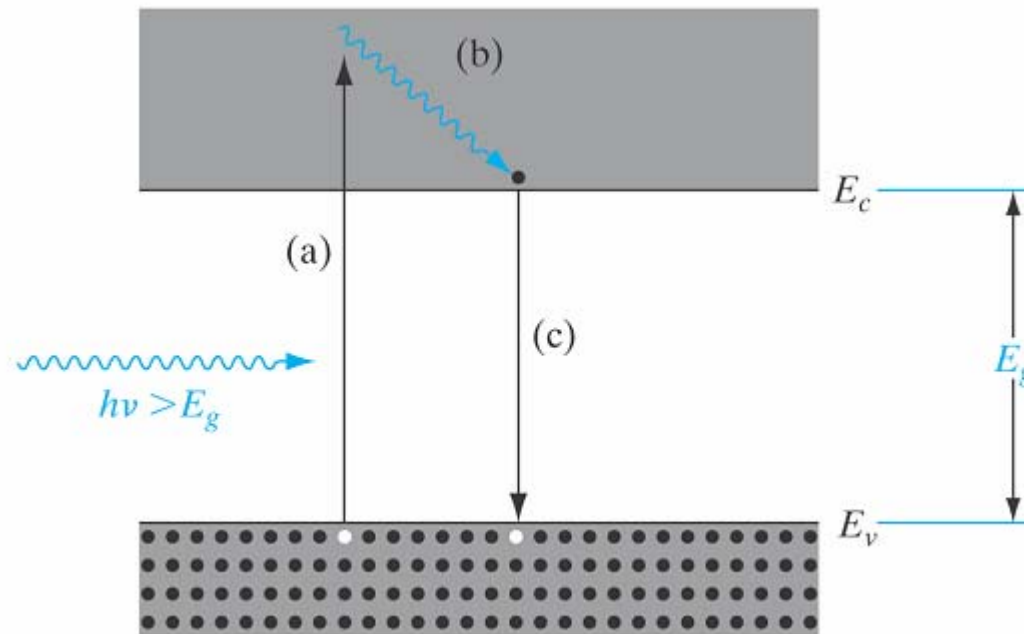


1.Introducción a la Física Electrónica

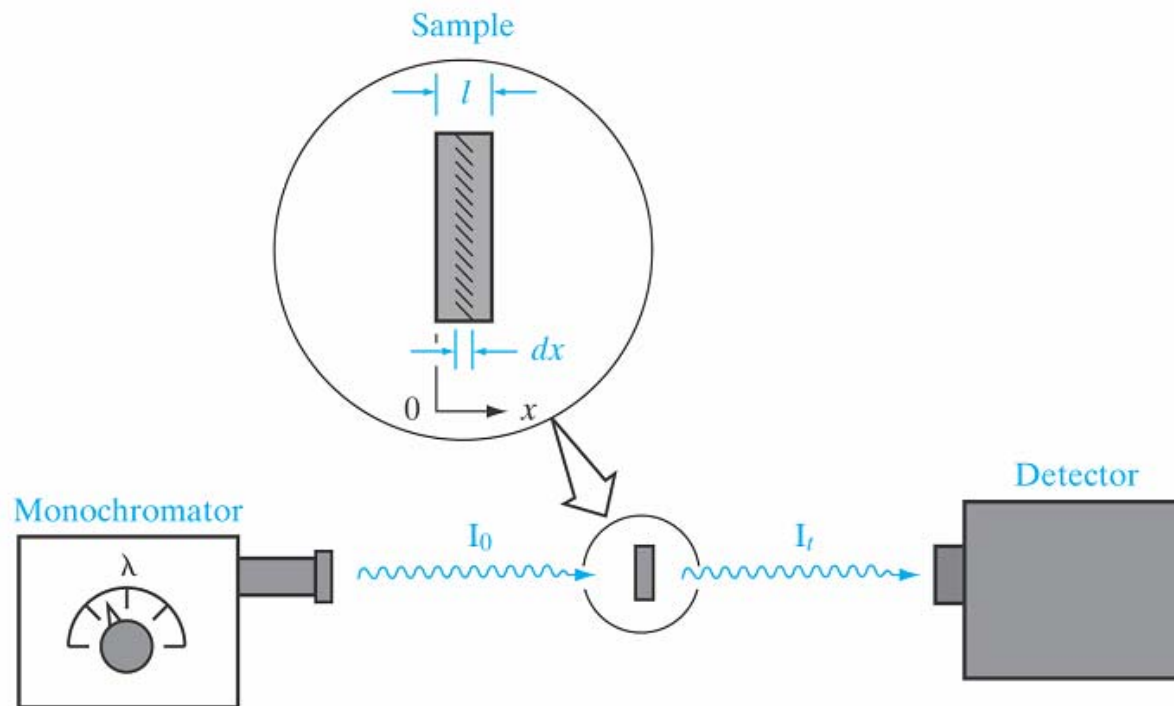
1.4 Exceso de portadores en semiconductores

- ☞ Interacción de fotones con semiconductores de banda prohibida directa e indirecta.
- ☞ Generación-recombinación de portadores en exceso.
- ☞ Corrientes de difusión

- La mayoría de los semiconductores operan por la creación de portadores de carga en exceso de valores de equilibrio térmico
- Estos portadores en exceso se pueden crear por absorción óptica.
- También se pueden generar por inyección a través de polarización directa en uniones p-n



- Si un haz de fotones con $h\nu > E_g$ incide sobre un semiconductor, habrá absorción, determinada por las propiedades del material.
- Se esperara que la razón de intensidad transmitida respecto a la luz incidente depende de la longitud de onda y el espesor de la muestra



La degradación de la intensidad $-dI(x)/dx$ es proporcional a la intensidad remanente en x :

$$-\frac{dI(x)}{dx} = \alpha I(x)$$

La solución a esta ecuación es

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$$

Y la intensidad de la luz transmitida a través del espesor de la muestra l es:

