

B.5. El diodo de emisión de luz (LED)

B.5.1. Introducción

Una importante componente del procesado óptico de la información es la generación de señales ópticas. Las señales ópticas se utilizan en comunicaciones donde los resultados que se obtienen al utilizar fibras ópticas para la transmisión de la información son mucho mejores que los obtenidos mediante la utilización de cables metálicos. Las señales ópticas son necesarias para la proyección de la información en dispositivos visualizadores. Los haces ópticos son necesarios también en sistemas de memoria basados en lectura óptica.

El diodo emisor de luz o LED es uno de los dispositivos fotónicos más sencillos y tiene importantes aplicaciones tanto para visualización como para generar señales ópticas en comunicaciones. Comparado con el diodo láser (LD) su fabricación es mucho más sencilla pues no requiere una cavidad óptica especial para su funcionamiento. Aunque sus desventajas son una baja señal óptica, un espectro muy ancho y de luz no coherente y una respuesta bastante lenta.

B.5.2. Materiales para los LEDs

La simplicidad del LED lo hace muy atractivo como componente para la visualización y las aplicaciones de comunicación. El LED puede operar hasta frecuencias de modulación de 1GHz. La anchura espectral de la señal óptica de un LED es del orden de $k_B T$ lo que se traduce en un margen de longitudes de onda entre 200Å -300Å a temperatura ambiente. Aunque esto es un espectro bastante amplio, para el ojo humano representa un solo color. Como aplicación reciente cabe destacar la utilización de LEDs como luces traseras en vehículos y en semáforos.

La estructura básica de un LED es una unión p-n la cual está directamente polarizada inyectándose electrones y huecos en las zonas p y n respectivamente. La carga correspondiente a los portadores minoritarios inyectados en cada una de estas zonas se recombina con la correspondiente a la de los portadores mayoritarios bien en la zona de agotamiento o bien en las zonas neutras. En semiconductores de gap directo, esta recombinación da lugar a una emisión de luz (fotones), es decir, que en estos materiales de alta calidad domina la recombinación radiante. Sin embargo, en materiales de gap indirecto el rendimiento de la emisión de luz es bastante pobre, la mayor parte de las recombinaciones tiene un rendimiento muy bajo generando mas bien calor que luz.

Los dispositivos emisores de luz (LEDs) son una de las clases de dispositivos que ha dado mayor ímpetu a la industria de los componentes semiconductores. Como el silicio (Si) es un material de gap indirecto, y la recombinación radiante en él es muy pobre, dicho material que domina todas las demás áreas de la electrónica, no es un material utilizado cuando se habla de emisión de luz (LEDs). Así, las consideraciones a tener en cuenta a la hora de elegir un material para la fabricación de LEDs son las siguientes.

Energía de emisión: La luz emitida por un dispositivo es cercana a la anchura de la banda prohibida del semiconductor. El deseo de tener una emisión energética particular tiene una serie de motivaciones. Por una parte si buscamos colores determinados para la emisión de luz se debe elegir un material para cada color. A menudo se seleccionan aleaciones de materiales ya que tienen una mayor flexibilidad en el rango de anchuras de banda asequibles. Por otra parte, si se requieren fuentes para comunicaciones ópticas se han de elegir materiales que puedan emitir en las longitudes de onda de $1,55\mu\text{m}$ o $1,3\mu\text{m}$ pues en dichas longitudes de onda se tienen dos mínimos en la representación de las pérdidas en la fibra óptica como se puede observar en la siguiente figura. Esto es especialmente cierto en comunicaciones a larga distancia, es decir, de cientos o incluso miles de kilómetros. Materiales como el GaAs que emiten a $0,8\mu\text{m}$, pueden todavía ser utilizados en redes locales (LANs) para comunicaciones dentro de un edificio o un área local.

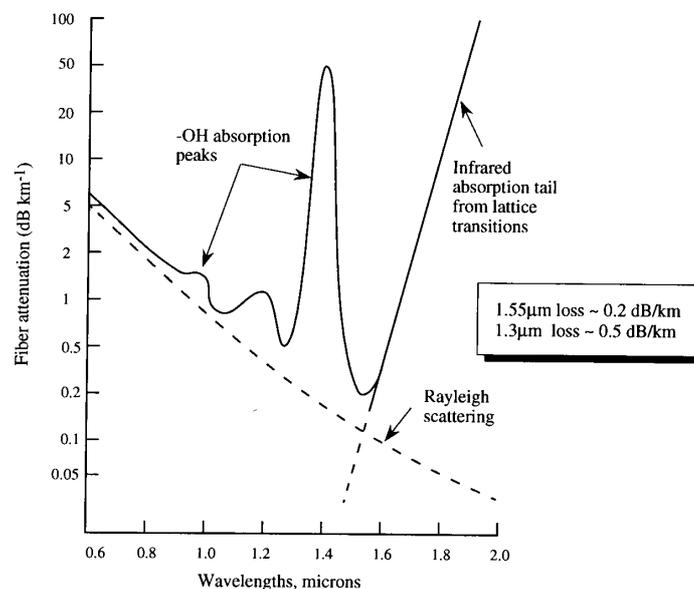


Fig. B.5.1: Atenuación óptica frente a la longitud de onda para una fibra óptica. Las pérdidas son principalmente por absorción y scattering.

Disponibilidad del sustrato: Casi todas las fuentes luminosas en optoelectrónica dependen de las técnicas de crecimiento epitaxial cristalino empleadas en las que se produce el crecimiento de una fina capa activa (de pocas micras) sobre un sustrato (el cual es de alrededor de $200\mu\text{m}$). En tecnología de crecimiento epitaxial es muy importante la disponibilidad de sustratos de alta calidad. Si no es posible encontrar un sustrato cuya estructura cristalina sea congruente con la de la capa activa del dispositivo, éste podrá presentar dislocaciones u otro tipo de defectos que pueden afectar seriamente a su funcionamiento.

Los sustratos más importantes disponibles para su aplicación en emisión luminosa son el GaAs y el InP. Existen unos pocos semiconductores y aleaciones de estos que presentan estructuras cristalinas congruentes con estos sustratos. Materiales que no se acoplen bien a estos dos últimos materiales tienen un problema por las técnicas de fabricación existentes en la actualidad.

Las aleaciones de $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ se acoplan muy bien a sustratos de GaAs; las de $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ y $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ se acoplan bien al sustrato de InP; el InGaAsP es un material compuesto de cuatro elementos cuya composición se puede adaptar para acoplarse bien al InP

emitiendo a $1,55\mu\text{m}$; y por último está el GaAsP que presenta un amplio rango de variación de anchuras de banda prohibida disponibles. En la actualidad está aumentando el interés por los materiales con grandes gaps de energía tales como ZnSe, ZnS, SiC, AlInGaP y GaN capaces de emitir luz azul o verde. El motivo es permitir avances en la tecnología de los visualizadores y en aplicaciones de memoria óptica de alta densidad (una longitud de onda más corta permite la lectura de características más pequeñas). Es posible también ya encontrar en el mercado LEDs de SiC y de GaN aunque sólo por parte de determinados fabricantes.

Es importante también tener en cuenta que aleaciones como GaAlAs y GaAsP pasan de ser semiconductores directos a indirectos según las relaciones de la aleación como puede ser visto en la siguiente figura. Para una eficiente emisión de luz necesitamos trabajar en el caso de semiconductor directo.

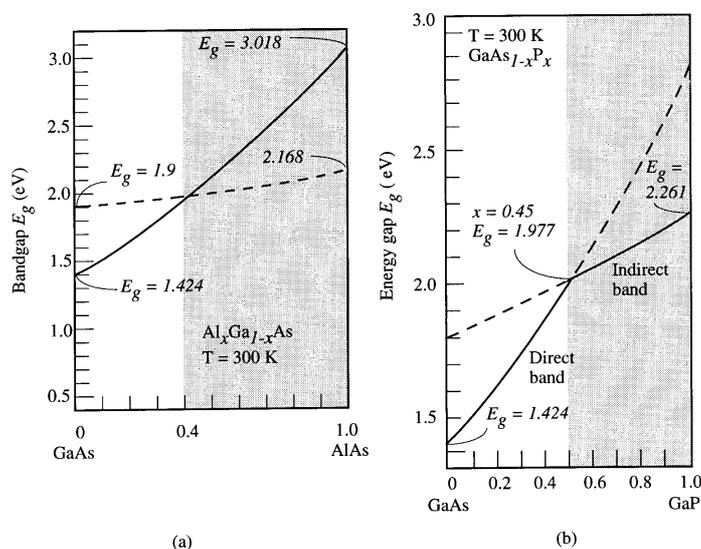


Fig. B.5.2: Gap energético de a) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ y b) $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ en función de la composición de la aleación. Se observa que pasa de directo a indirecto.

Como vimos en el anterior tema, la conservación del momento causa que en semiconductores de gap directo se produzcan fuertes transiciones radiantes. Algunos materiales de gap indirecto, sin embargo, pueden tener también una eficiencia radiante razonable si se dopan con unas impurezas adecuadas. Estas impurezas crean niveles energéticos en la banda prohibida, que constituyen un punto intermedio en el camino del electrón bien hacia la banda de conducción o hacia la de valencia. Las velocidades de absorción o de emisión son, sin embargo, más pequeñas que en semiconductores de gap directo. Como la eficiencia de la emisión de luz es pobre en estos materiales, estos pueden ser utilizados en la fabricación de LEDs pero no en la de diodos láser en que se requieren eficiencias radiantes mayores.

B.5.3. Funcionamiento del LED

El LED es una unión p-n directamente polarizada en la que se inyectan electrones y huecos en una región en donde se recombinan. En general, la recombinación se puede producir por procesos radiantes o no radiantes. En una recombinación radiante electrón y hueco se recombinan emitiendo un fotón. En una recombinación no radiante, la

recombinación da lugar a calor o vibraciones de la estructura. Se puede definir un tiempo de vida para los portadores que se recombinen de forma radiante (τ_r) y otro para los que se recombinen de forma no radiante (τ_{nr}) siendo el tiempo de recombinación total (para por ejemplo un electrón τ_n):

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (\text{B.5.1})$$

La eficiencia cuántica interna para el proceso radiante se define entonces como

$$\eta_{Qi} = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_{nr}}} \quad (\text{B.5.2})$$

En semiconductores directos de alta calidad, la eficiencia cuántica interna es cercana a la unidad. En materiales indirectos el rendimiento es del orden de 10^{-2} a 10^{-3} .

B.5.3.1. Inyección de portadores y emisión espontánea

El LED es, en esencia, un diodo p-n directamente polarizado. Los electrones y los huecos inyectados como portadores minoritarios atraviesan la unión y se recombinan bien por recombinación radiante, bien por recombinación no radiante. El diodo debe ser diseñado para que la recombinación radiante sea lo más fuerte posible.

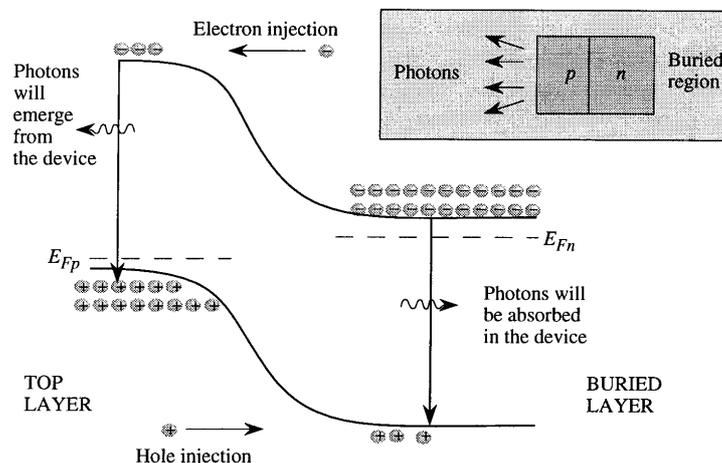


Fig. B.5.3: Figura en que se observa la inyección de portadores en una unión. Los huecos inyectados en la zona profunda generan fotones que no saldrán a la superficie por ser reabsorbidos. Los fotones generados por los electrones al estar más cerca de la superficie sí que serán emitidos al exterior.

En condiciones de polarización directa los electrones son inyectados desde la zona n a la p mientras que los huecos son inyectados desde la zona p a la n. La corriente de polarización directa, en general consta de tres componentes: i) Corriente de difusión de los electrones inyectados a través de la unión a la zona p, ii) Corriente de difusión de los huecos inyectados a través de la unión a la zona n; iii) Corriente de recombinación en la zona de agotamiento de anchura W debida a la presencia de impurezas o defectos que permiten la

existencia de niveles energéticos en la banda prohibida. Las densidades de estas tres corrientes son:

$$J_n = \frac{eD_n n_p}{L_n} \left[e^{\left(\frac{eV}{k_B T}\right)} - 1 \right] \quad (\text{B.5.3})$$

$$J_p = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[e^{\left(\frac{eV}{k_B T}\right)} - 1 \right] \quad (\text{B.5.4})$$

$$J_{GR} = \frac{en_i W}{2\tau} \left[e^{\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)} - 1 \right] \quad (\text{B.5.5})$$

donde J_n y J_p son las densidades de corriente de difusión de electrones y de huecos, D_n y D_p son las constantes de difusión de electrones y huecos en las regiones p y n, n_p y p_n son las concentraciones de electrones y huecos en las zonas neutras p y n alejadas de la unión, V es la tensión aplicada, W la anchura de la zona de agotamiento, n_i la concentración intrínseca y τ el tiempo de recombinación en la zona de agotamiento el cual depende de la concentración de estados energéticos intermedios.

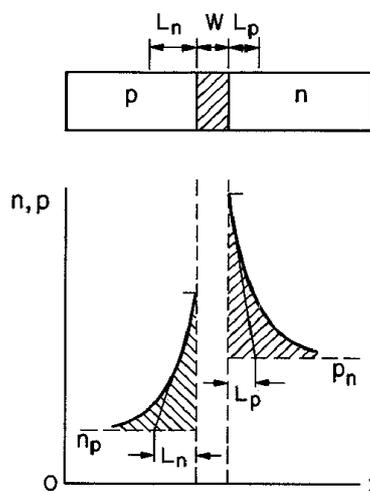


Fig. B.5.4: Unión p-n directamente polarizada. Concentraciones en exceso de portadores minoritarios inyectados y longitudes de difusión L_n y L_p para una unión de tipo p^+n ($p_n \gg n_p$).

