que en la zona de depleción la densidad de electrones es despreciable, y entonces:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & x > W \\ eN_D & 0 < x < W \end{cases}$$

El campo eléctrico es entonces:

$$\frac{d}{dx} E(x) = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} \begin{cases} E(x) = \frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon_r} (x - W) & x > 0 \\ E(x) = 0 & 0 < x < W \end{cases}$$

$$\frac{d}{dx} \phi(x) = -E(x) \begin{cases} \phi(x) = -\frac{eN_D}{2\epsilon_0 \epsilon_r} (x - W)^2 & x > 0 \\ \phi(x) = 0 & 0 < x < W \end{cases}$$

Y dado que $\phi(0) = \phi_a = -V_{bi}$:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r|\phi_a|}{eN_D}}$$

Para obtener un orden de magnitud del ancho típico de la zona de depleción, considere un semiconductor con $\epsilon_r = 13$, dopado en una concentración $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ y $\phi_a \sim 1 \text{ Volt}$, se tiene $W \approx 0,1 \mu\text{m}$. La zona de depleción es una zona de baja conductividad que caracteriza la resistencia de contacto entre el metal y el semiconductor. Cuando se utilizan semiconductores fuereamente dopados, W puede ser del orden del nanómetro, dando paso al efecto túnel y una resistencia de contacto muy débil. A este dispositivo ya no se le llama juntura Schottky, sino que contacto ohmico.

4. Diodo Schottky fuera del equilibrio

Si se aplica una tensión exterior V , la juntura Schottky estará polarizada y el equilibrio térmico se rompe. El nivel de Fermi ya no es una constante y una corriente eléctrica pasa a través del diodo. Como la densidad de portadores libres en la zona de depleción es muy débil, ella representa una resistencia eléctrica mucho más elevada que la de las regiones homogéneas situadas en el metal y en el semiconductor lejos de la zona de depleción. El sistema puede ser considerado como un circuito en el cual una resistencia elevada se coloca entre dos resistencias relativamente pequeñas. Cuando una tensión V es aplicada, prácticamente toda la caída de potencial se produce en la zona de depleción y podemos considerar que el potencial es constante fuera de esta zona.

4.1. Diodo en polarización directa

En equilibrio termodinámico hemos visto que el metal se encuentra a un potencial negativo respecto al semiconductor, y la barrera que debe superar un electrón para pasar desde el semiconductor hasta el metal es eV_{bi} . Si el potencial aplicado al metal es positivo (digamos $V > 0$), se dice que el diodo está en polarización directa. El nivel de Fermi ya no es constante y una corriente aparece a través de la juntura. La aplicación de un potencial positivo tiende a disminuir la barrera de potencial que debe superar un electrón en el semiconductor para pasar al metal, que ahora estará dada por $e(V_{bi} - V)$. Notar además que el ancho de la zona de depleción disminuye, disminuyendo la resistencia entre el metal y el semiconductor. El efecto total es un aumento exponencial de la corriente desde el semiconductor al metal con el voltaje aplicado.

Notar que en general el ancho de la zona de depleción varía con el potencial aplicado V al diodo Schottky. La expresión aproximada general está dada por:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r(\phi_a - V)}{eN_D}}$$

4.2. Diodo en polarización inversa

Si se aplica una diferencia de potencial negativa entre el metal y el semiconductor (polarización inversa), se aumenta la barrera de potencial que deben superar los electrones para pasar desde el semiconductor al metal, y aumenta también el ancho de la zona de depleción (Figura 3). El resultado es una corriente muy débil desde el metal al semiconductor.