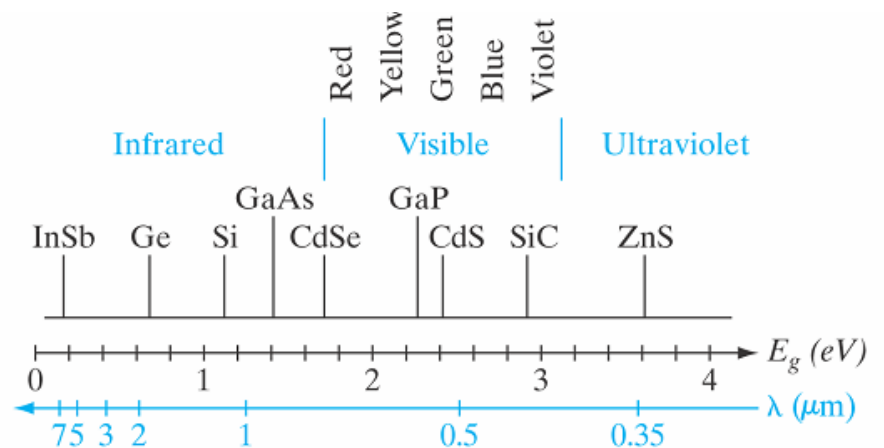
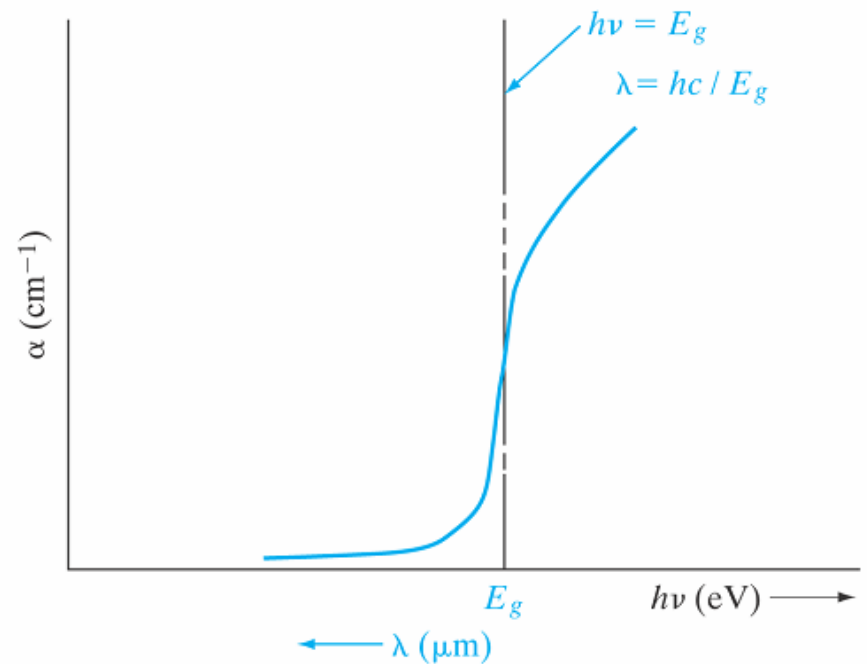
$$I_t(x) = I_0 e^{-\alpha l}$$

Donde α es llamado de coeficiente de absorción y sus unidades son cm^{-1} . Este coeficiente variará con la longitud de onda del fotón y con el material.

La relación entre la energía del fotón y la longitud de onda es

$E = hc/\lambda$. Si E está dada en electron-volts y λ en micrómetros, entonces

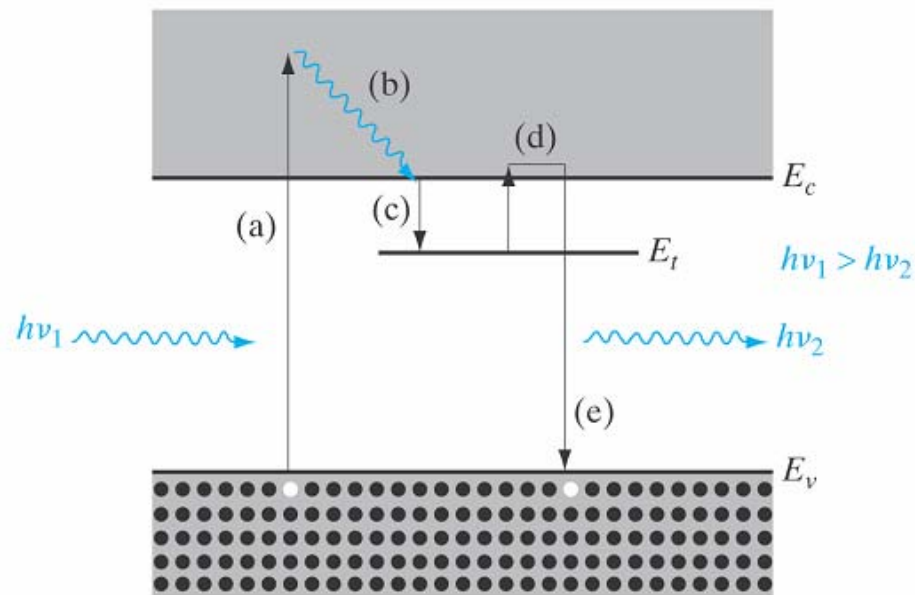
$$E = 1.24/\lambda.$$



Luminiscencia

- Solo algunos semiconductores pueden emitir luz, particularmente los compuestos semiconductores con banda prohibida directa.
- La propiedad general de emisión de luz se llama luminiscencia.
 1. *Fotoluminiscencia*. Si los portadores son excitados por absorción de fotones.
 2. *Catodoluminiscencia*. Si los portadores son creados por bombardeo de electrones de alta energía sobre el material.
 3. *Electroluminiscencia*. Si la excitación ocurre únicamente por la introducción de corriente en el material.

Fotoluminiscencia



➤ La recombinación directa es un proceso rápido, el tiempo de vida medio del EHP es del orden de 10^{-8} s o menor. De este modo, la emisión de fotones se detiene después de 10^{-8} s cuando la excitación se apaga. El proceso de luminiscencia rápida se refiere como *fluorescencia*.

➤ Sin embargo, alguna emisión en materiales continua por periodos de minutos o segundos después que la excitación se ha detenido. Este pequeño proceso se conoce como *fosforescencia*.

Tiempo de vida de portadores y Fotoconductividad

- Cuando se crea un exceso de electrones y huecos en un semiconductor, existe un correspondiente incremento en la conductividad de la muestra

$$J_x = q(n\mu_n + p\mu_p)E$$

- Si el exceso de portadores surge por una excitación óptica, el incremento resultante de la conductividad se llama *fotoconductividad*.

Recombinación directa de electrones y huecos

- En recombinación directa, el exceso de población decae por la disminución de electrones de la banda de conducción a estados vacíos (huecos) en la banda de valencia.
- La energía perdida por un electrón durante la transición se transforma en un fotón.
- La probabilidad de que un electrón y hueco se recombinen es constante en el tiempo.
- Como en el caso de portadores por dispersión, esta probabilidad lleva a esperar una solución constante de la disminución del exceso de portadores.

