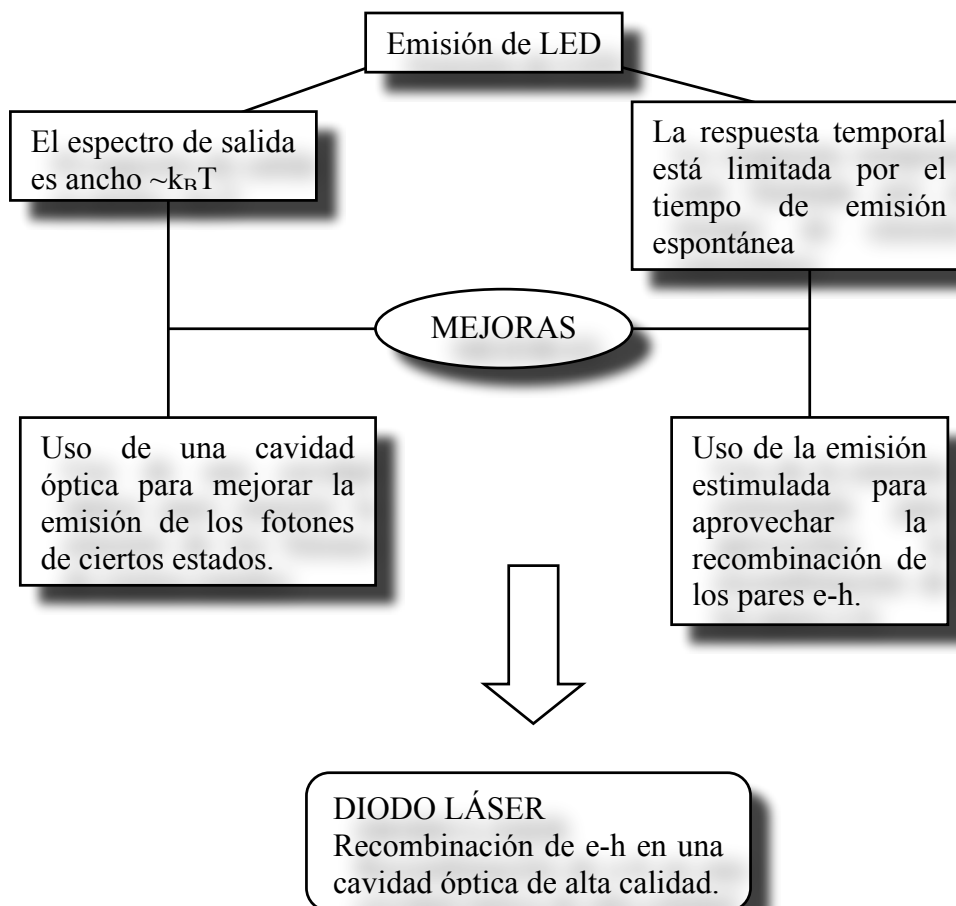


B.6. El diodo láser

B.6.1. Introducción

El LED que acabamos de ver es una de las fuentes de luz más utilizadas tanto en comunicaciones ópticas como en sistemas de visualizadores. Aun así el LED no es el dispositivo de mayores prestaciones siendo sus ventajas su fácil fabricación y su fácil uso. Sus mayores desventajas son su amplio espectro de emisión y la imposibilidad de utilizarlo en sistemas para modular con frecuencias superiores al gigahercio. Ya conocemos a que se deben estas limitaciones. El diodo láser o LD supera estas desventajas del LED aprovechando características especiales de las cavidades ópticas y de la emisión estimulada. El resultado es que el LD es capaz de emitir señales con un espectro dos órdenes de magnitud menor que el LED. Además puede ser modulado con señales de hasta 50GHz y el haz luminoso del LD no se abre tanto como el LED pudiendo generar rayos de luz de alta intensidad y muy focalizados.