La corriente a través del diodo en función del voltaje aplicado V está dada por:

$$I = AJ_s (e^{eV/k_B T} - 1) \quad (1)$$

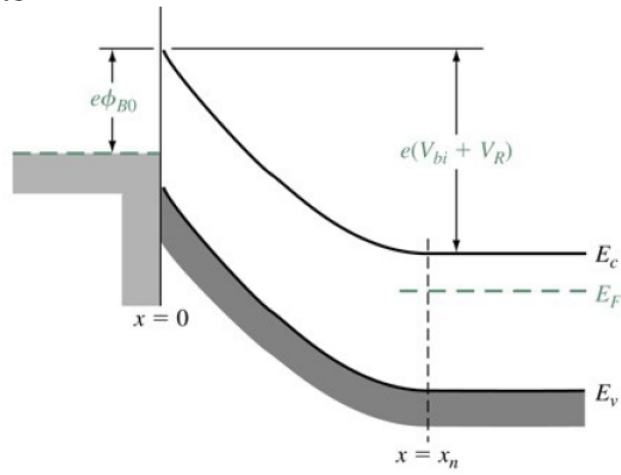
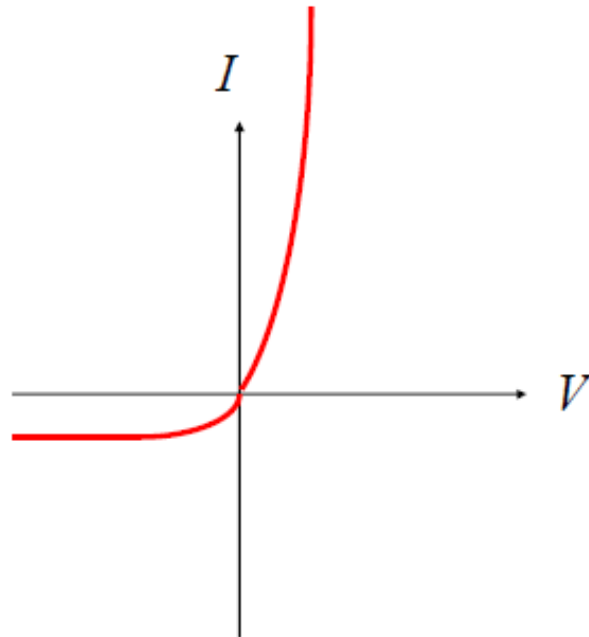


Figura 3: La juntura Schottky en polarización inversa.

donde J_s es la densidad de corriente de saturación, y A es la sección transversal del diodo a través de la cual circula la corriente. Notar que cuando $V < 0$ (polarización inversa), la exponencial decae rápidamente a medida que el módulo de V aumenta y $I \approx -AJ_s$ (constante). Por el contrario, cuando $V > 0$ (polarización directa), la exponencial es dominante y $I \approx AJ_s e^{V/k_B T}$.



5. Postulados de la mecánica cuántica

Resumen

1. La descripción del estado de una partícula en el espacio se logra por una función de onda $\psi(\vec{x}, t)$ donde su módulo cuadrado da la densidad de probabilidad de presencia en el punto \vec{x} al instante t .
2. La evolución en el tiempo de la función de onda de una partícula colocada en un potencial $V(r)$ se obtiene a partir de la ecuación de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t) = \hat{H} \psi(\vec{x}, t)$$

donde el observable energía \hat{H} , o hamiltoniano del sistema, es:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 + V(r)$$

3. Para un sistema aislado en un potencial independiente del tiempo, los estados estacionarios son los estados propios de la energía, con una función de onda de la forma:

$$\psi(\vec{x}, t) = \psi_\alpha(\vec{x}) e^{-iE_\alpha t/\hbar}$$

donde ψ_α es una solución normada ($\int_{\mathbb{R}^3} d^3x |\psi_\alpha|^2 = 1$) de la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo:

$$\hat{H} \psi_\alpha(\vec{x}) = E_\alpha \psi_\alpha(\vec{x})$$

La evolución en el tiempo de toda función de onda $\psi(\vec{x}, t)$ se escribe inmediatamente una vez conocidas las soluciones estacionarias:

$$\psi(\vec{x}, t) = \sum_{\alpha} C_{\alpha} e^{-iE_{\alpha} t/\hbar} \psi_{\alpha}(\vec{x}), \quad \text{con} \quad C_{\alpha} = \int_{\mathbb{R}^3} d^3x \psi_{\alpha}^*(\vec{x}) \psi(\vec{x}, t=0)$$