El LED se diseña de forma que los fotones se emiten desde la parte superior del diodo (zona p) y no de la parte inferior (n), ya que en este último caso tendrían una alta posibilidad de ser absorbidos antes de emerger. En consecuencia es preferible que la inyección de electrones en la zona p sea mucho mayor que la de huecos en la zona n, de forma que la corriente pase a estar dominada por los electrones (es decir $J_n \gg J_p$). La relación de la densidad de corriente de electrones frente a la densidad de corriente total, se llama eficiencia de la inyección γ_{iny} .

$$\gamma_{iny} = \frac{J_n}{J_n + J_p + J_{GR}} \quad (B.5.6)$$

Si el diodo es de tipo pn⁺, n_p >> p_n y entonces como puede ser visto a partir de las fórmulas anteriores la inyección de electrones en la zona p es mucho mayor que la de huecos en la n y J_n >> J_p. Si además el material es de alta calidad de manera que la corriente de recombinación en la región espacial de carga es muy pequeña, la eficiencia de la inyección valdrá casi uno.

Una vez se hayan inyectado los portadores minoritarios (electrones) en la región dopada neutra (tipo p), electrones y huecos se recombinarán produciendo fotones. Estos también pueden recombinarse de forma no radiante debido a la presencia de defectos o mediante fonones. El proceso de recombinación radiante fue introducido en el anterior tema y vamos a comentarlo de nuevo brevemente para semiconductores de gap directo.

Como se comentó, el proceso de recombinación radiante es un proceso "vertical" en k, es decir, el valor de k para el electrón y el hueco en las bandas de conducción y valencia respectivamente es el mismo. Como puede observarse en la siguiente figura, la energía del fotón está relacionada con las energías de electrón y hueco a partir de la expresión,

$$\hbar\omega - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left[\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right] = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (B.5.7)$$

donde m_r^{*} es la masa reducida para el sistema electrón-hueco.

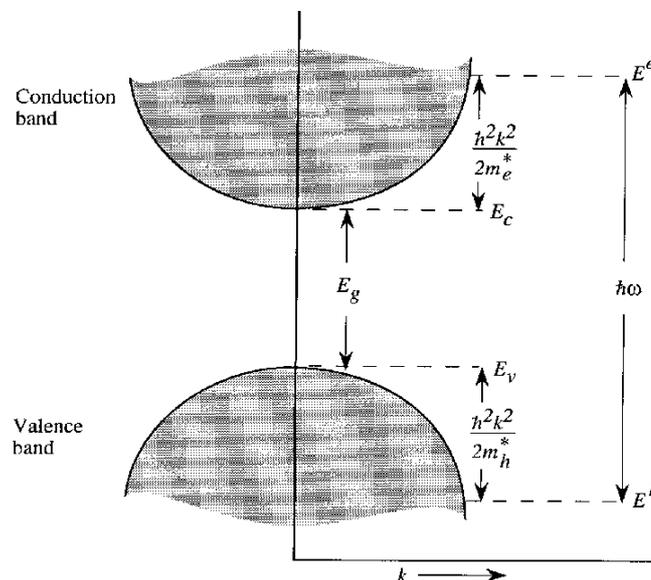


Fig. B.5.5: Diagrama E-k para las bandas de valencia y conducción.

Las energías del electrón y del hueco se relacionan con la energía del fotón por las relaciones,

$$E^e = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} = E_c + \frac{m_r^*}{m_e^*} (\hbar\omega - E_g) \quad (B.5.8)$$

$$E^h = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} = E_v - \frac{m_r^*}{m_h} (\hbar\omega - E_g) \quad (\text{B.5.9})$$

Si tenemos un electrón en la banda de conducción y un hueco en la banda de valencia con el mismo valor de k , los dos pueden recombinarse y emitir un fotón. Hay dos clases diferentes de procesos de emisión. El primero es la emisión espontánea (la cual vamos a tratar en este tema), en la que un electrón se recombina con un hueco, aunque no haya fotones presentes, y emite un fotón. La velocidad de este proceso de recombinación radiante viene dada por la siguiente expresión:

$$W_{em} = \frac{e^2 n_r \hbar\omega}{3\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3 \hbar^2} |p_{cv}|^2 \quad (\text{B.5.10})$$

donde n_r es el índice de refracción del semiconductor, m_0 la masa del electrón libre y p_{cv} es el elemento de la matriz de momento entre la banda de valencia y la banda de conducción. Se puede comprobar que p_{cv} no varía mucho de un semiconductor a otro y tiene un valor que viene dado por

$$\frac{2p_{cv}^2}{m_0} \cong 22eV \quad (\text{B.5.11})$$

Por tanto, la velocidad de recombinación radiante para el GaAs ($n_r = 3,66$) vale,

$$W_{em} \sim 1,14 \cdot 10^9 \hbar\omega \text{ (eV)} \text{ s}^{-1} \quad (\text{B.5.12})$$

El segundo proceso de emisión es la emisión estimulada, de la cual hablaremos con mayor profundidad en el siguiente tema. En éste proceso, la presencia de fotones de frecuencia ω en una cavidad en el semiconductor, provoca un incremento en la velocidad de recombinación que viene dada por:

$$W_{em}^{st} = \frac{e^2 n_r \hbar\omega}{3\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3 \hbar^2} |p_{cv}|^2 \cdot n_{ph}(\hbar\omega) \quad (\text{B.5.13})$$

Este incremento en la velocidad de recombinación es pues proporcional a la concentración de fotones ya presente en la cavidad n_{ph} .

El tiempo de recombinación de un electrón de momento $\hbar k$ con un hueco con el mismo momento (en ausencia de fotones, es decir, emisión espontánea) se define como:

$$\tau_0 = \frac{1}{W_{em}} \quad (\text{B.5.14})$$

A partir de esta definición su valor para el GaAs ($n_r = 3,66$) será ($\hbar\omega$ en eV):

$$\tau_0 = \frac{0,88}{\hbar\omega \text{ (eV)}} [\text{ns}] \quad (\text{B.5.15})$$

En la definición de τ_0 se ha supuesto que el electrón siempre puede encontrar un hueco con el que recombinarse. Esto sucede cuando en la región hay una alta concentración de electrones y huecos, es decir, una alta inyección de electrones y huecos o cuando se inyectan portadores minoritarios en una región que presenta una gran concentración de portadores mayoritarios (altamente dopada). Si la probabilidad de encontrar un hueco es pequeña, el tiempo de recombinación radiante puede ser mucho mayor. Para materiales como el GaAs, el valor de τ_0 es de alrededor de 1ns mientras que para materiales indirectos el tiempo de recombinación radiante puede llegar a ser del orden de 1 μ s. Ya veremos que en el caso de emisión estimulada el tiempo de recombinación electrón - hueco puede llegar a ser bastante más pequeño que τ_0 dependiendo de la intensidad de fotones presente en la cavidad.

En consecuencia, este tiempo de recombinación radiante es el menor tiempo posible para el caso de emisión espontánea, ya que hemos supuesto que el electrón tiene una probabilidad unidad de encontrar un hueco con su mismo valor de k .

Hemos supuesto también que la recombinación electrón - hueco da lugar a un proceso de emisión espontánea. Esto implica que la concentración de fotones emitidos es bastante baja de forma que la emisión estimulada no es significativa. Los fotones emitidos abandonan el volumen del dispositivo de forma que la concentración de fotones nunca es alta en la región en que se produce la recombinación electrón-hueco. En un diodo láser la situación será diferente, como veremos en el siguiente tema.

La frecuencia de emisión de fotones (por unidad de volumen) R_{spont} se obtiene de integrar la velocidad de recombinación radiante, W_{em} sobre todas las energías ($E=\hbar\omega$) considerando todos los pares electrón-hueco con las probabilidades de ocupación de los estados energéticos correspondientes.

Determinación de los pares electrón-hueco involucrados en el proceso:

Para la obtención de los pares electrón-hueco hay que tener en cuenta que el diagrama E-k de las bandas de energía nos dice que los electrones en la banda de conducción $N_n(E)$ y los huecos en la de valencia $N_p(E)$ presentan una distribución según su energía. La concentración de electrones en la banda de conducción en función de la energía es una función $n(E)$, la cual viene dada por el producto:

$$n(E) = N_n(E) \cdot f^e(E) \quad (\text{B.5.16})$$

donde $N_n(E)$ es la densidad de estados energéticos permitidos en un sistema tridimensional para el electrón dentro de la banda de conducción y $f^e(E)$ es la función de distribución de Fermi-Dirac la cual nos proporciona la probabilidad de encontrar un electrón en un estado con energía E. Sus valores son:

$$N_n(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot m_e^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (E - E_C)^{1/2} \quad (\text{B.5.17})$$

$$f^e(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B \cdot T}}} \quad (\text{B.5.18})$$

donde E_F representa el llamado nivel energético de Fermi, que es aquel cuya probabilidad de ocupación es del 50% como puede observarse a partir de la expresión de $f^e(E)$. En un semiconductor intrínseco está en el centro de la banda prohibida, en un semiconductor de tipo n está cercano a E_C y en un semiconductor de tipo p está próximo a E_V .

La función $n(E)$ es la que está representada en la parte superior (banda de conducción) de la siguiente figura (b) mientras que el área sombreada representa la concentración total de electrones en la banda de conducción n , la cual no es más que:

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N_n(E) \cdot f^e(E) \cdot dE = 2 \cdot \left(\frac{m_e^* \cdot k_B \cdot T}{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot e^{\frac{E_F - E_C}{k_B \cdot T}} = N_C \cdot e^{\frac{E_F - E_C}{k_B \cdot T}} \quad (B.5.19)$$

donde N_C es lo que se llama densidad efectiva de estados en la banda de conducción.

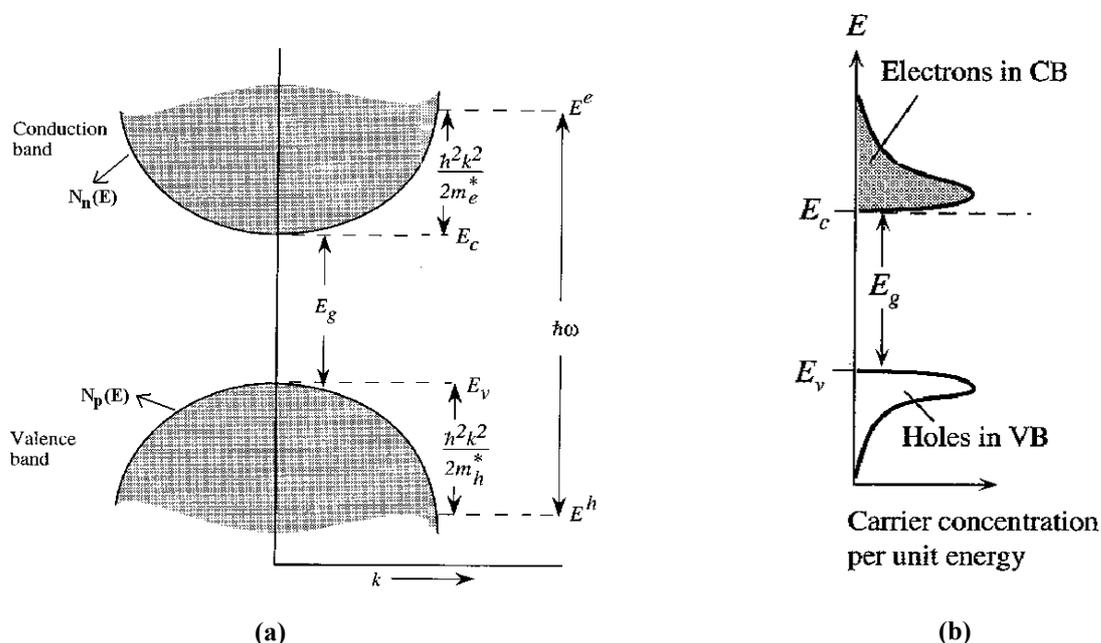


Fig. B.5.6: (a) Diagrama E-k de bandas de energía donde se muestran las funciones $N_n(E)$ y $N_p(E)$ correspondientes a la densidad de estados energéticos permitidos en las bandas de conducción y de valencia (b) Representación de las concentraciones de portadores (electrones y huecos) en las bandas de conducción y de valencia en función de la energía.

La concentración de huecos en la banda de valencia en función de la energía es una función $p(E)$, la cual viene dada por el producto:

$$p(E) = N_p(E) \cdot f^h(E) \quad (B.5.20)$$

donde $N_p(E)$ es la densidad de estados energéticos permitidos dentro de la banda de valencia y $f^h(E)$ es la probabilidad de encontrar un hueco en un estado con energía E. Sus valores son:

$$N_p(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot (E_V - E)^{1/2} \quad (B.5.21)$$

$$f^h(E) = 1 - f^e(E) \quad (\text{B.5.22})$$

La concentración total de huecos en la banda de valencia p, no es más que:

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_p(E) \cdot f^h(E) \cdot dE = 2 \cdot \left(\frac{m_h^* \cdot k_B \cdot T}{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B \cdot T}} = N_v \cdot e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B \cdot T}} \quad (\text{B.5.23})$$

donde N_v es lo que se llama densidad efectiva de estados en la banda de valencia.

Determinación de la frecuencia de emisión de fotones (por unidad de volumen) R_{spon} .