- Razón neta de cambio de la concentración de electrones en la banda de conducción: razón de generación térmica menos la razón de recombinación.

$$\frac{dn(t)}{dt} = \alpha_r n_i^2 - \alpha_r n(t)p(t)$$

- Exceso de población de pares electrón-hueco

$$\begin{aligned} \frac{d\delta n(t)}{dt} &= \alpha_r n_i^2 - \alpha_r [n_0 + \delta n(t)][p_0 + \delta p(t)] \\ &= -\alpha_r [(n_0 + p_0)\delta n(t) + (\delta n(t))^2] \end{aligned}$$

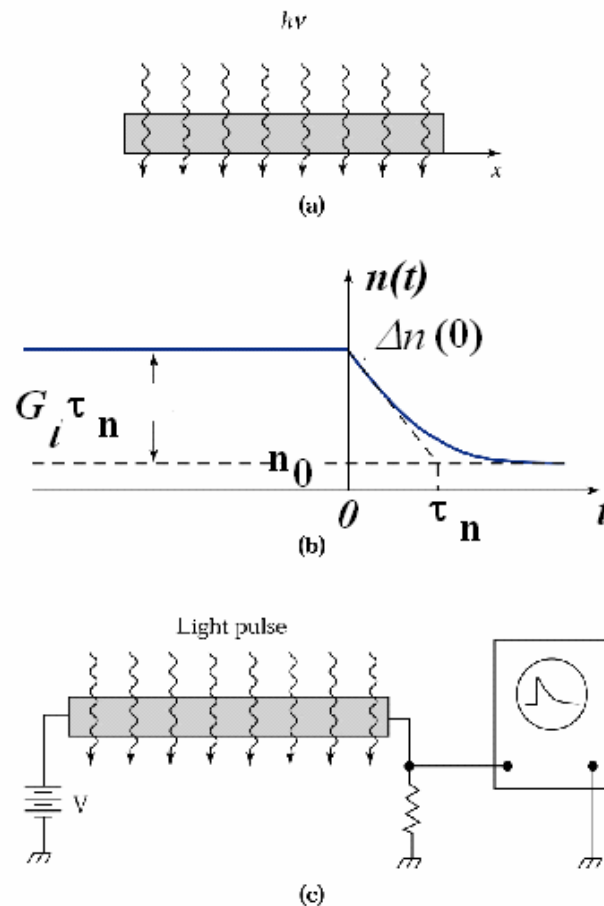
- Si el material es tipo-p ($p_0 \gg n_0$)

$$\frac{d\delta n(t)}{dt} = -\alpha_r p_0 \delta n(t)$$

- Solución: exponencial a partir de la concentración original del exceso de portadores

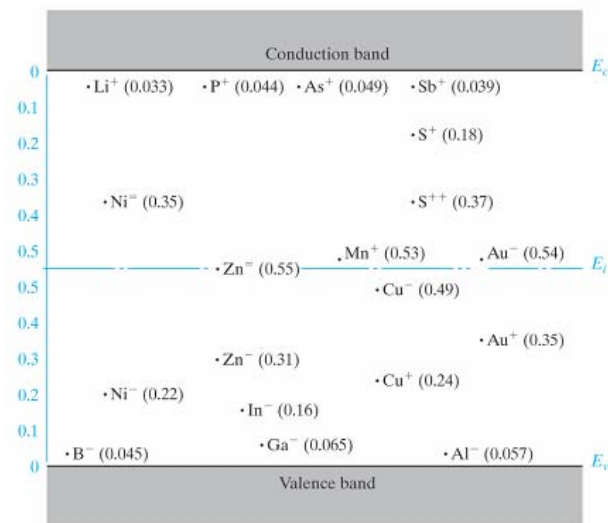
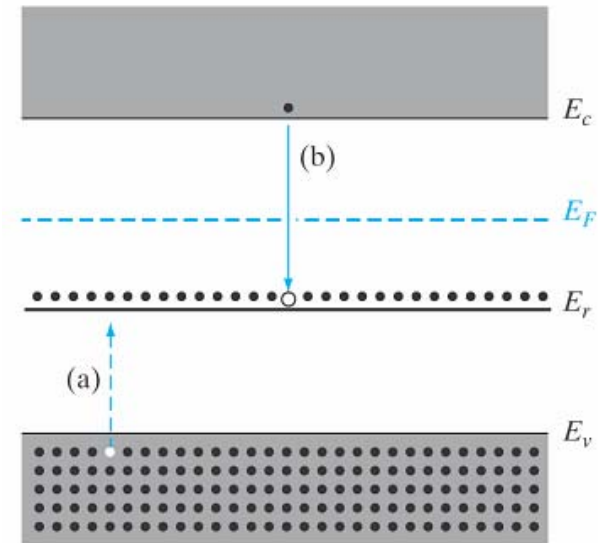
$$\delta n(t) = \Delta n \exp[-\alpha_r p_0 t] = \Delta n \exp\left[-\frac{t}{\tau_n}\right]$$

- Exceso de electrones en un semiconductor tipo-p se recombinan en función de la constante de tiempo de vida de portadores minoritarios, $\tau_n = (\alpha_p p_0)^{-1}$



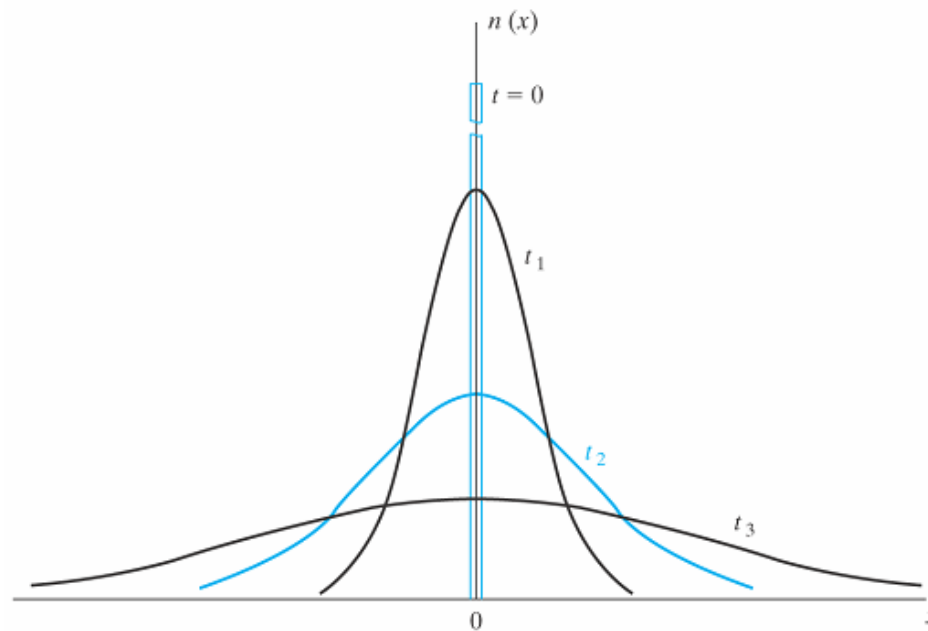
Recombinación Indirecta

- Para semiconductores de banda indirecta, el proceso de recombinación dominante es una transición indirecta vía estados de energía localizados en la banda prohibida.