B.6.2. Emisión espontánea y estimulada

El diodo láser se utiliza igual que un diodo LED, es decir, como un diodo p-n polarizado directamente. Sin embargo, aunque su estructura parece similar a la de un LED en lo que respecta a electrones y huecos, no lo es en lo referente a los fotones.

Como en el caso del LED, inyectamos electrones y huecos en la zona activa polarizando directamente el diodo láser. Para bajos niveles de inyección, estos electrones y huecos se recombinan de forma radiante mediante el proceso de emisión espontánea, emitiendo fotones. Sin embargo, la estructura del diodo láser está diseñada para que a altos niveles de inyección el proceso de emisión venga determinado por la emisión estimulada. La emisión estimulada permite obtener una alta pureza espectral de la señal, fotones coherentes y una alta velocidad de respuesta. La diferencia fundamental es pues la emisión espontánea en el LED y estimulada en el LD.

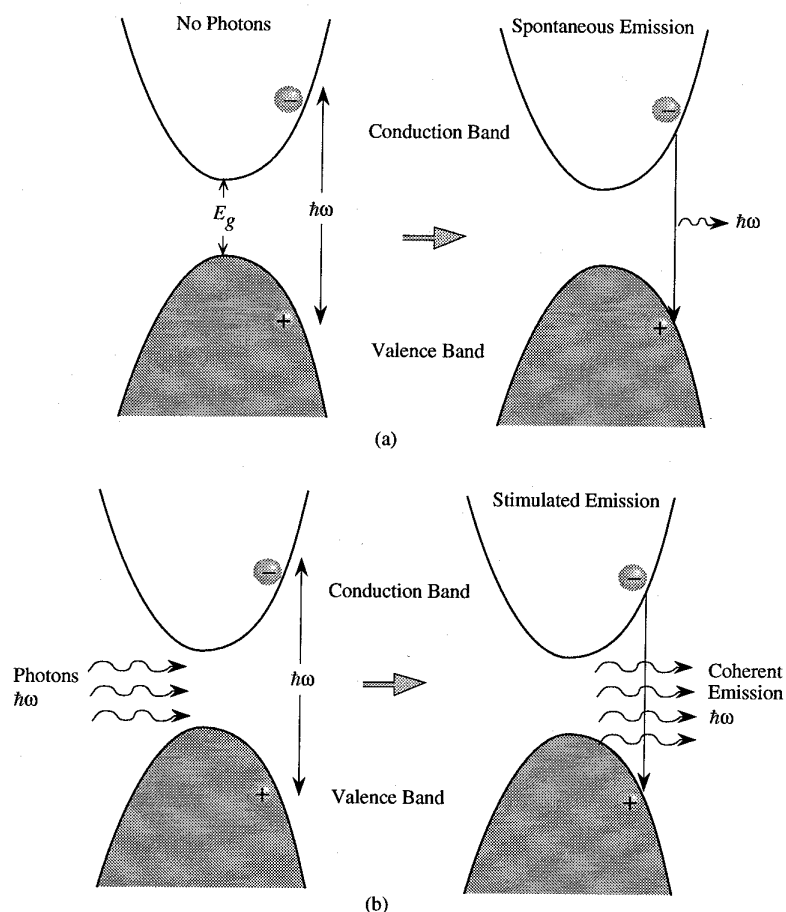


Fig. B.6.1: (a) En la emisión espontánea, el par electrón-hueco se recombina en ausencia de otros fotones para emitir un fotón. (b) En emisión estimulada, un par electrón-hueco se recombina en presencia de fotones de energía adecuada $h\omega$ para emitir fotones coherentes. En la emisión coherente los fotones emitidos están en fase con los ya existentes.

Supongamos un electrón con un vector de onda k y un hueco con un vector de onda k en las bandas de conducción y de valencia del semiconductor respectivamente. Si no hay fotones en el semiconductor, el electrón y el hueco se recombinan emitiendo un fotón. Esto sería una emisión espontánea, la cual ya fue estudiada en el tema anterior del LED.