Tal y como hemos visto $f^e(E^e)$ es la probabilidad de ocupación de un estado energético de valor E^e en la banda de conducción por parte de electrones y $f^h(E^h)$ la probabilidad de que haya huecos con nivel energético E^h en la banda de valencia. Obviamente cuanto mayor sean dichas probabilidades, es decir, el producto $f^e(E^e) \cdot f^h(E^h)$ mayor será la probabilidad de emisión de fotones. La frecuencia de emisión de fotones (por unidad de volumen) R_{spon} se obtiene de integrar la velocidad de recombinación radiante, W_{em} sobre todas las energías ($E = \hbar\omega$) considerando todos los pares electrón-hueco con las probabilidades de ocupación de los estados energéticos correspondientes, es decir:

$$\begin{aligned} R_{\text{spon}} &= \int W_{\text{em}} \cdot N_{\text{cv}}(\hbar\omega) \cdot f^e(E^e) \cdot f^h(E^h) \cdot d(\hbar\omega) = \\ &= \frac{1}{\tau_0} \cdot \int N_{\text{cv}}(\hbar\omega) \cdot f^e(E^e) \cdot f^h(E^h) \cdot d(\hbar\omega) \end{aligned} \quad (\text{B.5.24})$$

donde se ha hecho uso de que $W_{\text{em}} = 1/\tau_0$ y $N_{\text{cv}}(\hbar\omega)$ es la densidad conjunta de estados (correspondiente a la interacción de electrones y huecos de energía específica) cuyo valor es:

$$N_{\text{cv}}(\hbar\omega) = \frac{m_r^*}{m_e^*} \cdot N_n(E^e) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot m_r^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (\text{B.5.25})$$

El resultado de este proceso de integración nos da los límites más importantes para el caso de emisión espontánea,

- i) Si la concentración de electrones, n, y de huecos, p, es pequeña la frecuencia de emisión de fotones vale,

$$R_{\text{spon}} = \frac{1}{2\tau_0} \cdot \left(\frac{2\pi\hbar^2 m_r^*}{k_B T m_e^* m_h^*} \right)^{3/2} \cdot n \cdot p \quad (\text{B.5.26})$$

La frecuencia de emisión de fotones dependerá del producto de las concentraciones de electrones y huecos. A partir de esta expresión, podríamos definir la vida media de un único electrón inyectado en una región p ligeramente dopada ($p = N_a \leq 10^{17} \text{cm}^{-3}$) con concentración de huecos p, que vendría dada por,

$$\frac{R_{\text{spon}}}{n} = \frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{2\tau_0} \left(\frac{2\pi\hbar^2 m_r^*}{k_B T m_e^* m_h^*} \right)^{3/2} \cdot p \quad (\text{B.5.27})$$

El tiempo τ_r en este régimen es muy grande (cientos de nanosegundos) y disminuye conforme aumenta p .

- ii) En el caso de que se inyecten electrones en una zona p altamente dopada (o huecos en una zona de tipo n altamente dopada), la función $f^h(E^h)$ (o $f^e(E^e)$) puede considerarse que vale la unidad y la frecuencia de emisión espontánea valdrá,

$$R_{\text{spon}} \approx \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{m_r^*}{m_h^*} \right)^{3/2} n \quad (\text{B.5.28})$$

para una concentración n de electrones inyectados en la región de tipo p altamente dopada y

$$R_{\text{spon}} \approx \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{m_r^*}{m_e^*} \right)^{3/2} p \quad (\text{B.5.29})$$

para inyección de huecos en una región altamente dopada de tipo n .

Los tiempos de vida de los portadores minoritarios (es decir, n/R_{spon} y p/R_{spon}), que ya sabemos que juegan un papel muy importante en dispositivos de portadores minoritarios como el diodo o el transistor bipolar, también tienen gran importancia en los LEDs. En este régimen de funcionamiento el tiempo de vida de un único electrón (hueco) es independiente de los huecos (electrones) presentes, ya que la probabilidad de que el electrón (hueco) encuentre un hueco (electrón) es la unidad. Por tanto, el tiempo de vida es entonces en esencia τ_0 como se puede observar en la siguiente figura.

- iii) Régimen de alta inyección. Este caso es importante cuando se produce la inyección de una alta concentración tanto de electrones como de huecos ($n = p$) en una determinada región. Podemos suponer que la probabilidad de ocupación de los estados energéticos de electrón y hueco en bandas de conducción y de valencia es la unidad, $f^h(E^h) = f^e(E^e) = 1$. En ese caso, la frecuencia de emisión vale,

$$R_{\text{spon}} \approx \frac{n}{\tau_0} \approx \frac{p}{\tau_0} \quad (\text{B.5.30})$$

y el tiempo de vida ($n/R_{\text{spon}} = p/R_{\text{spon}}$) radiante es τ_0 .

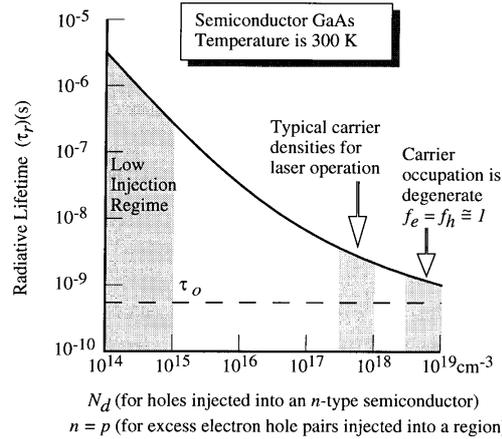


Fig. B.5.7: Tiempo de vida radiante de electrones o huecos en GaAs (semiconductor de gap directo) a 300K en función de la densidad de portadores. La densidad de portadores puede ser producida por inyección ($n=p$) o por dopado tipo n en cuyo caso el tiempo de vida radiante corresponde al del portador minoritario (hueco).

- iv) Un régimen que es bastante importante para el funcionamiento de los diodos láser es cuando se inyectan suficientes electrones y huecos para provocar lo que se llama una inversión.

En el caso del diodo láser los pares electrón - hueco que se recombinan emiten fotones que son absorbidos posteriormente. Por tanto, podemos definir una ganancia del material que dependerá de la diferencia entre los procesos de emisión y absorción. Si la ganancia es positiva, un haz óptico crecerá al moverse a través del material en lugar de decaer. Tal y como hemos dicho anteriormente, la probabilidad de emisión de fotones será mayor cuanto mayor sea el producto $f^e(E^e) \cdot f^h(E^h)$. Por el contrario, la probabilidad de absorción será mayor cuanto mayor sea el producto $(1-f^e(E^e)) \cdot (1-f^h(E^h))$. En consecuencia la ganancia $g(\hbar\omega)$ es proporcional a la diferencia de ambas:

$$g(\hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) \cdot [f^e(E^e) \cdot f^h(E^h) - (1-f^e(E^e)) \cdot (1-f^h(E^h))] = \alpha(\hbar\omega) \cdot [f^e(E^e) - (1-f^h(E^h))] \quad (B.5.31)$$

Si $f^e(E^e)=0$ y $f^h(E^h)=0$, es decir, no hay probabilidad de encontrar electrones en la banda de conducción ni huecos en la banda de valencia a esas energías la probabilidad de emisión es cero y la de absorción es la unidad por lo que la ganancia es negativa y de valor $-\alpha(\hbar\omega)$, es decir, únicamente tenemos absorción. Un valor positivo de la ganancia se tendrá cuando se cumpla que:

$$f^e(E^e) > 1 - f^h(E^h) \\ f^e(E^e) + f^h(E^h) > 1 \quad (B.5.32)$$

Esta condición es llamada inversión de población, ya que la probabilidad de ocupación por parte de electrones de los estados energéticos E^e en la banda de conducción es mayor que la de que estén ocupados por electrones los estados energéticos E^h en la banda de valencia. En este caso la luz que pase por el material tendrá una dependencia espacial:

$$I(z) = I(0) \cdot e^{g(\hbar\omega)z} \quad (\text{B.5.33})$$

es decir, crece con la distancia en lugar de disminuir, lo que sucedería si, $g(\hbar\omega)$ fuese negativa. Esta ganancia en la intensidad luminosa es la base del láser semiconductor.

Cuando los procesos de emisión y absorción se producen por igual se cumple que $f^e(E^e) + f^h(E^h) = 1$ con lo que $g(\hbar\omega) = 0$. Esto es lo que se llama condición de inversión, pues indica el valor umbral para el caso de inversión de población. Suponiendo el caso $f^e(E^e) \approx f^h(E^h) \approx 1/2$ para todos los electrones y huecos en este caso de inversión, obtenemos el siguiente valor para la frecuencia de emisión espontánea,

$$R_{\text{spont}} \cong \frac{n}{4\tau_0} \cong \frac{P}{4\tau_0} \quad (\text{B.5.34})$$

y el tiempo de vida de recombinación en este caso vale,

$$\tau_r \approx 4\tau_0 \quad (\text{B.5.35})$$

Este valor es una elección razonable para calcular la emisión espontánea de un láser de semiconductor ya que nos proporciona una estimación de la corriente umbral para tales dispositivos.

La recombinación radiante depende de la vida media radiante, τ_r , y de la vida media no radiante, τ_{nr} . Para mejorar el rendimiento de la emisión de fotones se necesita un valor de τ_r lo menor posible y de τ_{nr} lo mayor posible. Para aumentar τ_{nr} se debe reducir la densidad de defectos en el material mejorando la calidad de superficie e interfases.

En un diodo LED, como hemos visto anteriormente, predominaba la inyección de electrones en una región de tipo p, por lo que τ_r se puede reducir aumentando el dopado tipo p en la región donde los electrones inyectados se recombinen con los huecos. Sin embargo, esto disminuye la eficiencia de la inyección γ_{iny} como puede comprobarse en las expresiones de J_n y γ_{iny} . Al tratarse de una unión pn^+ , se cumple que $n_p \gg p_n$. Para el semiconductor de tipo p se cumple la ley de acción de masas según la cual el producto de las concentraciones de electrones y huecos en equilibrio térmico es igual al cuadrado de la concentración intrínseca: $n_p \cdot p_p = n_i^2$. Luego, un incremento en p_p provoca una disminución de n_p y, en consecuencia, de J_n y γ_{iny} . La eficiencia cuántica interna total es,

$$\eta_{\text{Qit}} = \gamma_{\text{iny}} \cdot \eta_{\text{Qi}} \quad (\text{B.5.36})$$

Por tanto para maximizar η_{Qit} , se necesita optimizar el dopado en la zona p, de forma que no sea tan bajo como para que η_{Qi} sea bajo, ni tan alto como para que γ_{iny} sea bajo.

B.5.4. Eficiencia cuántica externa

Ya hemos visto como se generan los fotones en un LED. Para que estos fotones emerjan del dispositivo hay que diseñar el LED con mucho cuidado. Hay tres mecanismos

fundamentales de pérdidas de los fotones emitidos: i) los fotones emitidos pueden ser reabsorbidos por el semiconductor generando pares electrón-hueco; ii) una determinada fracción de los fotones será reflejada en la interfase semiconductor-aire (no emergen del semiconductor); y iii) algunos fotones incidirán sobre la superficie con ángulos superiores al ángulo crítico sufriendo por tanto un proceso de reflexión interna total.

Para minimizar la absorción de los fotones, es imprescindible que la emisión de los fotones se produzca cerca de la superficie de forma que tengan que viajar una distancia corta antes de emerger del semiconductor. Este criterio ya se tuvo en cuenta en nuestra discusión anterior de la eficiencia de la inyección γ_{iny} . Hay que tener en cuenta que en un material de gap directo el fotón sólo puede recorrer una distancia de alrededor de una micra antes de ser absorbido. Por otra parte no se puede situar todo el volumen de emisión activa demasiado cerca de la superficie, ya que si no se generarán procesos de recombinación no radiante debido a la existencia de defectos superficiales que reducirán la eficiencia del dispositivo.

Los fotones que incidan sobre la superficie semiconductor-aire pueden reflejarse y todos los que se reflejen son por tanto perdidos. Tal y como vimos en el tema dedicado a la propagación de la luz en un medio la intensidad luminosa reflejada es proporcional a $|r|^2$ por lo que si n_{r2} es el índice de refracción del semiconductor, y n_{r1} el del aire, el coeficiente de reflexión R para luz incidente vertical vale,

$$R = |r|^2 = \left(\frac{n_{r2} - n_{r1}}{n_{r2} + n_{r1}} \right)^2 \tag{B.5.37}$$

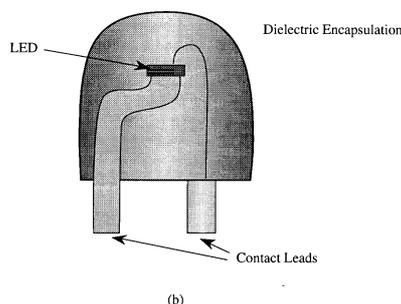
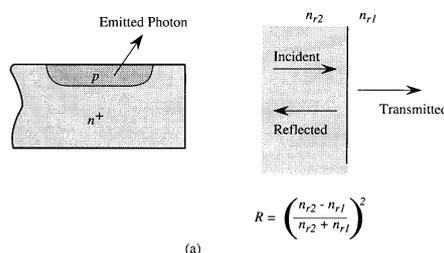


Fig. B.5.8: a) Estructura de un LED con el esquema de reflexión y transmisión de la luz en la superficie del semiconductor. b) Encapsulado dieléctrico para mejorar la transmisión de los fotones generados. El dieléctrico disminuye las pérdidas por reflexión en la interfase GaAs- aire.

Estas pérdidas se llaman pérdidas de Fresnel. Para un LED de GaAs, si $n_{r2}=3,66$ y $n_{r1}=1$, las pérdidas son de un 33%, es decir, el 33% de los fotones se reflejan y no llegan al segundo medio (aire). Para reducir estas pérdidas el dispositivo se recubre con una cúpula dieléctrica (encapsulado dieléctrico) cuyo índice de refracción es de alrededor de 1,6 lo que

reduce el número de fotones reflejados permitiendo que una mayor cantidad de fotones emerja.

Finalmente, se tienen las pérdidas de fotones debida a la reflexión interna total. Si la incidencia de los fotones es con un ángulo mayor que el crítico se reflejarán totalmente. El ángulo crítico, si el índice de refracción del semiconductor es n_{r2} , vale,

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}}\right) \tag{B.5.38}$$

Para la superficie GaAs-aire el ángulo crítico es $15,9^\circ$. La utilización de una cúpula (encapsulado dieléctrico) elimina casi por completo esta pérdida. Para un material dieléctrico con $n_{r1}=1,6$, el ángulo crítico aumenta hasta $38,7^\circ$.