Difusión

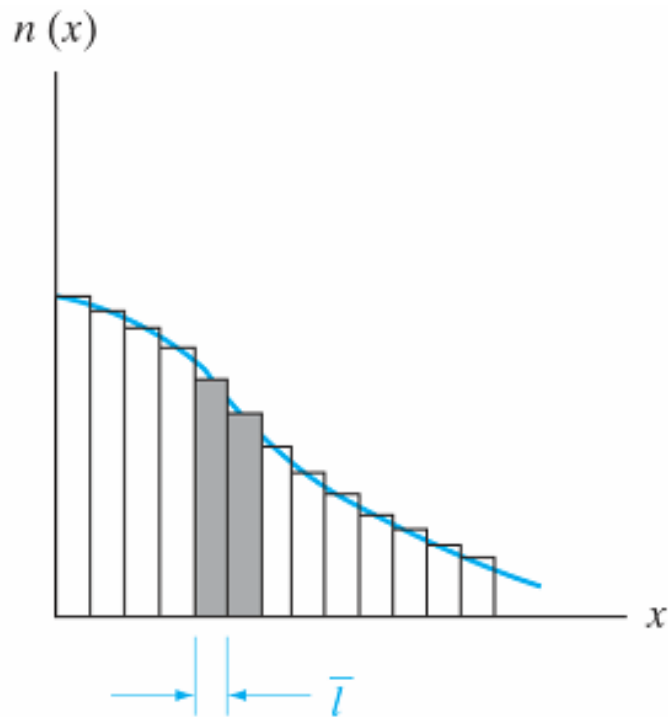
- Donde quiera que exista un gradiente de concentración de partículas móviles, habrá una difusión de las regiones de alta concentración hacia las regiones de baja concentración, debido al movimiento aleatorio.
- La difusión representa un proceso muy importante de transporte de carga en semiconductores



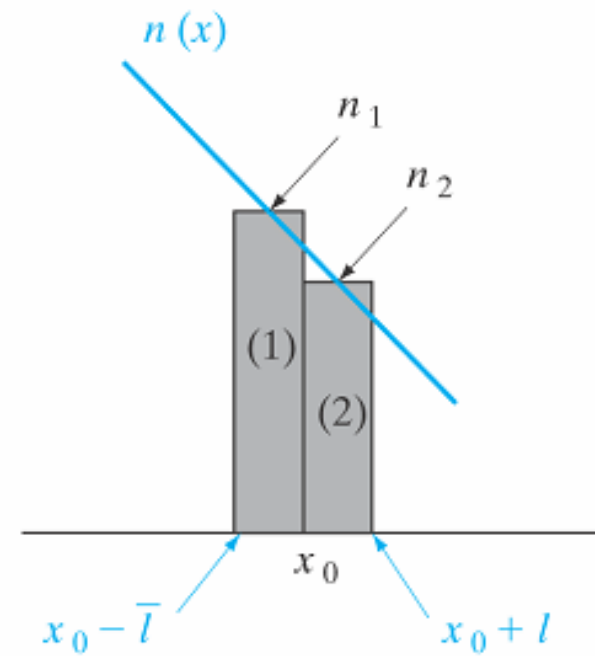
- Como los electrones (o huecos) se mueven con velocidad térmica v_{th} sufrirán colisiones aleatorias.
- En la ausencia de campo eléctrico tienen igual probabilidad de moverse en cualquier dirección entre colisiones.
- La distancia promedio de recorrido entre colisiones es el camino medio libre l
- El tiempo promedio entre colisiones es el tiempo medio libre τ_c

$$l = v_{th} \tau_c$$

- Semiconductor tipo-n con concentración de portadores que varia en la dirección x



(a)



(b)

- Flujo de electrones por unidad de área cruzando el plano desde la izquierda

$$\phi_n = \frac{\frac{1}{2} n(-l) l}{\tau_c} = \frac{1}{2} n(-l) v_{th}$$

- Flujo de electrones por unidad de área cruzando el plano desde la derecha

$$\phi_n = \frac{\frac{1}{2} n(l) l}{\tau_c} = \frac{1}{2} n(l) v_{th}$$

- Flujo neto de electrones fluyendo de la izquierda hacia la derecha

$$\phi_n = \frac{1}{2} v_{th} [n(-l) - n(l)]$$

- Se pueden aproximar las densidades de electrones a $x=-l$ y $x=l$ para los dos primeros términos de una serie de Taylor

$$\phi_n = \frac{1}{2} v_{th} \left[\left(n(0) - l \frac{dn}{dx} \right) - \left(n(0) + l \frac{dn}{dx} \right) \right]$$

- Lo cual reduce la expresión a,

$$\phi_n = -v_{th} l \frac{dn}{dx}$$

Coeficiente de difusión
depende de procesos de
dispersión y temperatura

$$\phi_n = -D_n \frac{dn}{dx}$$

Densidad de corriente de difusión

- La densidad de corriente puede fluir en ausencia de un campo eléctrico debido a la difusión de huecos y electrones