4. El problema de un electrón en un potencial periódico posee como soluciones estacionarias a las funciones de Bloch:

$$\psi_{n,\vec{k}}(\vec{x}) = u_{n,\vec{k}}(\vec{x}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}}$$

donde $u_{n,\vec{k}}(\vec{x})$ tiene la misma periodicidad que el potencial. Para n fijo, al variar \vec{k} se obtiene una función cuasi-contínua $E_n(\vec{k})$, que constituye la n -ésima banda de energía. El espectro entonces está constituido por bandas de energía permitidas y prohibidas para el electrón. Esto determina las propiedades de conducción eléctrica de un cristal.

6. Estadística de los electrones: función de Fermi-Dirac

Se muestra en física estadística que la probabilidad para que un estado de energía E sea ocupado por un electrón (fermión) está dada por la función de Fermi-Dirac $f(E)$:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\beta(E-\mu)}}$$

donde $\beta = 1/k_B T$ y μ es el potencial químico (también llamado e_F). La forma de $f(E)$ se muestra en la figura siguiente:

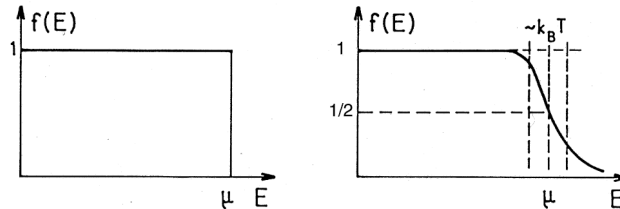


Figura 4: Variación de $f(E)$ para $T = 0$ y $T \neq 0$

El potencial químico es la variación de la energía libre de un sistema cuando se introduce una partícula suplementaria a una temperatura dada. Si dos sistemas pueden intercambiar partículas de la misma naturaleza, al equilibrio termodinámico el potencial químico es idéntico para los dos sistemas. El sistema cuyo potencial químico es mayor cede partículas al otro hasta que se igualan los potenciales químicos. Si se tiene un sistema de partículas sin masa, $\mu = 0$.

7. Densidad de estados

Se define $D(E)$ de forma que $D(E)dE$ es el número de estados cuánticos permitidos en un rango de energía entre E y $E + dE$. Para una partícula con relación de dispersión $E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2m} \vec{k}^2$, y considerando la degeneración de spin, se tiene:

$$D(E) = \frac{V\sqrt{2}m^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \sqrt{E} \quad 3D$$

$$D(E) = \frac{4\pi\Omega m}{h^2} \quad 2D$$

8. Constantes y propiedades eléctricas de distintos materiales.

Resistividad en ohm-metros, medidos a 1 atm y a 20° C:

Material	Resistividad	Material	Resistividad
<i>Conductor</i>		<i>Semi-Conductores</i>	
Plata	$1,59 \times 10^{-8}$	Agua Salada	$4,4 \times 10^{-2}$
Cobre	$1,68 \times 10^{-8}$	Germanio	$4,6 \times 10^{-1}$
Oro	$2,21 \times 10^{-8}$	Diamante	2,7
Aluminio	$2,65 \times 10^{-8}$	Silicio	$2,5 \times 10^3$
Hierro	$9,61 \times 10^{-8}$	<i>Aislantes</i>	
Mercurio	$9,58 \times 10^{-7}$	Agua pura	$2,5 \times 10^5$
Nicromo	$1,00 \times 10^{-6}$	Madera	$10^8 - 10^{11}$
Manganeso	$1,44 \times 10^{-6}$	Vidrio	$10^{10} - 10^{14}$
Grafito	$1,4 \times 10^{-5}$	Cuarzo	$\sim 10^{16}$

Susceptibilidades magnéticas a 1 atm y 20°C:

Material	Susceptibilidad	Material	Susceptibilidad
<i>Diamagnetico</i>		<i>Paramagnetico</i>	
Bismuto	$-1,6 \times 10^{-4}$	Oxígeno	$1,9 \times 10^{-6}$
Oro	$-3,4 \times 10^{-5}$	Sodio	$8,5 \times 10^{-6}$
Plata	$-2,4 \times 10^{-5}$	Aluminio	$2,1 \times 10^{-5}$
Cobre	$-9,7 \times 10^{-6}$	Tungsteno	$7,8 \times 10^{-5}$
Agua	$-9,0 \times 10^{-6}$	Platinio	$2,8 \times 10^{-4}$
CO ₂	$-1,2 \times 10^{-8}$	Oxígeno líquido (-200 °C)	$3,9 \times 10^{-3}$
Hidrógeno	$-2,2 \times 10^{-9}$	Gadolinio	$4,8 \times 10^{-1}$

Constantes dieléctricas, a 1 atm y 20 °C:

Material	Constante Dieléctrica	Material	Constante Dieléctrica
Vacío	1	Benceno	2,28
Helio	1,000065	Diamante	5,7
Neon	1,00013	Sal	5,9
Hidrógeno	1,00025	Silicio	11,8
Argón	1,00052	Metanol	33
Aire(seco)	1,00054	Agua	80,1
Nitrógeno	1,00055	Hielo(30°C)	99
Vapor de agua (100°C)	1,00587	KTaNbO ₃	34 000

Gaps de diferentes semiconductores a 300 K.

Cristal	E_g (eV)	Cristal	E_g (eV)
Diamante	5,33	PbS	0,34
Si	1,12 (1,17 a 4 K)	PbSe	0,27
Ge	0,67	PbTe	0,30
InSb	0,23	CdS	2,42
InAs	0,33	CdSe	1,74
InP	1,25	CdTe	1,8
GaAs	1,43 (1,52 a 4 K)	ZnO	3,2
AlSb	1,6	ZnS	3,6
GaP	2,25	ZnSe	2,60
SiC	3	AgCl	3,2
Te	0,33	AgI	2,8
ZnSb	0,56	Cu_2O	2,1
GaSb	0,78	TiO_2	3

Masas efectivas de algunos semiconductores.

	m_c	$m_{c,L}$	$m_{c,T}$	$m_{v,l}$	$m_{v,L}$
GaAs	$0,07 m_0$	-	-	$0,082 m_0$	$0,5 m_0$
Si	-	m_0	$0,2 m_0$	$0,16 m_0$	$0,49 m_0$

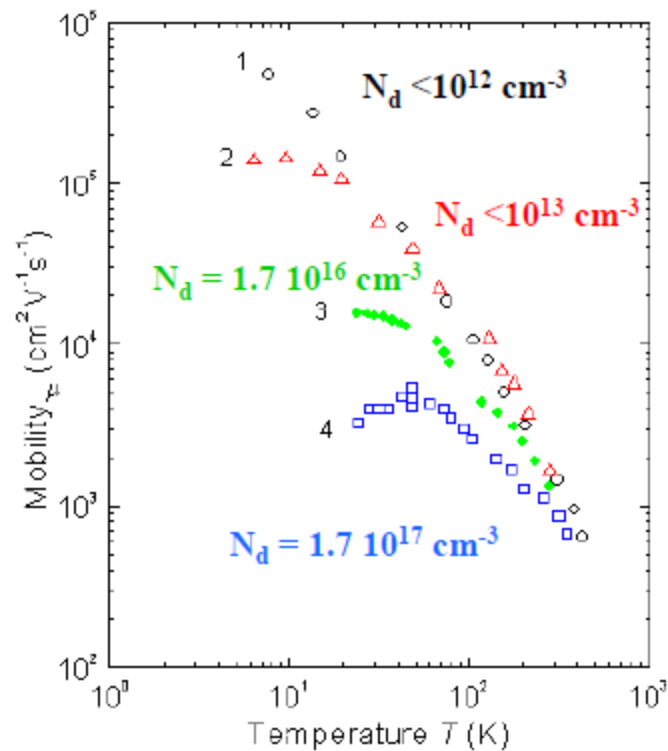


Figura 5: Movilidad en el Si en función de T.