Además de los tres mecanismos de pérdidas vistos con anterioridad, en muchas aplicaciones los fotones han de ser acoplados a dispositivos especiales. Por ejemplo, en comunicaciones ópticas, la luz debe ser acoplada a la fibra óptica. Si la luz es acoplada a la fibra óptica debe entrar con un ángulo adecuado para que sufra el proceso de reflexión interna total, como ya se vio en un tema anterior. Si n_{r1} es el índice de refracción de la fibra y n_{r2} el del recubrimiento, el máximo ángulo de "aceptación" para que el rayo se refleje totalmente dentro de la fibra es,

$$\theta_A = \arcsin\sqrt{n_{r1}^2 - n_{r2}^2} = \arcsin(NA) \tag{B.5.39}$$

siendo NA la apertura numérica de la fibra.

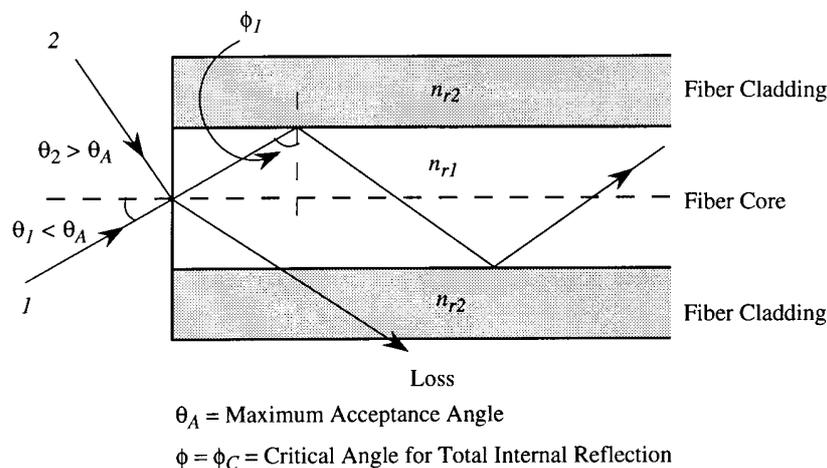


Fig. B.5.9: Estructura de la fibra óptica. Obsérvese la apertura numérica de la fibra por encima de la cual la luz no se acoplará a la fibra.

Si suponemos que los fotones que emergen del LED dan lugar a una distribución angular lambertiana entre $\theta = 0$ y $\theta = \pi/2$

$$I_{ph}(\theta) = I_0 \cos \theta, \tag{B.5.40}$$

se tiene que la probabilidad mayor corresponde al caso en que los fotones emergen perpendicularmente, es decir, por donde la distancia a recorrer a través del semiconductor es mínima y por tanto las pérdidas son también mínimas.

En ese caso, la fracción de luz acoplada a la fibra vale,

$$\eta_{f\text{ibra}} = \frac{\int_0^{\theta_A} I_{ph}(\theta) \sin\theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} I_{ph}(\theta) \sin\theta d\theta} = \sin^2\theta_A \quad (\text{B.5.41})$$

Este valor de η_{fibra} es bastante pequeño (~10%) de forma que todavía hay mucho que investigar para mejorar el acoplamiento, especialmente si se utilizan LEDs en sistemas de comunicación de fibra óptica.

B.5.5. Estructuras avanzadas de LEDs

Acabamos de ver que los aspectos más importantes del LED son su eficiencia cuántica tanto interna como externa, la pureza espectral de la luz de salida y su tiempo de respuesta. Aunque es difícil de mejorar la pureza espectral y la respuesta temporal sin utilizar un láser, se han realizado muchos avances en lo que respecta a la tecnología LED.

B.5.5.1. LED a partir de una heterounión

Si el LED se fabrica de un solo semiconductor, existen algunos problemas que reducen la eficiencia del dispositivo. El primer problema es que en un LED homounión (es decir, un dispositivo basado en un único semiconductor), el volumen de emisión de fotones debe estar cerca de la superficie de manera que los fotones emitidos no sean reabsorbidos. Como cerca de la superficie estamos en la interfase, la calidad del semiconductor normalmente no es muy buena por lo que existirán muchos defectos que producen recombinaciones no radiantes.

El LED de heterounión resuelve este problema inyectando cargas desde un material de mayor anchura de la banda prohibida en una región activa de material de menor anchura de la banda prohibida. Los electrones y huecos son inyectados desde regiones de tipo n y p de mayor anchura de la banda prohibida en la zona activa p⁻ de menor anchura de la banda prohibida donde quedan enclavados. Los electrones no pueden entrar en la región de tipo p de ancha banda prohibida por debajo de la zona activa y, por tanto, no sufren de las pobres condiciones superficiales (interfase). Además, los fotones emitidos no son absorbidos en las regiones superior o inferior pues la energía del fotón es menor que la anchuras de la banda prohibida de las regiones n o p.

La región activa suele tener un grosor de 0,1µm a 0,2µm y los materiales más usados son GaAs/AlGaAs sobre sustrato de GaAs y InGaAsP/InP y InGaAs/InGaAsP sobre sustrato de InP.

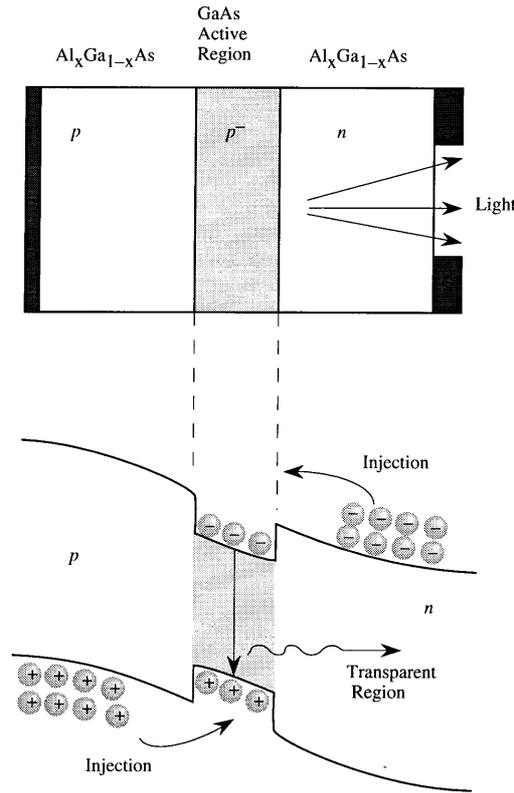


Fig. B.5.10: El LED de heterounión utiliza un semiconductor de gap estrecho para la región activa. Los fotones emitidos no se absorben por las capas superior o inferior que son transparentes para la radiación emitida.

B.5.5.2. LEDs de emisión lateral

Ya hemos visto que es de suma importancia el acoplar una señal luminosa a una fibra óptica. Hemos discutido la eficiencia de este acoplamiento y visto la necesidad de un haz altamente colimado para un buen acoplamiento. Para conseguirlo se utiliza una heteroestructura que transmite por su lado o borde (LED de emisión lateral), como se muestra en la siguiente figura. Como veremos en el siguiente tema, la estructura se asemeja a la del diodo láser sólo que en el láser se debe diseñar de forma que se obtenga una cavidad óptica de alta calidad que produzca realimentación óptica.

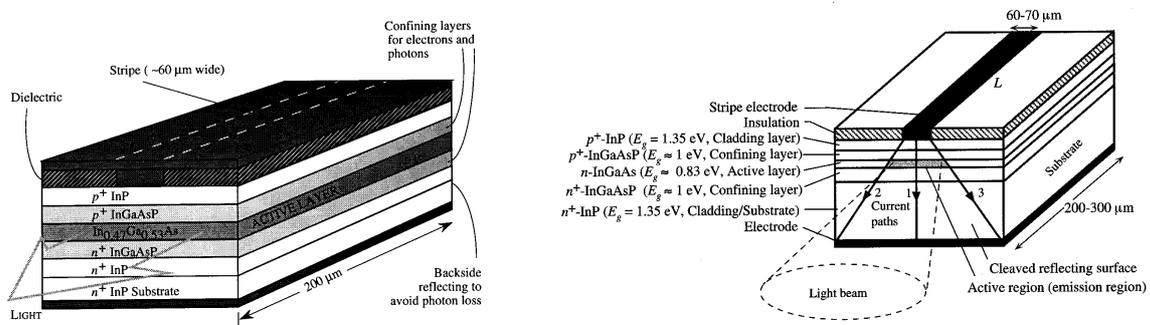


Fig. B.5.11: Esquema de un LED de emisión lateral. La región activa es $In_{0,47}Ga_{0,53}As$ ($E_g = 0,83eV$) rodeada de capas de confinamiento de $InGaAsP$ ($E_g = 1eV$). Las capas de confinamiento provocan que la luz salga al exterior por el borde del LED.

En este tipo de LED se añaden capas (recubrimientos) de materiales de gran anchura de la banda prohibida lo cual no únicamente confina a electrones y huecos a la capa activa, sino que también provoca que los fotones emitidos viajen a lo largo del eje del LED y emerjan por el borde del componente. Una variación escalón en el gap energético provoca una variación escalón de la constante dieléctrica y del índice de refracción de forma que, si estos son los adecuados, la onda óptica queda confinada en la zona activa (de forma similar a lo que sucedía en el caso de las guías de onda). La parte posterior de la zona activa es reflectante y así también evita la pérdida de fotones por ella.

Debido a la alta colimación del haz (30° de anchura en la perpendicular a la capa activa y 120° en la paralela a la capa activa) se mejora en gran medida la eficiencia del acoplamiento de su luz a fibras ópticas.

B.5.5.3. LEDs de emisión superficial

Un tipo importante de LED es el de emisión superficial desarrollado por primera vez por Burrus y Dawson en 1970 y cuyo esquema se muestra en la siguiente figura. Al final del LED se acopla una fibra óptica practicando un orificio en el LED y adhiriéndola mediante la utilización de resina. El LED en sí es una heteroestructura con una fina región activa de bajo valor de anchura de la banda prohibida rodeada de regiones de ancha banda prohibida.

Los fotones emitidos son directamente acoplados a la fibra óptica. En estructuras más avanzadas, se sitúa sobre el LED una microlente para mejorar la eficiencia del acoplamiento.

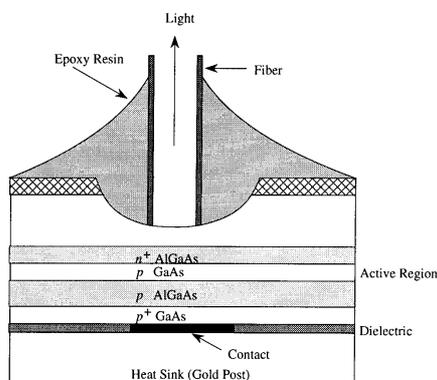


Fig. B.5.12: Esquema de un LED de emisión superficial. El LED tiene una fibra pegada a su superficie.

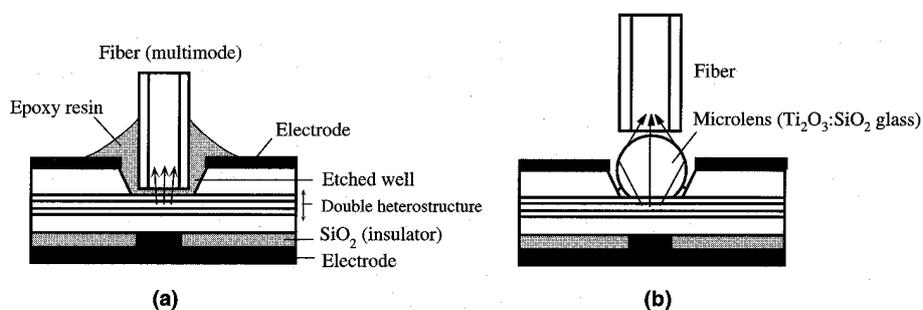


Fig. B.5.13: (a) La luz es acoplada desde la superficie emisora del LED a la fibra multimodo mediante el uso de un material (resina) con índice de refracción adecuado. (b) Una microlente focaliza la luz divergente emergente desde la superficie del LED hacia la fibra óptica multimodo.

B.5.6. Características de los LEDs

El funcionamiento del LED depende del proceso de emisión espontánea para proporcionar luz a partir de los electrones y huecos inyectados. Como consecuencia, se tendrán simplificaciones en la fabricación y diseño del LED si se compara con el caso del diodo láser, pero se paga el precio de que sus cualidades no son tan buenas. Las características más importantes del LED son la característica luz-corriente, la pureza espectral de la luz de salida, el tiempo de respuesta frente a señales eléctricas externas y la dependencia de su salida con la temperatura. La pureza espectral (es decir, la separación en distintas longitudes de onda del haz de salida) es un tema muy crítico desde el punto de vista de un sistema óptico de comunicaciones de alta calidad.

B.5.6.1. Característica luz-corriente

Cuando una corriente I pasa a través de un diodo directamente polarizado, parte de esa corriente se convierte en luz. Si η_{tot} es la eficiencia total de esta conversión (que incorporaría la eficiencia cuántica interna y externa), la corriente equivalente de fotones que emerge desde el diodo vale,

$$I_{ph} = \text{número de fotones por segundo} = \eta_{tot} \frac{I}{e} \quad (\text{B.5.42})$$

En general, η_{tot} depende de la corriente inyectada ya que la vida media radiante de los portadores τ_r depende del nivel de inyección de portadores por lo que la relación I_{ph} - I es no lineal. Sin embargo, en un LED esta dependencia es bastante débil y la característica I_{ph} - I es casi lineal como se muestra en la siguiente figura. Para niveles muy altos de inyección, la luz de salida empieza a saturar ya que el componente comienza a calentarse y la eficiencia de la recombinación radiante disminuye.

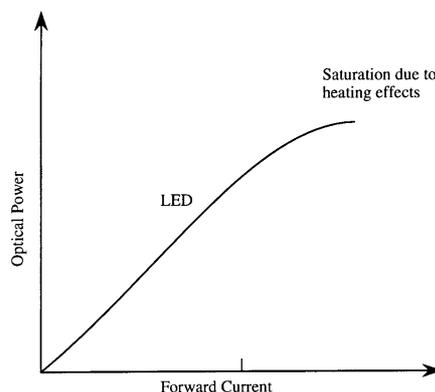


Fig. B.5.14: La potencia de salida del LED es lineal con la corriente inyectada.