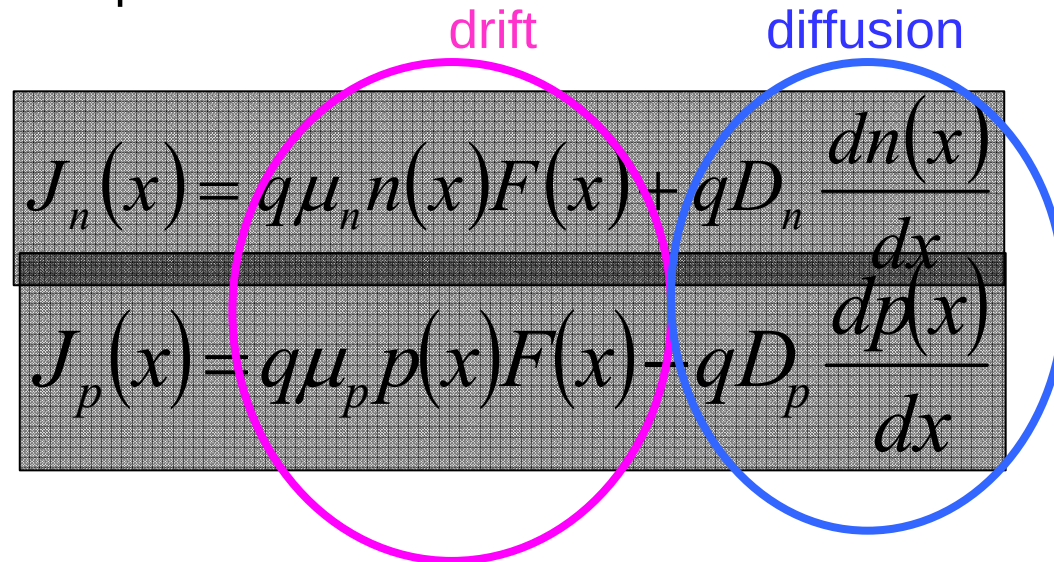
$$J_{(diff)} = J_{n(diff)} + J_{p(diff)}$$

- La densidad de corriente es el producto de la carga y el flujo de la partícula

$$J_{(diff)} = qD_n \frac{dn}{dx} - qD_p \frac{dp}{dx}$$

Difusión y Deriva de portadores

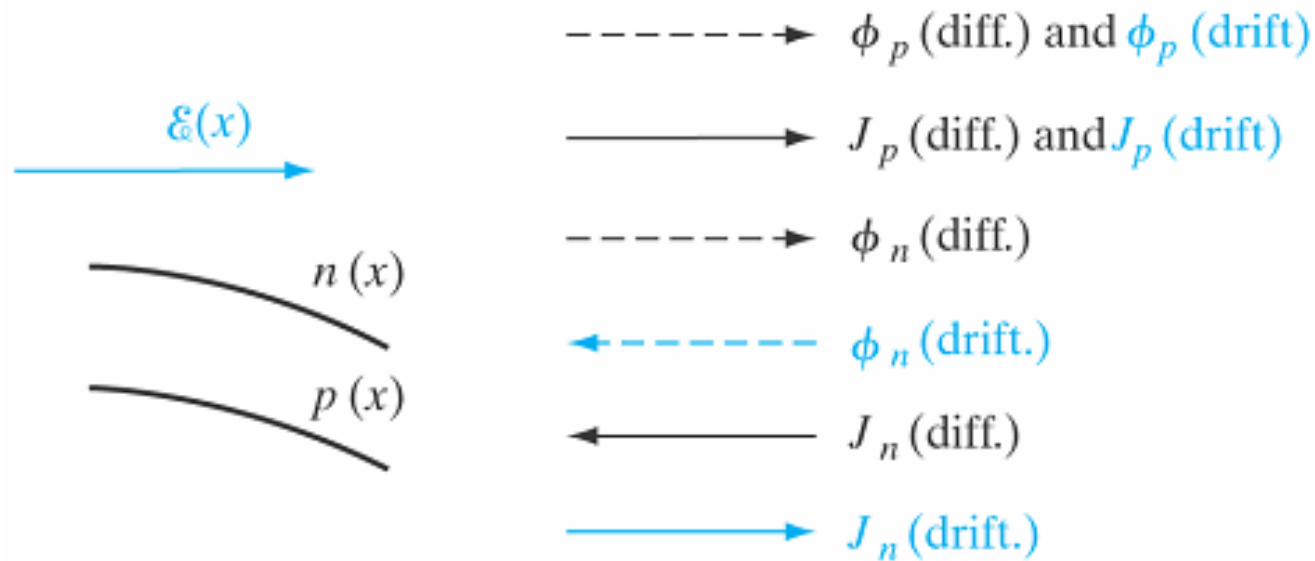
- Si un campo eléctrico está presente junto al gradiente de portadores, la densidad de corriente tendrá una componente de deriva y una componente de difusión.


$$\begin{aligned} J_n(x) &= q\mu_n n(x)F(x) + qD_n \frac{dn(x)}{dx} \\ J_p(x) &= q\mu_p p(x)F(x) - qD_p \frac{dp(x)}{dx} \end{aligned}$$

- La densidad de corriente total es la suma de las contribuciones por electrones y huecos.

$$J(x) = J_n(x) + J_p(x)$$

- La corriente total se debe por el flujo de electrones o de huecos, dependiendo de las concentraciones, magnitudes y direcciones del campo eléctrico y gradientes de portadores.



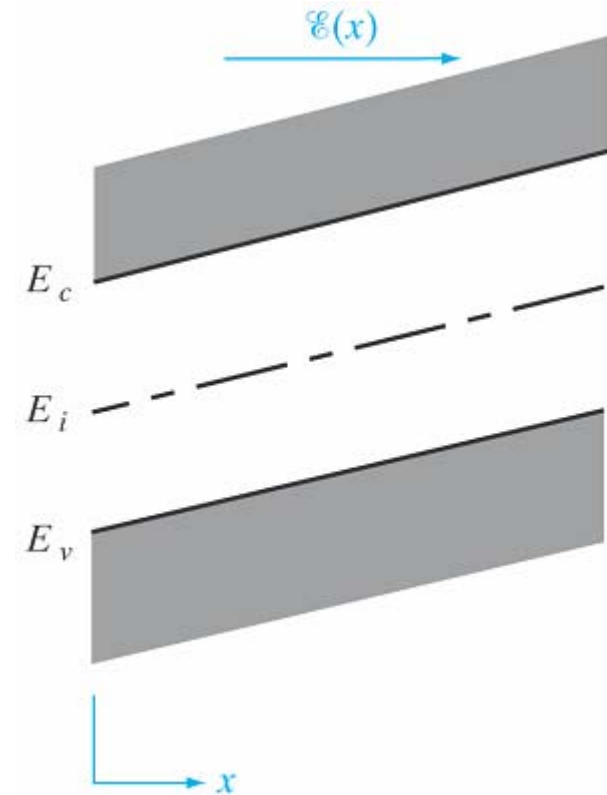
- Un resultado importante es que los portadores minoritarios pueden contribuir significativamente a la densidad de corriente a través de la difusión.