Función de trabajo para distintos metales.

Metal	$e\phi_m$ (eV)
Plata	4,26
Aluminio	4,28
Cobre	4,7
Oro	5,1
Níquel	5,15

Afinidad electrónica para semiconductores.

Semiconductor	$e\chi$ (eV)
AlAs	3,5
Si	4,01
GaAs	4,07
Ge	4,13

9. Algunas unidades y constantes fundamentales

Unidades	
Ångstrom	$1\text{Å} = 10^{-10}m$ (\sim tamaño de un átomo)
Fermi	$1fm = 10^{-15}m$ (\sim tamaño de un núcleo)
ElectronVolt	$1eV = 1,60218 \cdot 10^{-19}J$
Constantes Fundamentales	
Constante de Planck	$h = 6,6261 \cdot 10^{-34}Js$
Cte. Planck h-barra	$\hbar = h/2\pi = 1,054 \cdot 10^{-34}Js$
Velocidad de la luz	$c = 299\,792\,458\,m/s$
Permeabilidad del vacío	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ y $\epsilon_0\mu_0c^2 = 1$
Constante de Boltzmann	$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}JK^{-1}$
Número de Avogadro	$N_A = 6,0221 \cdot 10^{23}$
Carga del electrón	$q_e = -1,602 \cdot 10^{-19}C$
Masa del electrón	$m_e = 9,1094 \cdot 10^{-31}kg$
Masa del protón	$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}kg$

9.0.1. Problema 1

1. Considere un diodo Schottky de Nickel, a 300 K, formado con un semiconductor de germanio tipo-n dopado a $N_D = 4,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La función de trabajo para el Nickel es $\phi_m = 5,15 \text{ V}$ (es decir $e\phi_m = 4,13 \text{ eV}$). La afinidad electrónica del germanio es $\chi = 4,13 \text{ V}$. Determine la altura de la barrera teórica Φ_{Bo} para la barrera de Schottky.
2. Calcule la diferencia de potencial ϕ_n entre la banda de conducción y el nivel de fermi. Se usará que la densidad de estados en la banda de conducción viene dada por: $N_C = 1,04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
3. Calcule la barrera de potencial V_{bi} al interior del semiconductor

9.0.2. Solución

1. La barrera será:

$$\phi_{Bo} = \phi_m - \chi$$

Como $\phi_m = 5,15 \text{ V}$ y $\chi = 4,13$, se obtiene:

$$\phi_{Bo} = 1,02 \text{ V}$$

2. Esta diferencia de potencial viene dada por:

$$\phi_n = V_t \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right)$$

Donde V_t es un «voltaje térmico» que no es otra cosa que $k_B T$ en electron-volts: 25 meV.

Luego: $\phi_n = 0,143 \text{ V}$

3. La barrera en el semiconductor será:

$$V_{bi} = \phi_{Bo} - \phi_n$$

Luego $V_{bi} = 0,877 \text{ V}$

9.0.3. Problema 2

1. Para el diodo de Schottky de la pregunta anterior, calcule el ancho x_n de la zona de depleción para un voltaje inverso $V_R = 5 V$. Utilice como permitividad relativa del germanio: 16.
2. Calcule el campo eléctrico máximo en la zona de depleción para un voltaje inverso de 5 V.
3. Considere otra diodo de barrera Schottky con una densidad de corriente de saturación inversa de $7 \times 10^{-8} A/cm^2$. Para este diodo, la corriente de 1 mA se obtiene con un voltaje directo de 0,428 V. Encuentre el área transversal del diodo de barrera Schottky.