En LEDs de emisión superficial, se produce una caída de la luz de salida a altas corrientes, efecto que ya no se puede explicar simplemente por el calentamiento del componente. Esto sucede porque con altas corrientes la densidad de fotones aumenta lo suficiente como para que se empiece a producir una emisión estimulada de fotones. Esta emisión se produce en el plano del LED por lo que la emisión perpendicular a la superficie del

LED disminuye. Estos LEDs son llamados LEDs superluminiscentes y su comportamiento es similar al de un diodo láser.

B.5.6.2. Pureza espectral de los LEDs

La pureza espectral de la radiación emitida es muy importante y su importancia depende de la aplicación. Si el LED va a utilizarse en un dispositivo visualizador no es importante su pureza espectral, pero si se va utilizar para comunicaciones ópticas sí lo es. Los pulsos de luz de diferente longitud de onda viajan por una fibra a diferentes velocidades por lo que la señal se distorsionará si el espectro que compone la señal es muy amplio.

La energía de un fotón emitido por un LED no es simplemente igual a la anchura de la banda prohibida E_g ya que los electrones en la banda de conducción y los huecos en la de valencia están distribuidos según su energía. En la siguiente figura (a) y (b) se representan el diagrama de bandas de energía y la distribución energética de electrones y huecos en las bandas de conducción y de valencia respectivamente. La concentración de electrones en la banda de conducción en función de la energía es una función $n(E)$, la cual viene dada por el producto $n(E) = N_n(E) \cdot f^e(E)$ como hemos visto con anterioridad. La distribución energética de los huecos en la banda de valencia se obtiene de forma similar.

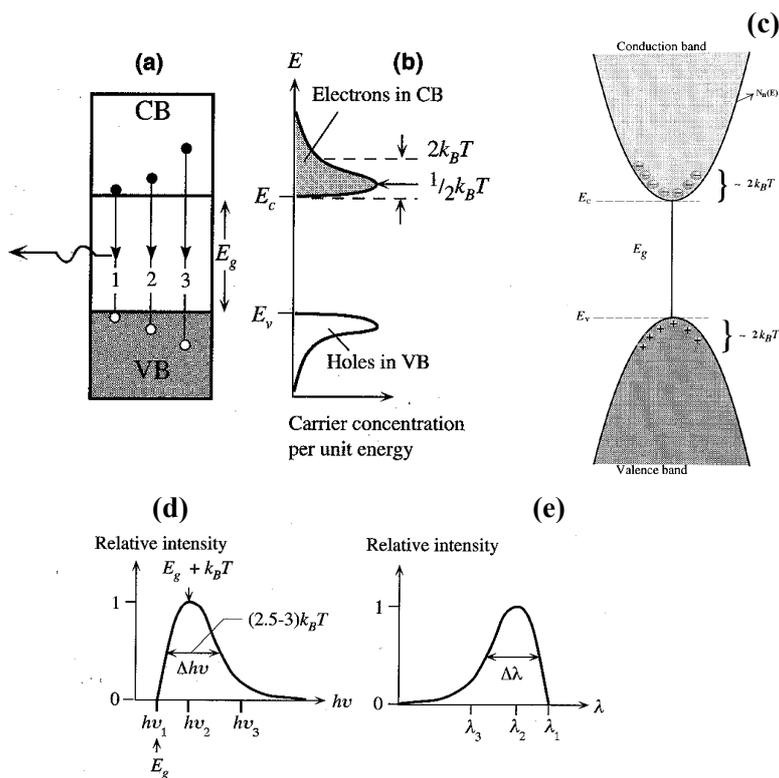


Fig. B.5.15: (a) Diagrama de bandas de energía con posibles caminos de recombinación. (b) Distribución energética de los electrones en la banda de conducción y de los huecos en la banda de valencia. La concentración de electrones más alta está $(1/2) \cdot k_B T$ por encima de E_c . (c) Representación de los estados energéticos permitidos para los electrones ($N_n(E)$) y huecos. Los electrones y huecos están distribuidos sobre una anchura energética de aproximadamente $2k_B T$. (d) Representación de la intensidad relativa de la luz en función de la energía de los fotones. (e) Representación de la intensidad relativa de la luz en función de la longitud de onda de los fotones.

La concentración de electrones en la banda de conducción en función de la energía es una función asimétrica que tiene un pico en $(1/2) \cdot k_B \cdot T$ por encima de E_C . De forma típica, los electrones están distribuidos en una anchura de alrededor de $2 \cdot k_B \cdot T$ desde E_C como se observa en (b). La distribución energética de los huecos en la banda de valencia se produce en una anchura energética similar desde E_V .

Recordemos que la velocidad de recombinación directa es proporcional tanto a la concentración de electrones como a la de huecos en las energías involucradas. Esto significará que el espectro de emisión va a quedar determinado básicamente en función de:

$$N_{cv}(\hbar \cdot \omega) \cdot f^e(E^e) \cdot f^h(E^h) \propto \sqrt{\hbar \cdot \omega - E_g} \cdot f^e(E^e) \cdot f^h(E^h) \quad (B.5.43)$$

donde E^e y E^h corresponden a las energías del electrón y del hueco involucrados en el proceso de recombinación radiante, respectivamente, E_g es la anchura de la banda prohibida del semiconductor empleado y $N_{cv}(\hbar\omega)$ es la densidad conjunta de estados (correspondiente a la interacción de electrones y huecos de energía específica). La transición identificada como 1 en la figura anterior (a), involucra la recombinación directa de un electrón en E_C y un hueco en E_V . Pero las concentraciones de portadores cerca de los límites de las bandas es muy pequeña y, por tanto, este tipo de recombinación no ocurre de forma frecuente. La intensidad relativa de la luz a este fotón de energía $h \cdot \nu_1$ es pequeña (como se observa en (d)). Las transiciones que involucran las concentraciones de electrones y de huecos más grandes ocurren con mayor frecuencia. Por ejemplo, la transición 2 tiene la probabilidad máxima ya que a esas energías las concentraciones de electrones y de huecos son las máximas, como se observa en (b). La intensidad relativa de la luz correspondiente a esta transición energética $h \cdot \nu_2$, es por tanto máxima. Transiciones como la designada como 3 que producen la emisión de fotones altamente energéticos $h \cdot \nu_3$, involucran energías para los electrones y huecos cuyas concentraciones son pequeñas (b). Por tanto, la intensidad de la luz a estas energías fotónicas elevadas es pequeña. La caída de la intensidad de la luz en función de las características energéticas del fotón (espectro de salida) se muestra en (d). Podemos también obtener la representación de la intensidad relativa de la luz en función de la longitud de onda (e) ya que $\lambda = c/\nu$. La anchura del espectro ($\Delta\nu$ ó $\Delta\lambda$) se define como la anchura entre los puntos de intensidad media, como se observa en (d) y (e).

La longitud de onda correspondiente al pico de intensidad y la anchura $\Delta\lambda$ del espectro están obviamente muy relacionadas con la distribución energética de los electrones y huecos en las bandas de conducción y valencia y, por tanto, dependen del semiconductor utilizado. La energía del fotón para el pico de emisión es próxima a $E_g + k_B \cdot T$ ya que ésta corresponde a transiciones de máximo a máximo en las distribuciones de energía de electrones y huecos. La anchura $\Delta(h \cdot \nu)$ varía de forma típica entre $2,5 \cdot k_B \cdot T$ y $3 \cdot k_B \cdot T$, como se muestra en (d).

El espectro de salida, o representación de la intensidad relativa en función de la longitud de onda, de un LED depende no solamente del material semiconductor sino también de la estructura de la unión p-n, incluyendo los niveles de dopado. El espectro representado en (e) representa un espectro idealizado en el que no se han tenido en cuenta efectos de alto dopado de las bandas energéticas y se ha considerado un bajo nivel de inyección de portadores para la unión directamente polarizada. Si se considera un alto nivel de inyección, la anchura será:

$$\Delta(h \cdot \nu) \sim \frac{n}{N_c} k_B T \quad (\text{B.5.44})$$

donde N_c es la densidad efectiva de estados en la banda de conducción.

Teniendo en cuenta estos efectos, el espectro de salida de un LED presenta una asimetría menor que la obtenida para el espectro idealizado. En la siguiente figura se observan las características típicas de un LED rojo (655nm) donde se observa esta menor asimetría y que la anchura del espectro es de alrededor de 24nm a temperatura ambiente, lo cual corresponde a una anchura de alrededor de $2,7 \cdot k_B \cdot T$ en la distribución energética de los fotones emitidos. Esto es un espectro muy ancho aunque para muchas aplicaciones puede ser más que suficiente. De hecho el LED se puede utilizar prácticamente en comunicaciones ópticas siempre que no se tenga que enviar la señal a largas distancias. A largas distancias ya será necesario el uso de un diodo láser.

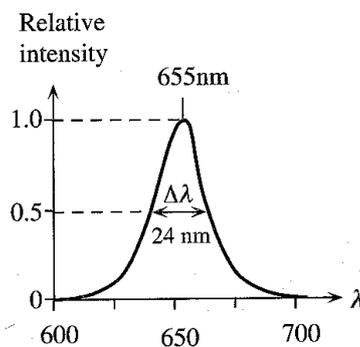


Fig. B.5.16: Espectro de salida típico de un LED rojo de GaAsP.

B.5.6.3. Respuesta temporal del LED

Un aspecto importante en la transmisión de información por medios ópticos es la conversión de señales eléctricas en luminosas. Una aplicación típica en la que se utiliza un LED para la generación de las señales luminosas es el mostrado en la siguiente figura (a).

El LED es básicamente un diodo de unión p-n directamente polarizado en el que se inyectan portadores minoritarios en la región activa de recombinación. Para modular la salida del dispositivo se deben modular los portadores inyectados. Por tanto, dejando aparte los elementos parásitos externos, un punto crítico es la velocidad de extracción de cargas del dispositivo. Esta velocidad está controlada por el tiempo de recombinación de los portadores. Vamos a considerar un modelo sencillo para la respuesta del LED.

En (b) se muestra la estructura típica del LED, al cual se ha considerado para simplificar un sistema unidimensional. Los portadores son inyectados desde la zona n⁻ a la zona p. La ecuación de continuidad para estos portadores será:

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = -\frac{n(x)}{\tau} + D_n \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (\text{B.5.45})$$

donde el primer término es debido a la recombinación de portadores (incluyendo los procesos no radiantes) y el segundo término es la componente de la corriente debida a la

difusión de portadores. Como el campo eléctrico en la unión (para el caso que esté directamente polarizada) es pequeño, podemos despreciar la corriente debida al arrastre de portadores. Si ahora aplicamos una polarización en pequeña señal al diodo, la concentración de portadores resultante será:

$$n(x, t) = n_o(x) + \tilde{n}(x) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{B.5.46})$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación de continuidad y comparando las componentes de dc y ac:

$$\text{dc: } D_n \cdot \frac{\partial^2 n_o(x)}{\partial x^2} - \frac{n_o(x)}{\tau} = 0 \quad (\text{B.5.47})$$

$$\text{ac: } D_n \cdot \frac{\partial^2 \tilde{n}(x)}{\partial x^2} - \frac{\tilde{n}(x) \cdot (1 + i\omega\tau)}{\tau} = 0 \quad (\text{B.5.48})$$

Si definimos las longitudes:

$$L_n = (D_n \cdot \tau)^{1/2} \quad (\text{B.5.49})$$

$$L_n(\omega) = \left(\frac{D_n \cdot \tau}{1 + i\omega\tau} \right)^{1/2} \quad (\text{B.5.50})$$

llegamos a que:

$$\text{dc: } \frac{\partial^2 n_o(x)}{\partial x^2} = \frac{n_o(x)}{L_n^2} \quad (\text{B.5.51})$$

$$\text{ac: } \frac{\partial^2 \tilde{n}(x)}{\partial x^2} = \frac{\tilde{n}(x)}{L_n^2(\omega)} \quad (\text{B.5.52})$$

La respuesta temporal del LED la podemos definir de la siguiente forma:

$$r(\omega) = \frac{e \cdot \tilde{I}_{ph}(\omega)}{\tilde{I}(\omega)} \quad (\text{B.5.53})$$

es decir, la relación entre la componente ac de la corriente fotónica y la componente ac de la corriente electrónica. Vamos a suponer que los únicos responsables del flujo de corriente son los electrones. Bajo esa suposición:

$$\tilde{n}(x=0) = \tilde{n}(0) \quad (\text{B.5.54})$$

Supondremos también que todos los portadores se recombinan aproximadamente en el momento en que alcanzan el límite de la región activa d ; es decir, $L_n \ll d$

$$\tilde{n}(d) = 0 \quad (\text{B.5.55})$$

En ese caso la solución de la ecuación diferencial de la señal ac es de la forma:

$$\tilde{n}(x) = \tilde{n}(0) \cdot e^{\left(-\frac{x}{L_n(\omega)}\right)} \quad (\text{B.5.56})$$

La corriente fotónica será:

$$\tilde{I}_{ph}(\omega) = \frac{A}{\tau} \cdot \int_0^d \tilde{n}(x) dx = \frac{A \cdot \tilde{n}(0) \cdot L_n(\omega)}{\tau} \quad (\text{B.5.57})$$

Además,

$$\tilde{I}(\omega) = e \cdot A \cdot D_n \cdot \frac{\partial \tilde{n}(x)}{\partial x} = -e \cdot A \cdot \frac{D_n \cdot \tilde{n}(0)}{L_n(\omega)} \quad (\text{B.5.58})$$

Lo cual nos da la función respuesta temporal definida con anterioridad:

$$r(\omega) = \frac{|L_n(\omega)|^2}{\tau \cdot D_n} = \frac{1}{(1 + \omega^2 \cdot \tau^2)^{1/2}} \quad (\text{B.5.59})$$

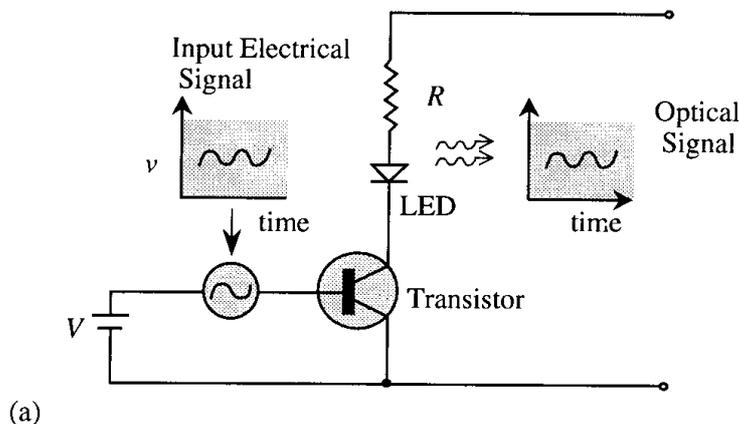
Esta expresión muestra la importancia del tiempo de recombinación τ a través del ancho de banda límite que puede ser alcanzado en los LEDs. El ancho de banda modulado f_c se define como la frecuencia a la que la potencia óptica vale la mitad de la potencia óptica a frecuencia cero.

$$f_c = \frac{\omega_c}{2 \cdot \pi} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau} \quad (\text{B.5.60})$$

con

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (\text{B.5.61})$$

donde τ_r y τ_{nr} son los tiempos de recombinación radiante y no radiante. Para dispositivos de alta calidad $\tau \sim \tau_r$. La respuesta en frecuencia del LED se muestra en (c).