El potencial electrostático varía en la dirección opuesta al campo eléctrico.

$$F(x) = -\frac{dV(x)}{dx}$$

Se puede relacionar $F(x)$ a la energía potencia en el diagrama de bandas. Escogiendo E_i como referencia:

$$F(x) = -\frac{dV(x)}{dx} = -\frac{d}{dx} \left[\frac{E_i}{-q} \right] = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx}$$



Relación de Einstein (relación entre movilidad y difusividad)

En equilibrio, no hay flujos de densidad de corriente en un semiconductor.

$$0 = q\mu_p p(x)F(x) - qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

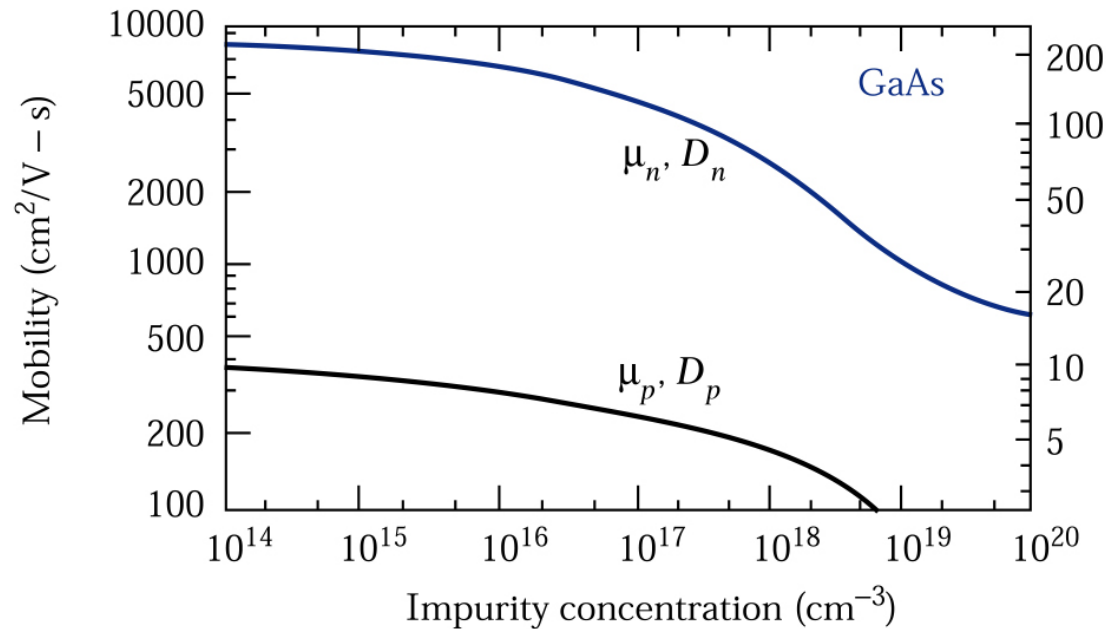
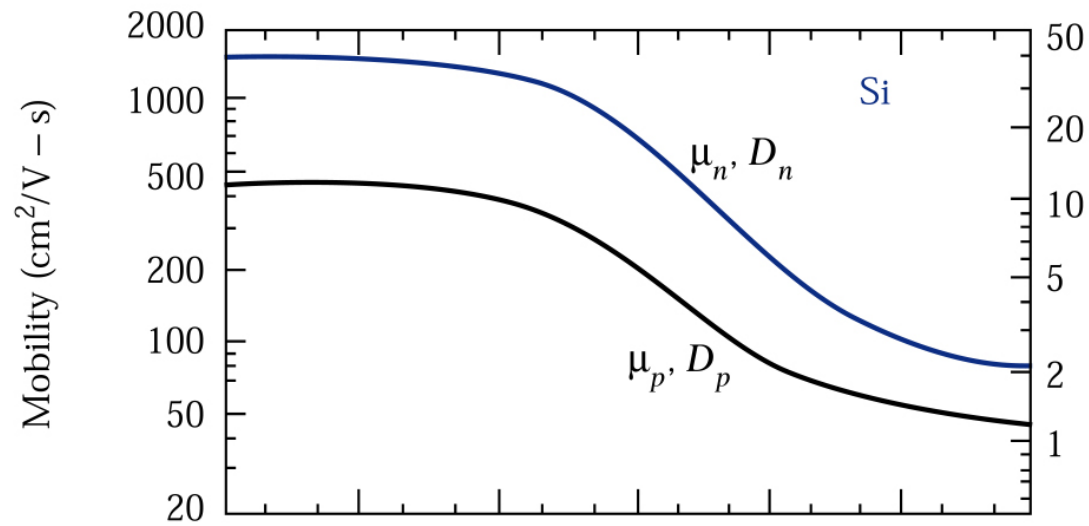
$$F(x) = \frac{D_p}{\mu_p p(x)} \frac{dp(x)}{dx} \text{ by using } p(x) = n_i \exp\left[\frac{E_i - E_F}{kT}\right]$$

$$F(x) = \frac{D_p}{\mu_p p(x)} \frac{p(x)}{kT} \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right]$$

The equilibrium Fermi Level does not vary with x , the derivative of E_i is given by the equ. in the previous page:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q}$$

Einstein's relation



Mobility ($\text{cm}^2/\text{V-s}$)