Si existen fotones en el semiconductor y éstos tienen la misma energía $\hbar\omega$ que la diferencia de energía entre electrón y hueco, además de la emisión espontánea se produce otro tipo de proceso de emisión llamado emisión estimulada. El proceso de emisión estimulada es proporcional a la concentración de fotones (de fotones con la energía adecuada para causar la transición electrón-hueco). Los fotones emitidos tendrán la misma fase que los fotones incidentes causantes de la emisión, es decir, tendrán la misma energía y vector de onda.

La frecuencia de generación de fotones de forma estimulada viene dictada por la velocidad de recombinación en este tipo de proceso:

$$W_{em}^{st}(\hbar\omega) = W_{em}(\hbar\omega) \cdot n_{ph}(\hbar\omega) \quad (B.6.1)$$

donde $n_{ph}(\hbar\omega)$ es la concentración de fotones y W_{em} es la velocidad de recombinación en el proceso de emisión espontánea. En el LED, cuando los fotones son emitidos de forma espontánea, éstos son perdidos bien por reabsorción o bien porque simplemente abandonan la estructura. Por tanto, $n_{ph}(\hbar\omega)$ permanece en un valor muy pequeño y no puede iniciarse un proceso de emisión estimulada.

Vamos a considerar ahora la posibilidad de que los fotones sean emitidos de forma espontánea y que seamos capaces de diseñar una cavidad óptica tal que los fotones que posean una energía bien definida sean confinados de forma selectiva en la estructura del semiconductor. Esto aumentaría $n_{ph}(\hbar\omega)$ y a su vez la emisión estimulada. El resultado sería una señal de salida con un espectro de emisión muy estrecho y que podría ser modulada a altas velocidades.

El reto es por tanto conseguir una cavidad óptica que confine los fotones de una determinada energía para que provoquen la emisión estimulada.

B.6.3. La estructura láser: la cavidad óptica

Al igual que en el LED en el LD generamos fotones a partir de la recombinación de pares electrón-hueco, pero en el LD tendremos una cavidad óptica que guía los fotones generados. La cavidad óptica es básicamente una cavidad resonante en la cual los fotones sufren múltiples reflexiones. Por tanto, cuando los fotones son emitidos sólo se permite que una pequeña fracción de éstos deje la cavidad. En consecuencia, la concentración de fotones dentro de la cavidad empieza a crecer. Existen muchas cavidades para su utilización en diodos láser, siendo las más importantes la cavidad de Fabry-Perot, cavidades con realimentación distribuida con enrejados periódicos ("gratings") y cavidades de láseres de emisión superficial con reflectores diseñados especialmente para ellas. La cavidad más utilizada es la de Fabry-Perot cuyo elemento más importante es una superficie pulida que hace de espejo reflejando los fotones generando modos resonantes. Estos modos resonantes son los que satisfacen la expresión,

$$L = \frac{q\lambda}{2} \quad (B.6.2)$$

donde q es un entero, L es la longitud de la cavidad y λ es la longitud de onda del fotón en el material. Su relación con la longitud de onda en el vacío es

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n_r} \tag{B.6.3}$$

donde n_r es el índice de refracción de la cavidad. El espaciado entre los modos estacionarios es

$$\Delta k = \frac{\pi}{L} \tag{B.6.4}$$

Como puede observarse en la siguiente figura (a) sólo se pulen dos caras opuestas de la cavidad (dos superficies que hacen de espejo). Las otras dos se dejan sin pulir de forma que los fotones emitidos no son reflejados en estas caras, es decir, no se generan modos resonantes por lo que no está permitido el crecimiento de la concentración de fotones en esa dirección. En la dirección en la que sí existen las caras pulidas es en donde se generan los modos resonantes que provocan el proceso de emisión estimulada.