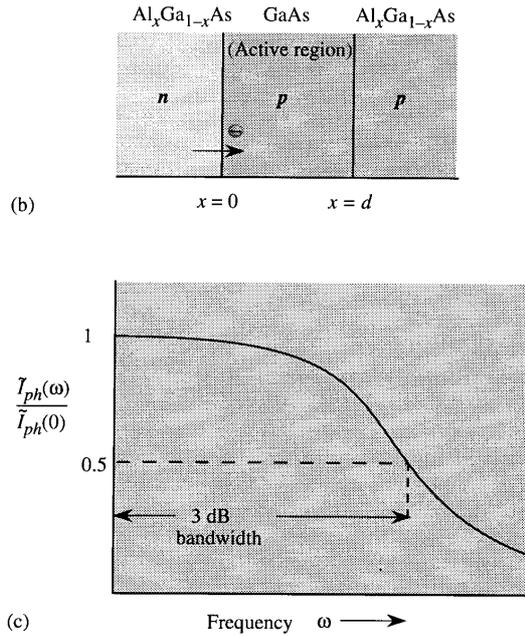


Fig. B.5.17: a) Circuito para la modulación de la salida de un LED; b) geometría del LED utilizado para el estudio de la respuesta temporal intrínseca frente a una señal ac; c) caída de la respuesta del LED con la frecuencia.

En la siguiente figura se muestra la dependencia del tiempo de vida radiante con la concentración de portadores o el dopado de la región activa. Conforme aumenta la corriente del LED, el tiempo de recombinación disminuye y el ancho de banda de modulación aumenta. Esta relación se puede demostrar experimentalmente como se puede observar en la misma figura. Hay que tener en cuenta que la concentración de portadores en la región activa es proporcional a J/d , donde J es la densidad de corriente y d el grosor de la región activa.

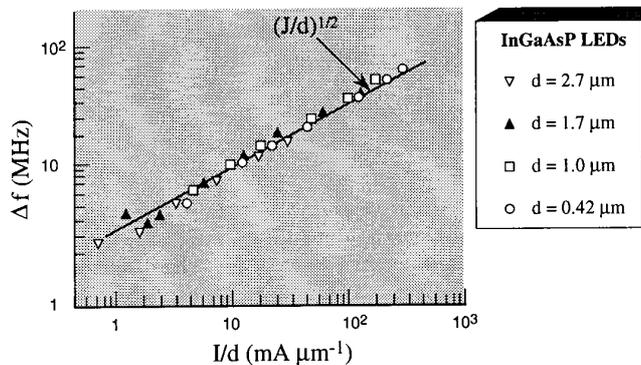


Fig. B.5.18: Ancho de banda de modulación en función de la densidad de corriente.

El ancho de banda de modulación también se puede incrementar aumentando el dopado de la región activa. Cuanto mayor es el dopado de la zona p menor es el tiempo necesario para la recombinación de los electrones inyectados con huecos.

En régimen de alto nivel de inyección ($f^h(E^h) = f^e(E^e) = 1$) se tiene que $\tau_r = \tau_0$. En dicho caso se tiene el tiempo de recombinación más corto que se puede obtener que es de $\sim 0,5\text{ns}$ por lo que podemos alcanzar frecuencias de corte cercanas al gigahercio.

Los límites que presenta la recombinación radiante es una diferencia fundamental entre los LEDs y los diodos láser. Los diodos láser no operan bajo condiciones de emisión

espontánea sino de emisión estimulada. Como veremos en el siguiente tema, la emisión estimulada depende de la densidad de fotones presente y proporciona tiempos de recombinación cercanos a 10ps.

B.5.6.4. Dependencia con la temperatura de la emisión del LED

En una sección anterior hemos visto la variación de la salida luminosa en función de la corriente, comprobando como la potencia óptica de salida saturaba a alta corriente debido a un calentamiento del dispositivo. Si consideramos diodos de alta calidad con una concentración de defectos despreciable que pueda afectar a la eficiencia de la recombinación electrón-hueco, la temperatura afecta al componente de dos formas i) Pérdidas de portadores inyectados en las regiones de los contactos a altas temperaturas; y ii) proceso de Auger que contribuye a una recombinación no radiante.

Como se muestra en la siguiente figura, en el LED, que es un diodo p-n polarizado directamente, se inyectan portadores de las zonas dopadas a la zona activa donde se recombinan para emitir fotones (caso ideal mostrado en (a)). Sin embargo, conforme aumenta la temperatura se generan más portadores con lo que la distribución energética de carga inyectada es más ancha como se muestra en (b). No todos estos portadores se recombinarán en la zona activa sino que algunos portadores podrán atravesarla dando lugar a una corriente de pérdidas, de portadores que la atraviesan sin recombinarse y por tanto sin generar fotones.

Si se aumenta la corriente inyectada en el LED, éste se calienta y como resultado aumenta su corriente de pérdidas. Esta corriente dependerá del diseño del componente. Por ejemplo, si la región activa es ancha, las pérdidas podrán ser menores. La corriente de pérdidas puede ser bastante grande en muchos dispositivos y contribuir de un 20% a un 30% en la corriente total. Para evitar el calentamiento del LED a altas corrientes se pueden utilizar corrientes pulsantes y así reducir la corriente eficaz con lo que disminuye el calentamiento del dispositivo.

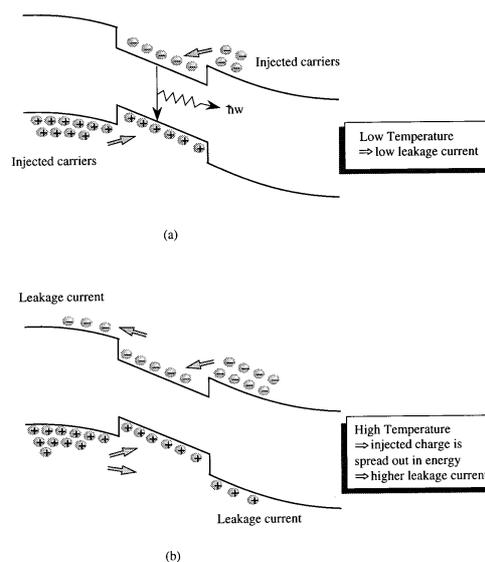


Fig. B.5.19: a) Esquema de la inyección de carga en un LED a baja temperatura. Todos los portadores inyectados se recombinan en la región activa; b) A mayores temperaturas debido a la dispersión de energía $k_B T$ de los portadores inyectados, un mayor número de portadores pueden perderse, reduciéndose la eficiencia radiante.

Hemos visto en temas anteriores que la ionización por impacto ocurre cuando un electrón con suficiente energía cinética (electrón "caliente") colisiona con un electrón de la banda de valencia (ligado a la estructura cristalina) dando lugar a dos electrones en la banda de conducción y un hueco en la de valencia. El proceso contrario también puede ocurrir cuando un electrón y un hueco se recombinan, proporcionando el exceso de energía a un electrón y produciendo de esa manera un electrón "caliente". El electrón "caliente" pierde su energía emitiendo fonones (es decir, proporcionando calor). Este proceso es llamado Proceso de Auger y es un importante proceso no radiante, especialmente en materiales de estrecha banda prohibida. La velocidad de la recombinación de Auger es proporcional a np^2 o pn^2 , dependiendo de si el portador "caliente" final es un electrón o un hueco.

La recombinación de Auger involucra a tres portadores en el estado inicial que pueden ser dos electrones y un hueco o dos huecos y un electrón, siendo el resultado final un electrón o hueco "caliente" sin emisión de un fotón. La velocidad de recombinación depende fuertemente de la concentración de portadores, el gap energético del material a la temperatura dada y los detalles de la estructura de bandas. El resultado final es que para LEDs de materiales de gap estrecho ($E_g < 1,0\text{eV}$), la recombinación de Auger es un proceso no radiante importante que además tiene una fuerte dependencia con la temperatura.

El efecto conjunto de la pérdida de portadores y de los procesos de Auger sobre la potencia óptica de un LED puede verse en la siguiente ecuación según la cual su corriente de fotones vale,

$$I_{ph} = I_{ph}(0)e^{-\frac{T}{T_1}} \quad (\text{B.5.62})$$

donde T_1 es una temperatura que depende de la anchura de la banda prohibida del material y de parámetros del diseño físico del LED. El valor de T_1 debe ser lo mayor posible para asegurar la independencia de la temperatura del LED. Para LEDs de $1,3\mu\text{m}$ de InAsGaP, T_1 vale de 180K a 200K mientras que para LEDs de GaAs vale de 300K a 350K.

Además de la dependencia de la potencia óptica con la temperatura, no debemos olvidar que la anchura de la banda prohibida de todos los semiconductores disminuye con la temperatura. Por tanto, el pico del espectro de emisión del LED se correrá hacia longitudes de onda mayores conforme aumente la temperatura. Este corrimiento es de $3,5\text{\AA}/\text{K}$ para un LED de GaAs y $6\text{\AA}/\text{K}$ para un LED de InGaAsP.

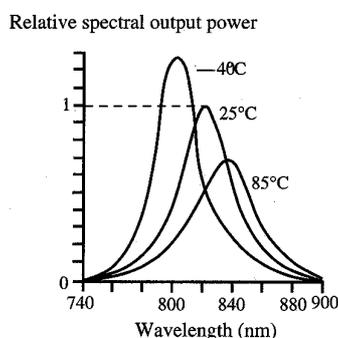


Fig. B.5.20: Variación del espectro de salida de un LED de AlGaAs con la temperatura. El valor normalizado del pico de emisión es a 25°C.

B.5.6.5. Construcción del LED

La construcción típica de un LED se muestra en la siguiente figura.

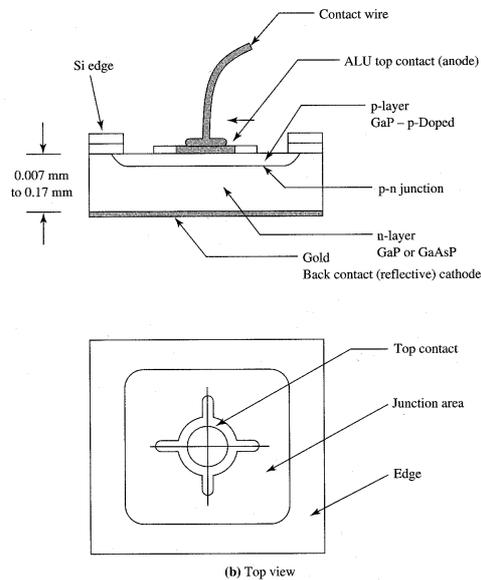


Fig. B.5.21: Construcción de un LED.

En el ejemplo, el LED es construido sobre un sustrato de GaP o GaAsP. En la parte superior de este sustrato se ha producido el crecimiento de una fina capa de tipo p. La unión p-n, donde tiene lugar la recombinación y se genera la radiación está entre estas dos capas. Como la capa de GaP es transparente, la radiación escapa a través de la capa superior. Con un sustrato de GaAs, el flujo dirigido hacia abajo es absorbido. Con un sustrato de GaP que es transparente, se debe añadir una capa reflectante en el electrodo inferior para mejorar la eficiencia. El mecanismo por el cual el flujo escapa se muestra en la siguiente figura.

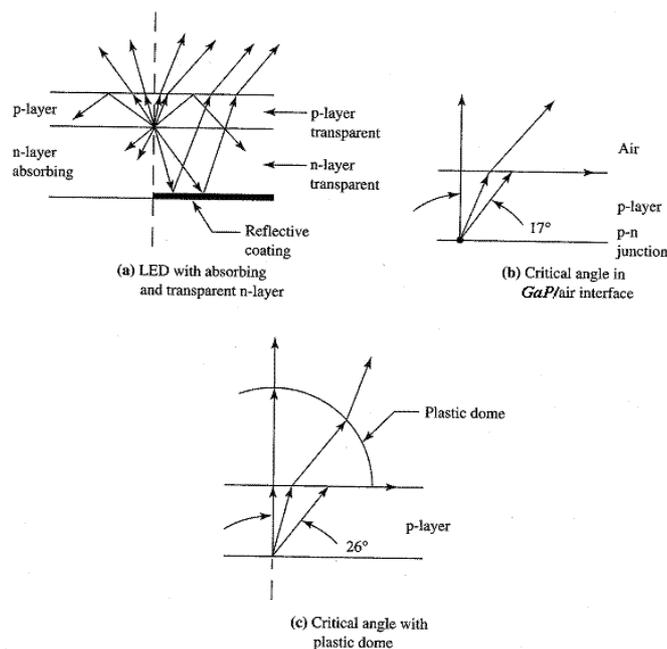


Fig. B.5.22: Diseño óptico de un LED.