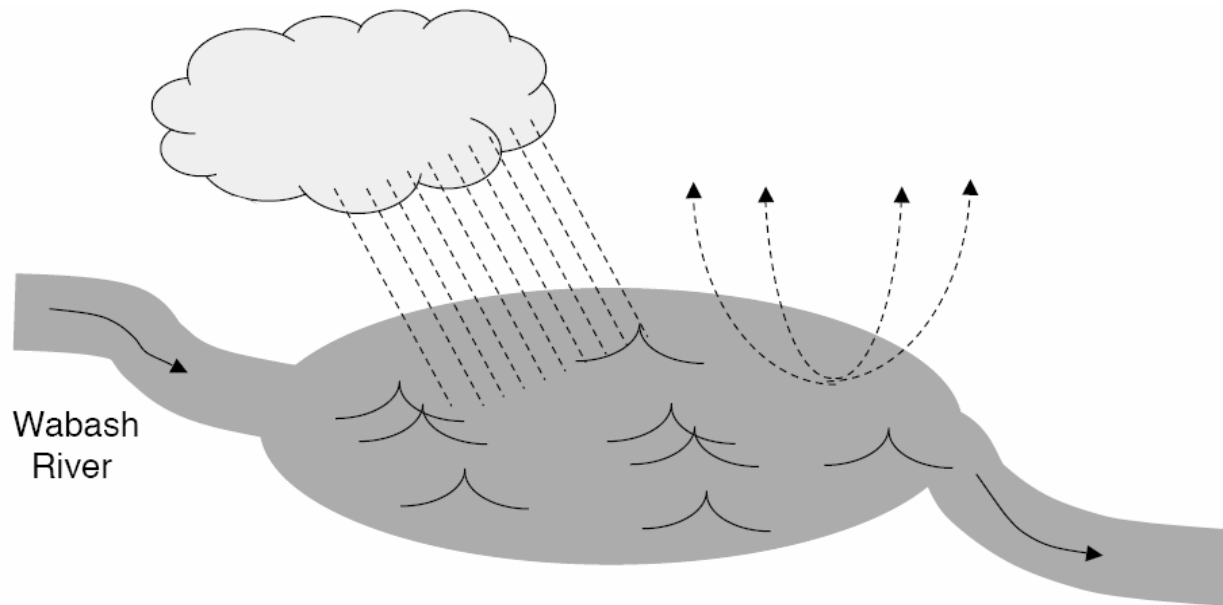
Mobilities and diffusivities in Si and GaAs at 300 K as a function of impurity concentration.

Diffusivity (cm^2/s)

Ecuación de continuidad

A simple statement of conservation of particles emerges...

Rate of particle flow = Particle flow rate due to current – Particle loss due to recombination + Particle gain due to generation.

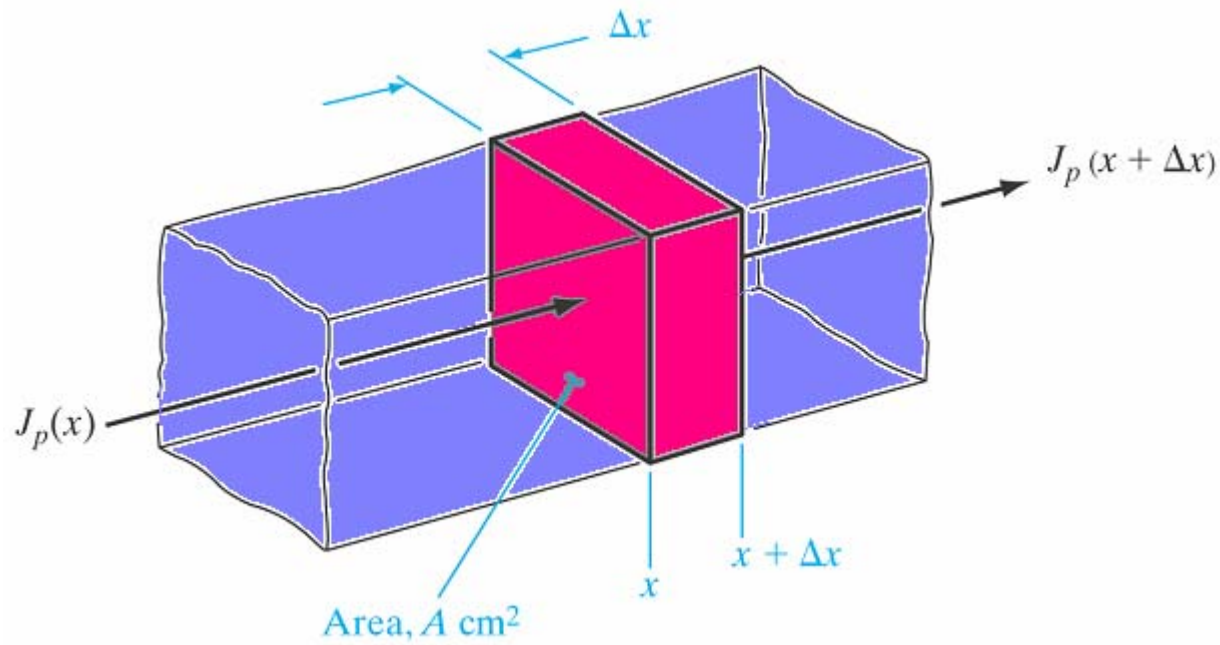


Rate of increase of
water level in lake = (in flow - outflow) + rain - evaporation

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{J}_p / q) + G - R$$

NCN

To derive it we will consider a thin slice of semiconductor and the processes which control the number of electrons within it, rate of flow in at x , rate of flow out at $x+\Delta x$, and the rates of generation and recombination within the slice



Ecuación de continuidad de corriente

A simple statement of conservation of particles emerges...

Rate of particle flow = Particle flow rate due to current – Particle loss due to recombination + Particle gain due to generation.

Hole flow rate into the slice at x is simply the current at x divided by the charge of an electron,

$$\frac{J_p(x)A}{q}$$

Similarly hole flow rate out of the slice at $x+dx$ is simply the current at $x+dx$ divided by the charge of an hole,

$$\frac{J_p(x+dx)A}{q}$$

The rates of generation and recombination within the slice are defined for the moment simply as G_n and R_n respectively.

The overall rate of change in the number of electrons in the slice is then,

$$\frac{\partial p}{\partial t} A dx = \left[\frac{J_p(x)A}{q} - \frac{J_p(x+dx)A}{-q} \right] + (G_n - R_n)A dx$$

A Taylor series expansion of the second current term gives,

$$J_p(x+dx) \cong J_p(x) + \frac{\partial J_p}{\partial x} dx$$

So the basic continuity equation for holes reduces to,

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + (G_p - R_p)$$

Similarly for electrons,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + (G_n - R_n)$$

Razón de recombinación

Electrons in the conduction band can recombine with holes in the valence band to generate a photon.

Let's consider a p-type semiconductor where $p \gg n$

Excess electrons injected by some means (e.g. the absorption of light) will recombine with the majority carriers (holes) with a recombination rate given by,

Recombination lifetime $\rightarrow$

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

Excess electron density

$$\Delta n = n_p - n_{po}$$

electron density
equilibrium electron density

$$\tau_n = \frac{1}{\beta p_{po}}$$

Back to the continuity equation then with our recombination rate,

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + G_n - \frac{n_p - n_{po}}{\tau_n}$$

Similarly for holes,

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G_p - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p}$$

Things could start to get really complicated when we substitute in our earlier expressions for drift and diffusion currents...