9.0.4. Solución

1. Tenemos que:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_S(V_{bi} + V_R)}{eN_D}}$$
$$x_n = \sqrt{\frac{2 \times 16 \times 8,85 \times 10^{-14} \times (0,877 + 5)}{1,6 \times 10^{-19} \times 4,2 \times 10^{16}}}$$

Luego:

$$x_n = 4,98 \times 10^{-5} cm$$

2. Tenemos que:

$$E_{max} = \sqrt{\frac{2e(V_{bi} + V_R)N_D}{\epsilon_S}}$$
$$E_{max} = \sqrt{\frac{2 \times 1,6 \times 10^{-19}(0,877 + 5)(4,2 \times 10^{16})}{16 \times 8,85 \times 10^{-14}}}$$
$$E_{max} = 2,36 \times 10^5 V/cm$$

3. Se tiene, despreciando el -1 de la fórmula ya que la exponencial es mucho mayor:

$$I = AJ_{sat} \exp\left(\frac{V_D}{V_t}\right) \quad (2)$$

En este caso: $I = 1 mA = 10^{-3} A$, $J_{sat} = 7 \times 10^{-8} A/cm^2$, $V_D = 0,428 V$, $V_t = 0,0259 V$.
Luego obtenemos que $A = 9,51 \times 10^{-4} cm^2$

9.0.5. Problema 3

Exceso en concentración de portadores minoritarios

Considere un semiconductor tipo n y condiciones de baja inyección de portadores a través de iluminación uniforme a través del material (no considere efectos de difusión de portadores). Asuma que el tiempo de recombinación de los portadores minoritarios (agujeros) es τ_h (constante, independiente de la inyección, esto es la condición de inyección baja). La tasa de cambio instantánea en la concentración de agujeros debida a la recombinación es:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{recomb} = -\frac{p}{\tau_h}$$

La tasa neta de cambio en p es la suma de la tasa total de generación G y de el cambio debido a la recombinación, esto es:

$$\frac{dp}{dt} = G - \frac{p}{\tau_h}$$

Al separar el término de generación G en una generación térmica G_0 y fotogeneración G_{ph} y considerando la condición en oscuridad (sin incidencia de luz) como una posible solución, muestre que:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = G_{ph} - \frac{\Delta p}{\tau_h}$$

9.0.6. Solución

Tenemos que G es la tasa total de generación, dada por la generación térmica G_0 y la fotogeneración G_{ph} , es decir:

$$G = G_0 + G_{ph}$$

Además sabemos que $\Delta p = p - p_0$, donde p_0 es la concentración de agujeros al equilibrio termodinámico. De esta forma $p = \Delta p + p_0$ y entonces:

$$\frac{d}{dt}(\Delta p + p_0) = \frac{d}{dt}\Delta p = G_{ph} + G_0 - \frac{\Delta p + p_0}{\tau_h} \quad (3)$$

Sin iluminación $\Delta p = 0$, luego $p = p_0$ y al equilibrio:

$$\frac{d}{dt}p = 0 = G_0 - \frac{p_0}{\tau_h}$$

Por lo tanto la tasa de generación térmica es $G_0 = p_0/\tau_h$, reemplazando en 3:

$$\frac{d}{dt}\Delta p = G_{ph} + \frac{p_0}{\tau_h} - \frac{\Delta p + p_0}{\tau_h} = G_{ph} - \frac{\Delta p}{\tau_h}$$

De esta forma, el exceso de portadores minoritarios creados por iluminación se rige por la ecuación diferencial:

$$\frac{d}{dt}\Delta p = G_{ph} - \frac{\Delta p}{\tau_h}$$

donde G_{ph} es la tasa de pares electrón-hueco fotocreados por unidad de tiempo y volumen. Al equilibrio:

$$G_{ph}\tau_h = \Delta p$$

Nota: Si la creación de portadores minoritarios no fuera homogénea, se debe incluir el efecto de la difusión y la ecuación debe ser modificada de acuerdo a:

$$\frac{d}{dt}\Delta p = G_{ph} - \frac{\Delta p}{\tau_h} + D_h \frac{d^2}{dx^2}\Delta p$$

donde D_h es el coeficiente de difusión.

9.0.7. Problema 4

Considere dos muestras de Si tipo-p dopadas con 10^{15} átomos de B / cm^3 . Ambos tienen las mismas dimensiones largo L (1mm), ancho W (1mm) y espesor D (0,1 mm). Una de las muestras, marcada como A tiene una vida media de electrones igual a $1 \mu s$, mientras que la otra muestra, B, tiene $5 \mu s$.