El flujo se escapa por la parte superior de la unión, a través de la capa p. Aplicando la ley de Snell a la interfase aire-GaP encontramos que debido al proceso de reflexión interna total, solamente el flujo en un cono muy estrecho (ángulo del cono de 17°) puede escapar (b). Para mejorar esto, la unión es encapsulada en plástico, incrementando el ángulo de escape a 26° . El encapsulado no mejora únicamente la eficiencia óptica, sino que también permite mantener unidos todos los componentes del LED. El perfil del encapsulado plástico, o lente, también controla el patrón de radiación del LED.

En la siguiente figura se muestran algunas formas típicas de LEDs conjuntamente con sus patrones de radiación. A cada encapsulado se le da un nombre. Así el mostrado en (a) es llamado T-1 3/4 y el mostrado en (b) T-1 donde el número que aparece después de la T hace referencia al diámetro del LED en 1/8 de pulgada.

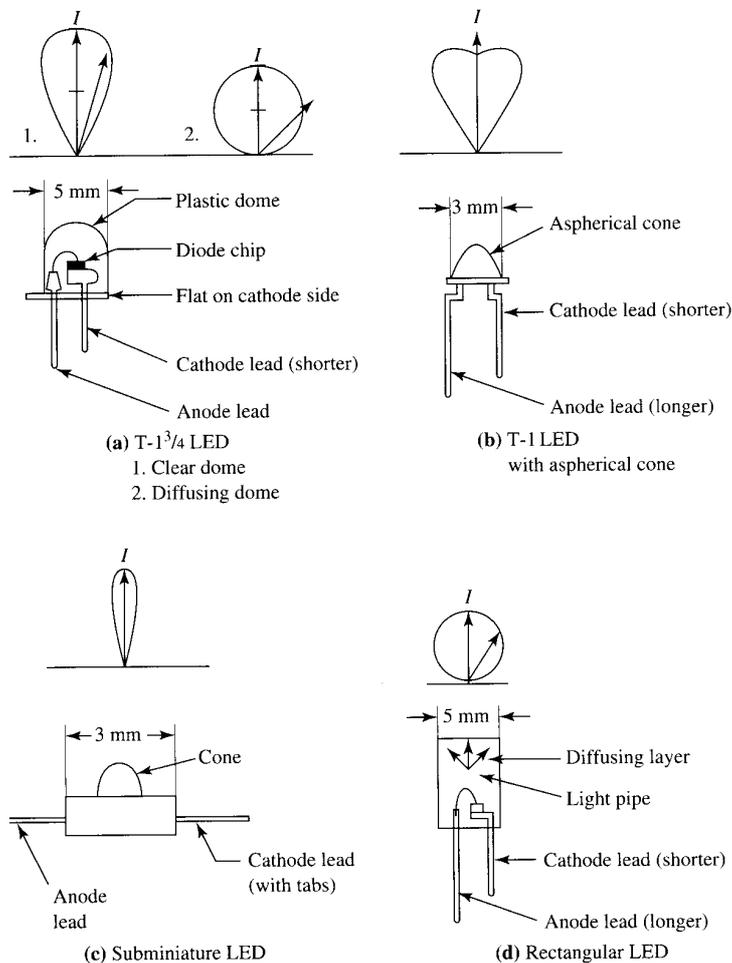
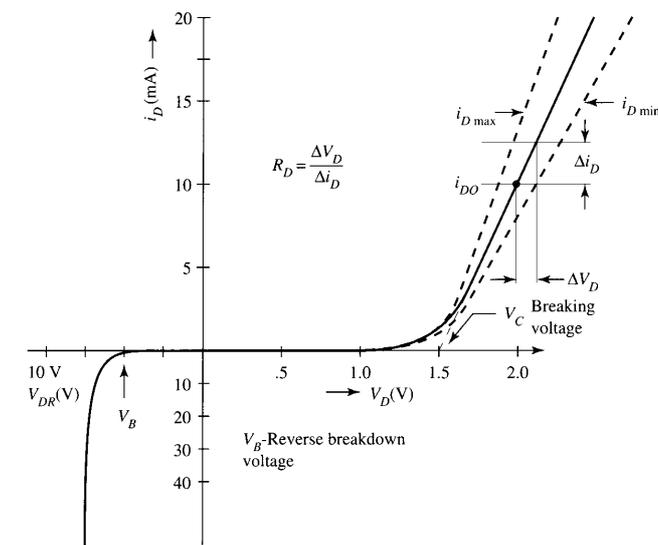


Fig. B.5.23: Ejemplos de LEDs clásicos.

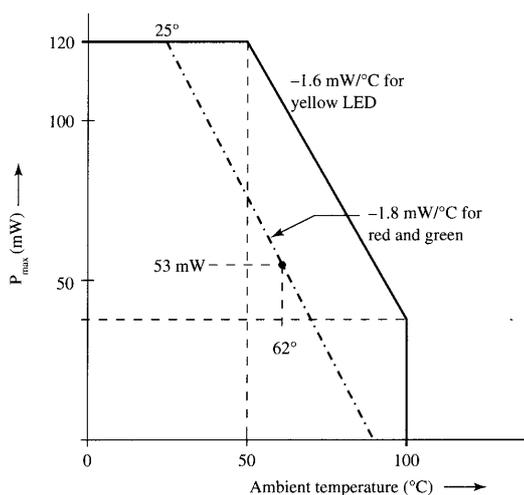
B.5.6.6. Características ópticas y eléctricas

El LED es un diodo p-n y como tal su curva característica es parecida a la de un diodo normal de unión p-n. Su tensión de codo está entre 1,2V y 2V dependiendo del material semiconductor. Su resistencia dinámica varía desde unos pocos ohms hasta decenas de ohms. La tensión de ruptura es de unos 5V. En la siguiente figura se muestra un factor de limitación

muy importante para los LEDs, la potencia máxima disipable (P_{MAX}) y su dependencia con la temperatura.



(a) V_D/i_D characteristic of LED



(b) Maximum permissible power dissipation

Fig. B.5.24: Características i_D/V_D y máxima disipación de potencia permisible.

El tercer parámetro a considerar, especialmente cuando el LED va a ser utilizado en un modo pulsado, es la máxima corriente de pico permisible (i_{MP}). Para modo pulsado los parámetros se relacionan a partir de las ecuaciones que vamos a comentar.

$$\text{Ciclo de trabajo: } d_c = t_{on} / T \quad (\text{B.5.63})$$

La corriente promedio en un tren de pulsos está relacionada con la corriente máxima de pico a través de la expresión:

$$i_{avg} = i_p d_c \quad (\text{B.5.64})$$

donde i_{avg} : es la corriente promedio, i_p : la corriente de pico y d_c el ciclo de trabajo.

La disipación de potencia en estado estacionario viene dada por la expresión:

$$P_D = i_D \cdot V_D \quad (B.5.65)$$

Siendo i_D la corriente por el diodo y V_D la tensión de caída en el diodo.

En condiciones pulsantes la potencia promedio disipada es:

$$P_{avg} = i_{avg}[V_{DO} + R_D(i_p - i_{DO})] \quad (B.5.66)$$

donde V_{DO} : tensión en el punto de operación, i_{DO} : corriente en el punto de operación y R_D : resistencia dinámica del LED.

La resistencia dinámica del LED puede ser calculada a partir de la curva característica del LED:

$$R_D = \Delta V_D / \Delta i_D \quad (B.5.67)$$

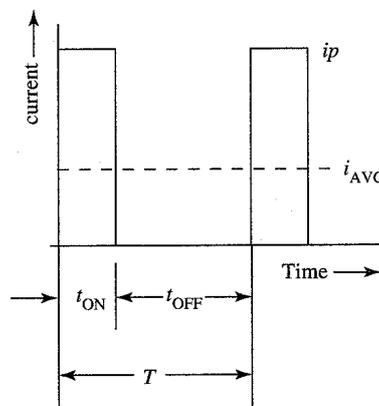


Fig. B.5.25: Ciclo de trabajo y corrientes de pico y promedio en un tren de pulsos.

El parámetro óptico más importante es la intensidad luminosa. La intensidad luminosa es una función no lineal de la corriente del LED, de manera que la intensidad luminosa relativa aumenta al aumentar la corriente. Esta no linealidad puede ser expresada de dos formas diferentes: representando $I_{PR} = f(I_D)$ o definiendo una eficiencia relativa, $\eta_{PR} = I_{PR}/I_{PRO}$. La curva B (η_{PR}) de la siguiente figura muestra que a corrientes grandes la eficiencia del LED aumenta considerablemente. Este hecho favorece la utilización del LED en modo pulsante ya que el incremento de corriente en estado estacionario está limitado por la máxima disipación de potencia. En modo pulsante se puede conseguir una mayor intensidad luminosa sin llegar al límite de potencia disipable. En modo pulsante, la intensidad promedio puede ser calculada utilizando la siguiente ecuación:

$$I_{PRavg} = I_{PRO} \cdot \frac{i_p \cdot d_c \cdot \eta_{PR}}{i_0 \cdot \eta_{PRO}} \quad (B.5.68)$$

donde, I_{PRavg} : intensidad luminosa promedio (cd, W/sr), I_{PRO} : intensidad luminosa de referencia (cd, W/sr), i_p : corriente de pico (A), i_0 : corriente de referencia (A), d_c : ciclo de trabajo, η_{PR} : eficiencia relativa a la corriente de pico y η_{PRO} : eficiencia relativa de referencia (vale 1).

Mencionar por último que el espectro de salida no es monocromático sino que presenta un ancho de banda considerable alrededor de la longitud de onda central.

Otra característica del LED (como ya hemos visto con anterioridad) es la dependencia con la temperatura de su intensidad luminosa. El coeficiente de temperatura de I_{PR} es de alrededor de $1\%/^{\circ}\text{C}$. Un incremento de 25°C disminuirá la intensidad luminosa un 25% como puede ser visto en Fig. B.5.20. Este efecto no puede ser pasado por alto.

La última, y ya más favorable, característica de un LED es su tiempo de respuesta, típicamente de 90ns para LEDs amarillos y rojos y de 500ns para los verdes. Este pequeño valor del tiempo de respuesta hace que los LEDs sean útiles como fuentes en aplicaciones de comunicación óptica. Además las fuentes luminosas incandescentes, con un tiempo de respuesta grande, no tienen casi aplicación en este campo.

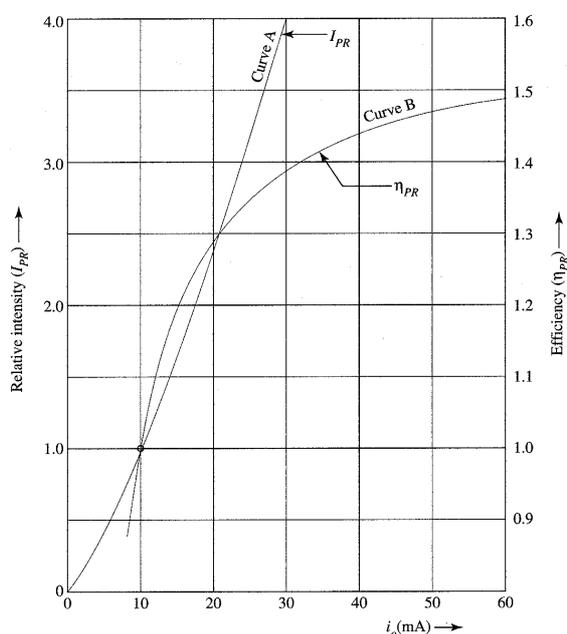


Fig. B.5.26: Intensidad luminosa relativa y eficiencia.

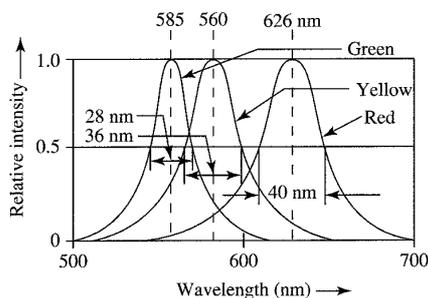


Fig. B.5.27: Espectro de salida típico de un LED.

B.5.6.7. Circuitos de excitación para los LEDs

El diseño de circuitos con LEDs debe tener en cuenta tres consideraciones:

1. Configuración mecánica y patrón de radiación apropiados.

2. Disipación y variaciones con la temperatura en el LED.
3. Requisitos del circuito de excitación del LED.

La primera consideración a tener en cuenta puede ser fácilmente solventada consultando los catálogos que proporciona el fabricante, donde se pueden encontrar una gran variedad de LEDs para todas las posibles configuraciones. La segunda consideración en cuanto a las variaciones con la temperatura ya fue estudiada en su momento.

El propósito de un circuito de excitación es garantizar la intensidad luminosa deseada para el LED. Como la intensidad es función directa de la corriente por el LED el problema del diseño es crear un circuito de excitación que conduzca a la corriente deseada a través del diodo LED. En la siguiente figura se muestran algunos circuitos típicos y muy empleados.