...but instead we will look at the special case where the current is carried only by the diffusion process and there is no generation.

This is often the case when considering transport in p-n junction diodes and bipolar transistors when there are no optical excitations.

$$J_{n(diff)} = eD_n \frac{\partial n_p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{po}}{\tau_n}$$

This will play a role later in our discussion of p-n diodes & bipolar transistors.

Longitud de difusión

In the steady state the time derivative is zero so,

$$D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} = \frac{n_p - n_{po}}{\tau_n}$$

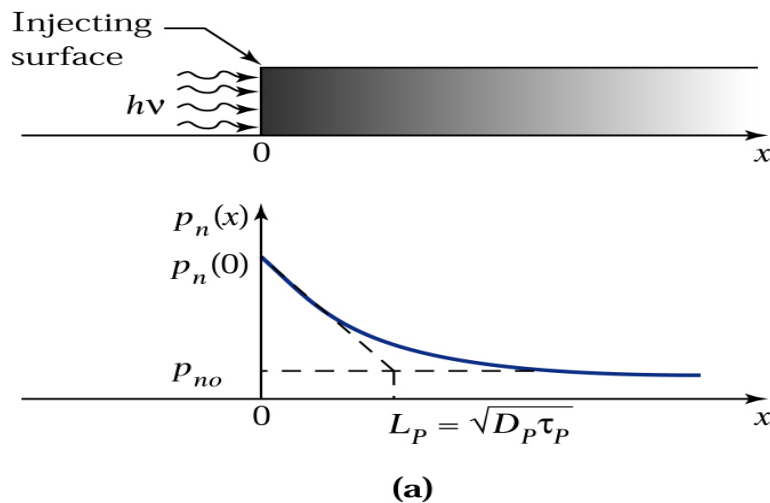
$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} = \frac{n_p - n_{po}}{D_n \tau_n} = \frac{n_p - n_{po}}{L_n^2}$$

Where we have defined an important quantity called the diffusion length,

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

Consider an n-type semiconductor with steady state injection on one side



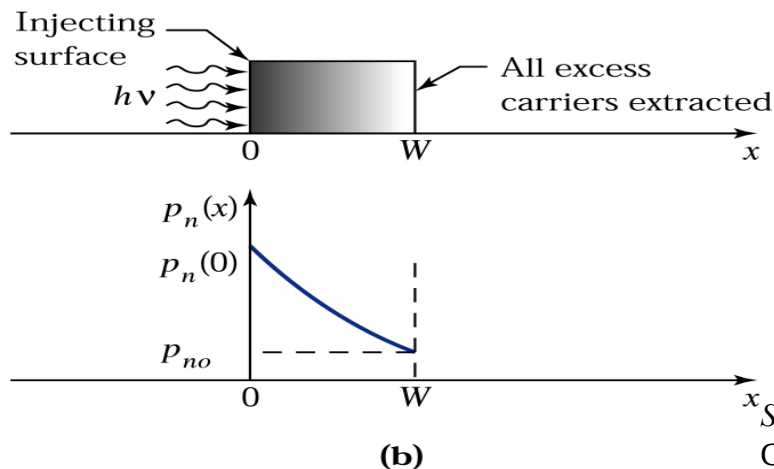
$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0 = D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p}$$

Boundary conditions are,

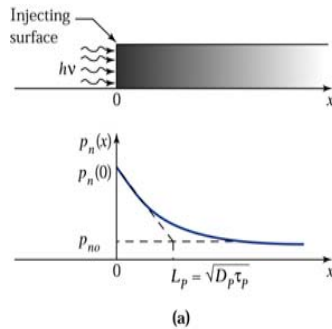
$$p_n(x=0) = p_n(0) \quad p_n(x \rightarrow \infty) = p_{no}$$

Solution of $p_n(x)$ is,

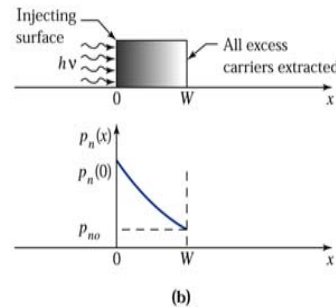
$$p_n(x) = p_{no} + [p_n(0) - p_{no}] e^{-x/L_p}$$



Minority carrier density decays with a characteristic length given by L_p



If all excess carriers are extracted at W (the thickness of the sample),



Boundary conditions are,

$$p_n(x=0) = p_n(0) \quad p_n(W) = p_{no}$$

Semiconductor Devices, 2/E by S. M. Sze
Copyright © 2002 John Wiley & Sons, Inc. All rights reserved.

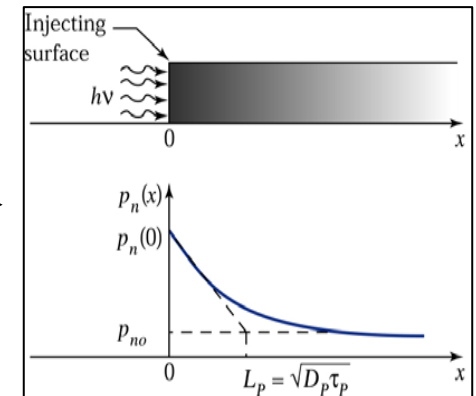
Solution of $p_n(x)$ is,

$$p_n(x) = p_{no} + [p_n(0) - p_{no}] \left[\frac{\sinh(W - x/L_p)}{\sinh(W/L_p)} \right]$$

For a small W $p_n(x)$ decays linearly

$$W \gg L_p$$

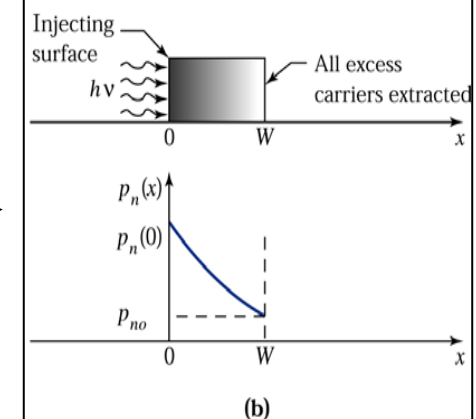
This is the case for example in a long p-n diode where the carriers are injected at the origin and the excess density decays exponentially to zero deep within the bulk of the semiconductor.



(a)

$$W \ll L_p$$

This is the case for example in a bipolar transistor with a narrow base region. In this case the carrier density varies essentially linearly from one boundary value to the other.



(b)