Únicamente las ondas estacionarias sobreviven dentro de la cavidad. Estas ondas estacionarias se producen cuando una onda se superpone con su reflejada. Dichas ondas estacionarias están formadas por aquellas longitudes de onda que garantizan que la amplitud del campo eléctrico es cero en cada espejo.

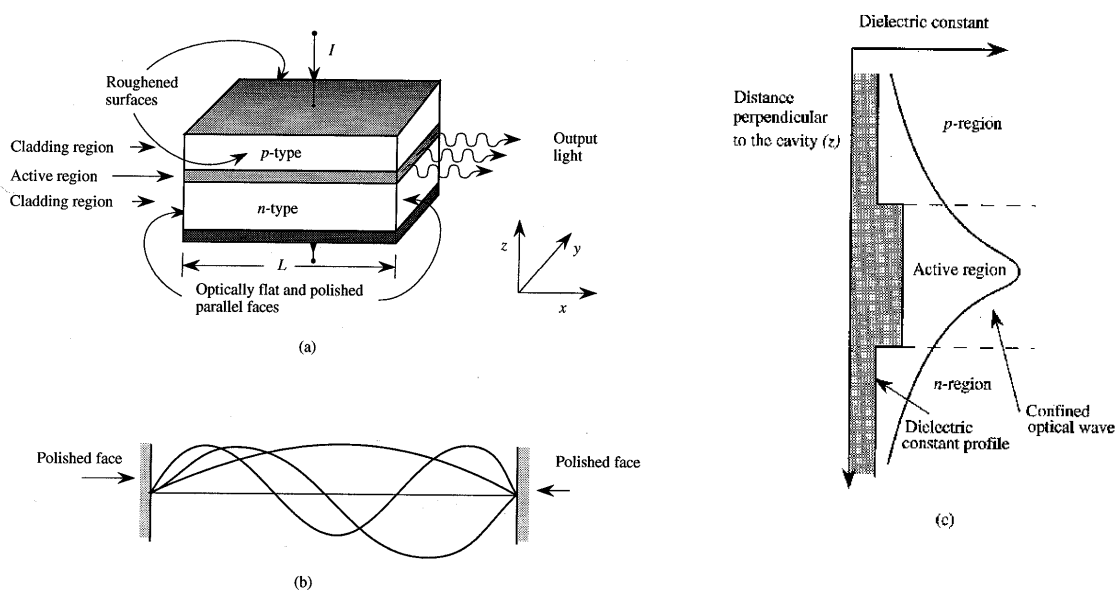


Fig. B.6.2: (a) Estructura láser típica donde se ven los espejos y la cavidad utilizada para confinar los fotones. (b) Estados estacionarios de la cavidad. Los espejos son los responsables de estos estados. (c) La variación de la constante dieléctrica es la responsable del confinamiento óptico. La estructura de la cavidad óptica de estas figuras es la de la cavidad de Fabry-Perot.

En el tema dedicado a las guías de onda ya vimos como los modos guiados quedaban confinados en el interior de la guía. En el estudio que se va a realizar a continuación se van a utilizar algunos de los conocimientos adquiridos sobre dicho tema. Hay que, por otra parte, tener en cuenta que aunque la cavidad óptica confina los fotones de unas determinadas características, la región activa donde se produce la recombinación de pares electrón-hueco puede ocupar sólo una pequeña fracción de toda la cavidad. En consecuencia, es importante diseñar la estructura láser para que la onda óptica tenga una alta probabilidad de estar en la

región en la que tiene lugar la recombinación de pares electrón-hueco, ya que esta onda es la responsable de la emisión estimulada.