1. En $t=0$, un laser de longitud de onda 750 nm se enciende et ilumina la superficie $L \times W$ de ambas muestras. La luz incidente es de $10 mW cm^{-2}$. En $t = 50 \mu s$ el laser se apaga. Dibuje la evolución de los portadores de carga minoritarios (en concentración).
2. ¿Cuál es la foto-corriente (debida a la iluminación solamente) si cada muestra se conecta a una batería de 1 V?

9.0.8. Solución

1. El gráfico es el siguiente:

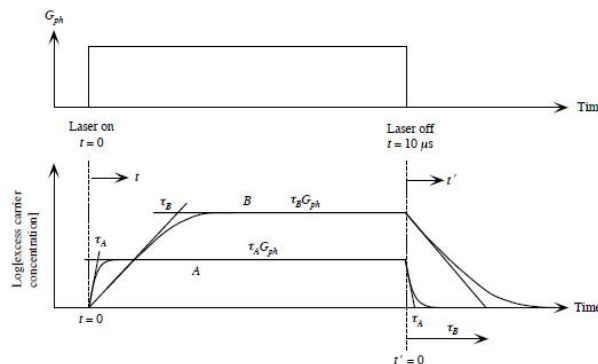


Figura 6: Esquema de los portadores en el tiempo

2. De la figura podemos estimar los valores de las movilidades en $\mu_h = 450 \times 10^{-4} V^{-1} m^{-2} s^{-1}$ y $\mu_e = 1300 \times 10^{-4} V^{-1} m^{-2} s^{-1}$.

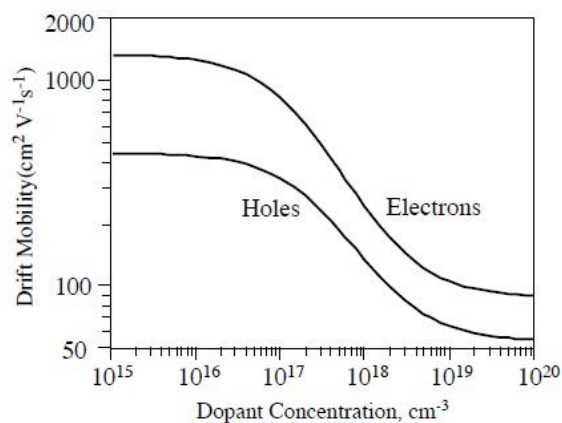


Figura 7: Variación de la movilidad

Dados λ , la intensidad, los largos L y W y el espesor D, podemos decir que la conductividad será:

$$\Delta\sigma = e\rho(\mu_h + \mu_e)$$

Donde hemos llamado ρ la densidad de electrones creados, si consideramos que cada fotón crea un electrón (i.e. efectividad cuántica 1), tendremos que el número de fotones por segundo será igual a la intensidad sobre la energía de un solo foton: hc/λ . Luego,

$$\Delta\sigma = \frac{eI\lambda\tau(\mu_h + \mu_e)}{hcD}$$

Suponiendo que toda la intensidad luminosa es absorbida (lo que es correcto dado que el coeficiente de absorción es grande en esta longitud de onda). La densidad de la fotocorriente, y luego la fotocorriente están dados por:

$$\Delta J = \Delta I/A = E\Delta\sigma$$

Así,

$$\Delta I = (W \times D) \left(\frac{V}{L}\right) \frac{eI\lambda\tau(\mu_h + \mu_e)}{hcD}$$

$$\Delta I = \frac{WV eI\lambda\tau(\mu_h + \mu_e)}{Lhc}$$

De esta manera la fotocorriente viajará de manera perpendicular a la dirección $W \times D$, mientras el campo eléctrico E estará dirigido según L . Substituyendo los valores dados para la muestra A obtenemos:

$$\Delta I_A = 1,06 \times 10^{-5} A$$

$$\Delta I_B = 5,29 \times 10^{-5} A$$