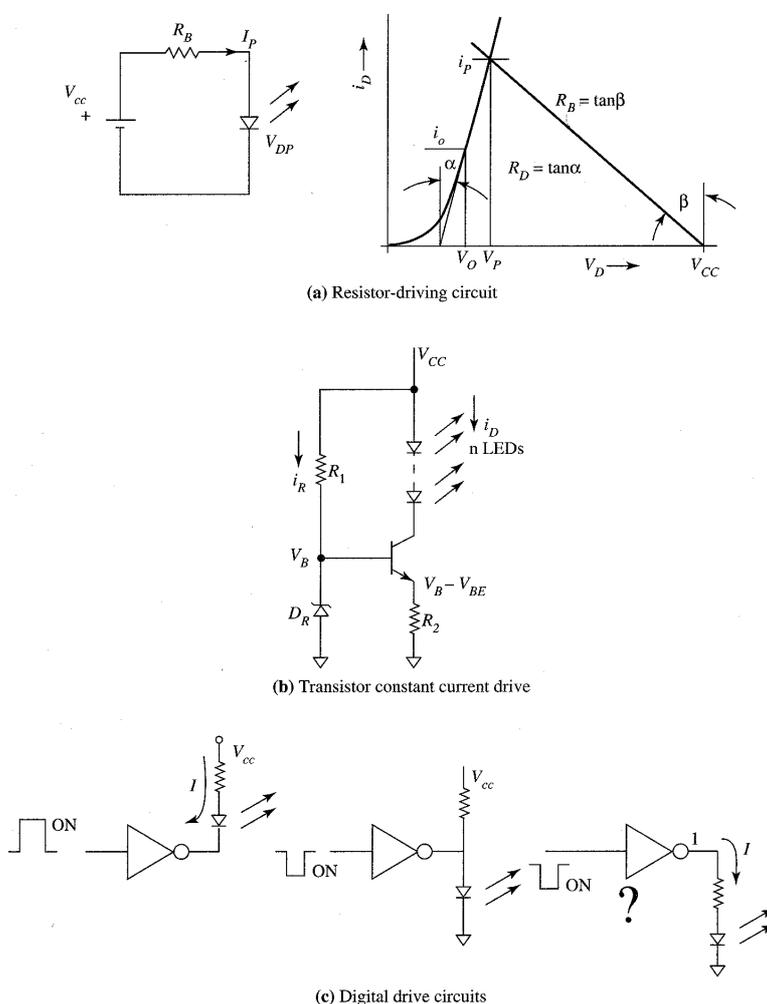


Fig. B.5.28: Circuitos de excitación de LEDs.

El circuito de excitación más sencillo es de forma incuestionable el circuito de excitación mediante la utilización de una resistencia. La desventaja de este circuito es que, debido a las tolerancias en las características de los LEDs, valor de la resistencia y variación de la tensión de alimentación, la corriente por el LED y, en consecuencia, la intensidad resultante puede presentar variaciones considerables. Este inconveniente puede no serlo cuando se utiliza un único LED como indicador. Sin embargo, si se tienen varios LEDs

situados cerca el uno del otro, las variaciones de intensidad luminosa pueden resultar desagradables. El valor de la resistencia R_B puede ser calculado a partir de la siguiente ecuación, donde R_D es la resistencia dinámica del diodo, como se observa en la gráfica de (a).

$$R_B = \frac{V_{cc} - V_0}{i_p} - R_D \frac{i_p - i_0}{i_p} \quad (\text{B.5.69})$$

Varios LEDs pueden ser conectados en serie utilizando este simple circuito con lo que la corriente por todos ellos es la misma. La conexión en paralelo de los LEDs debe ser evitada ya que las variaciones en las características de los LEDs causan diferencias inaceptables entre las corrientes que circulan por cada LED y, por tanto, en la iluminación proporcionada por cada uno de ellos. Los valores de la resistencia dinámica del LED (R_D) y de la corriente y tensión de referencia deben ser obtenidos a partir de la curva que da el fabricante para el diodo, pues normalmente no son proporcionados en los "data sheets". La solución gráfica, es por tanto, lo más simple y rápido.

Con unos pocos componentes más y un transistor, es posible diseñar un circuito de excitación (b) que garantiza una corriente estable y predecible a través de un único LED o de una combinación de ellos. La ventaja de este circuito es que la corriente no está a merced de las posibles variaciones en las características del LED pues se trata de una fuente de corriente. Este circuito puede ser utilizado para varios LEDs en serie siempre y cuando la caída de tensión a través de todos los LEDs no supere la tensión de colector disponible, V_{CC} . El circuito puede ser diseñado utilizando la siguiente relación:

$$R_1 = (V_{CC} - V_B) / i_R \quad (\text{B.5.70})$$

donde V_{CC} es la tensión de alimentación (V), V_B es la tensión fijada por el diodo zéner de referencia (V) e i_R es la corriente a través del diodo zéner (A).

$$R_2 = (V_B - V_{BE}) / i_D \quad (\text{B.5.71})$$

donde V_{BE} es la caída de tensión base - emisor ($V_{BE} = 0,7V$), i_D es la corriente que se desea que circule por el LED (A).

Para que el circuito funcione adecuadamente se ha de cumplir que:

$$V_{CC} > nV_p + (V_B - V_{BE}) + 0,2V \quad (\text{B.5.72})$$

donde n es el número de LEDs en serie y V_p la caída de tensión en cada uno de ellos.

En (c) se muestran varios circuitos de excitación que utilizan lógica digital, lo cual es una aplicación muy común. Todas las familias lógicas presentan una capacidad de corriente limitada en estado alto. Por tanto, no es posible proporcionar la corriente de excitación al LED a partir de la corriente en estado alto. En estado bajo, la corriente es algo mayor (16mA para TTL) y un LED puede ser excitado con una corriente bastante modesta, como se muestra en el primer circuito de (c). Cuando se requiere una corriente mayor deben ser utilizados circuitos de excitación especiales.

B.5.7. Aplicaciones de LEDs

Los LEDs tienen múltiples aplicaciones en sistemas de procesamiento óptico de la información. Entre estas aplicaciones podemos destacar los visualizadores, donde se utilizan uno o más LEDs para generar señales ópticas visibles al ojo humano. Los LEDs son también utilizados en sistemas de comunicaciones ópticas para redes locales. Otra importante aplicación de los LEDs es para proporcionar un aislamiento de tipo óptico, en el cual dos circuitos eléctricos se "conectan" mediante la luz proveniente de un LED (optoacopladores).

El LED como elemento de un visualizador

Una importante aplicación de los LEDs es en tecnología de visualizadores. Un visualizador basado en LEDs es un visualizador activo ya que emite la luz, a diferencia de los visualizadores basados en cristales líquidos en los que la luz no es generada por la propia célula de cristal líquido. En consecuencia los visualizadores basados en LEDs pueden ser muy brillantes generando suficiente potencia como para ser utilizados en aplicaciones como las luces traseras de los automóviles, semáforos o incluso pantallas anunciadores diurnas.

Como los visualizadores se deben ver por el ojo humano, la luz debería ser generada para cubrir todo el espectro visible si se quieren producir visualizadores que actúen en todos los colores. La luz roja ($\lambda \sim 6600\text{Å}$) se consigue a partir de LEDs de $\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$ y aleaciones de AlGaAs . La luz verde ($\lambda \sim 5200\text{Å}$) a partir de GaP . La luz azul es muy difícil de obtener ya que el gap energético que necesitamos es de 2,1 a 2,4eV y la tecnología de estos materiales aún no está muy desarrollada. Se consiguen a partir de GaN y ZnSe aunque no son fáciles de conseguir.

El LED se puede utilizar como una sola lámpara (en la mayoría de las ocasiones como indicador en un sistema electrónico) o en matrices. Las matrices (arrays) están conectados de manera que permiten generar caracteres alfanuméricos. En la siguiente figura podemos observar un visualizador típico para caracteres en el que se utiliza una matriz de siete segmentos en el que cada segmento es un LED. Para su conexión externa se utiliza un encapsulado de 14 pines (en realidad 4 no se conectan).

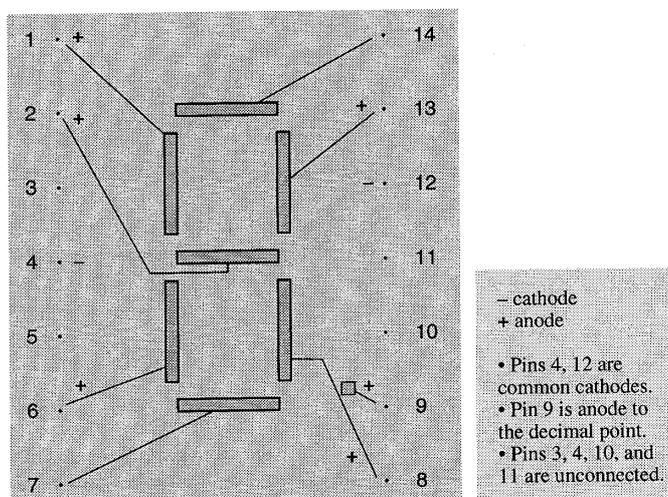


Fig. B.5.29: Esquema de un visualizador de 7 segmentos con punto decimal con LEDs. Se muestra un encapsulado de 14 bits, con las conexiones típicas de cada pin.

Los visualizadores basados en LEDs son especialmente útiles en aplicaciones en las que tiene importancia el brillo del visualizador. La potencia de salida del LED es bastante alta como para permitir a los visualizadores ser visibles a plena luz del día. Además como el LED es un simple diodo p-n es muy fácil integrarlo con otros dispositivos semiconductores. Aunque el consumo de potencia y el coste son mayores que en los cristales líquidos y, por tanto, estos últimos tienen ventaja en monitores de ordenadores portátiles, sí que tienen un buen futuro en aplicaciones donde sustituyan a las bombillas clásicas (luces de automóvil y señales de tráfico).

El LED en las comunicaciones

Aunque la luz del LED aparece al ojo humano como de un solo color y por tanto de una sola longitud de onda, esto no es así. En realidad el espectro es bastante amplio y de unos $\Delta\lambda \sim 200\text{\AA}$. Ya hemos dicho anteriormente que esto es un problema en comunicaciones a larga distancia ya que debido a que la velocidad de propagación en una fibra depende de la longitud de onda, si un pulso está formado por múltiples longitudes de onda, entonces al viajar a lo largo de la fibra se deformará y se ensanchará en el tiempo (dispersión cromática). El LED por tanto reduce su uso a comunicaciones de corta distancia donde la dispersión es despreciable.

Otra limitación es la velocidad de transmisión, ya que en un LED no puede ser modulada su intensidad a una velocidad mayor que 1GHz. En muchas aplicaciones esta velocidad puede ser suficiente pero en la actualidad necesitamos cada vez mayores velocidades, lo que implica el uso de diodos láser (LDs).

El LED como optoacoplador

Una aplicación muy importante del LED es el optoacoplador. Este componente consiste en un emisor y en un sensor de luz. Permite transmitir señales con un alto aislamiento entre una parte y otra del circuito. Sustituye a componentes como el transformador, relés y condensadores de aislamiento (bloqueo).

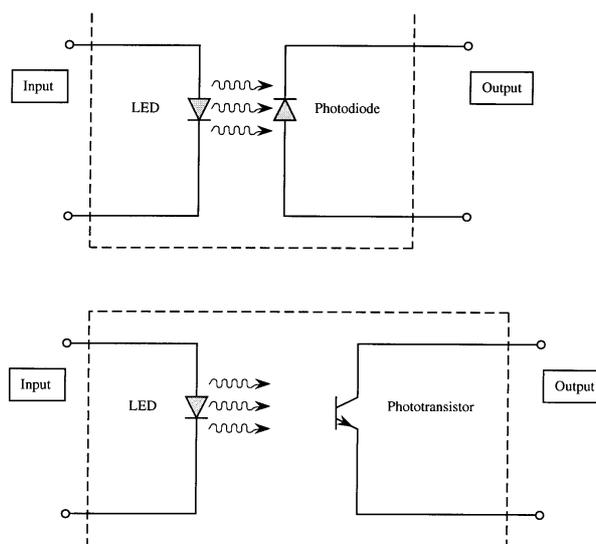


Fig. B.5.30: Esquema de dos optoacopladores; con fotodiodo y con fototransistor.

El componente conectado a la entrada es un diodo LED y el sensor es un fotodiodo o un fototransistor. La señal luminosa se transmite a través del aire proporcionando por tanto un

alto aislamiento. Sistemas que necesitan de tan alto aislamiento pueden ser, por ejemplo, fuentes de alimentación, amplificadores para electrocardiógrafos, etc. En estos últimos existe alta tensión en primario y por la seguridad del paciente es imprescindible el aislamiento galvánico.

Sobre la fiabilidad del LED

Como a cualquier otro componente electrónico a los LEDs les exigimos fiabilidad. Es deseable que no falle el visualizador u otro circuito que contenga un LED. Los tres fallos más comunes en un LED son: "fallo infantil" en los que el LED ha sufrido algún deterioro en el proceso de fabricación y por tanto falla durante el proceso de "burn in" o quemado inicial. Este "burn in" consiste en hacer funcionar el LED a alta potencia durante 100 horas. Los LEDs que sobreviven este test de quemado tienen un alto MTBF. Técnicas avanzadas de fabricación permiten reducir estos fallos.

Si después del quemado inicial se produce algún fallo debido a una combinación de defectos no aparentes hasta ese momento, este cúmulo de casualidades y mala suerte se llama fallo por malformación o "freak failure".

La mayoría de los LEDs sobreviven estos dos primeros tipos de fallos y llegan a tener un MTBF de hasta 10^6 horas en LEDs de GaAs y 10^9 horas en LEDs de InP. El MTBF se define de forma diferente según la aplicación. Para comunicaciones ópticas la pérdida de potencia implica el espaciado entre repetidores y por tanto es la caída de potencia la que determinará el envejecimiento del componente. En un sistema con tolerancia suficiente el MTBF se puede definir como el tiempo que tarda en disminuir la potencia a la mitad (-3dB). Pero si el espaciado de repetidores es mayor, tal vez necesitemos un MTBF definido a partir de una caída de potencia del 20% (-1dB).

El fallo gradual es el último tipo de fallo existente en los LEDs, donde se produce una degradación progresiva. Esta degradación incluye un aumento de la recombinación no radiante. Debido a los defectos de fabricación (dislocaciones) se genera un defecto que se conoce con el nombre de efecto de línea oscura. Este defecto se debe a una migración de las dislocaciones del substrato a la región activa reduciendo así las recombinaciones radiantes. Aunque en los LDs este defecto es catastrófico no ocurre así en los LEDs donde sólo se reduce gradualmente la luz emitida. Ocurre en los LEDs de GaAs pero no en los de InP por lo que estos últimos tienen un mayor MTBF.

El mejorar el MTBF de los componentes y poder predecirlo sin tener que realizar tests de larga duración sigue siendo un área de investigación muy importante en la actualidad.

B.5.8. Resumen

El LED es un componente de múltiples aplicaciones, siendo las más importantes su utilización en visualizadores y sistemas de comunicación óptica. Sus principales ventajas son su simplicidad de fabricación y su fácil utilización (incorporación a un circuito electrónico). Sus desventajas principales son su gran anchura espectral y su ancho de banda de modulación limitada al GHz más o menos.