Si se escoge una guía de ondas plana como la mostrada en (c) para confinar la onda óptica en la dirección z , el campo eléctrico de la onda óptica cumplirá, como vimos en el tema de las guías de onda, la siguiente ecuación:

$$\frac{d^2 E_k(z)}{dz^2} + \left(\frac{\epsilon(z)\omega^2}{c^2} - k^2 \right) E_k(z) = 0 \quad (\text{B.6.5})$$

La constante dieléctrica $\epsilon(z)$ (y por tanto el índice de refracción) suponemos que tiene una variación con el eje z de forma que la onda quede confinada en la dirección z . Esta variación de tipo escalón de la constante dieléctrica exige que las capas de recubrimiento sean de un material con una banda prohibida muy ancha, lo cual nos lleva a una estructura similar a la vista para el LED de heteroestructura.

La mayoría de los avances conseguidos en los láseres semiconductores son a partir de mejoras en las cavidades ópticas. Así se ha comprobado en la anterior discusión que el confinamiento óptico se mejora gracias al empleo de heteroestructuras como recubrimiento. Esto es fácil de conseguir en procesos epitaxiales.

Hasta ahora hemos visto el confinamiento en la dirección z . Para conseguir un confinamiento en la dirección y (plano del láser) podríamos utilizar una variación de la constante dieléctrica en dicha dirección. Sin embargo, esto en la práctica es difícil de conseguir. Una solución muy empleada para conseguir dicho confinamiento es la mostrada en la siguiente figura, en que se utiliza un contacto en forma de tira metálica estrecha por donde se alimenta el diodo láser. Esto restringe el flujo de corriente, es decir, confina los portadores de carga -electrones y huecos-, dentro de una estrecha región por debajo de la tira metálica. La anchura de la tira suele variar entre $10\mu\text{m}$ y $50\mu\text{m}$. Estas tiras se producen por atacado con ácidos.

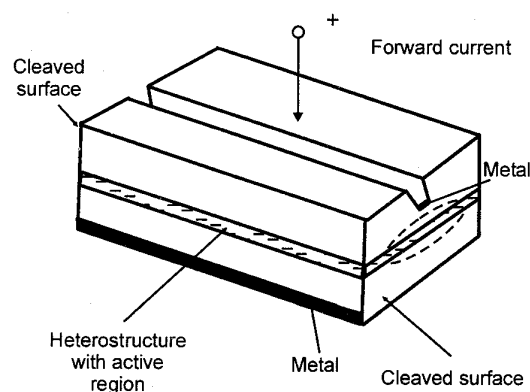


Fig. B.6.3: Confinamiento óptico en el eje y mediante el empleo de un contacto en forma de estrecha tira metálica.

También se fabrican láseres "enterrados" (se llaman así porque la región activa está "enterrada" entre varias capas) donde el confinamiento óptico en la dirección y se consigue dopando los materiales o introduciendo defectos ya que estos procesos pueden también variar la constante dieléctrica.

Un parámetro importante para describir las cavidades ópticas es el factor de confinamiento óptico, Γ , que da la fracción de la onda óptica existente en la región activa.

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{región activa}} |E(z)|^2 dz}{\int |E(z)|^2 dz} \quad (\text{B.6.6})$$

Este factor de confinamiento vale casi la unidad para láseres de doble heteroestructura con una región activa de $\sim 1\mu\text{m}$, aunque sólo vale un 1% en estructuras avanzadas de láseres de pozos cuánticos. Aún teniendo un factor de confinamiento tan bajo los láseres de pozos cuánticos tienen un comportamiento mucho mejor por sus propiedades electrónicas superiores. En dicho tipo de láseres, la región activa tiene un espesor tan pequeño (de 4 a 10nm) que el electrón puede considerarse que ve un "mundo de 2 dimensiones". Esto afecta al valor de la densidad de estados energéticos permitidos tanto para electrones como para huecos y hace que la energía potencial de ambos tipos de portadores sea menor y, por tanto, sea más fácil conseguir que se recombinen.

B.6.3.1. Absorción óptica, pérdidas y ganancia

La corriente fotónica (proporcional a la intensidad óptica) asociada a una onda electromagnética viajando por un semiconductor viene dada por

$$I_{ph} = I_{ph}^0 e^{-\alpha x} \quad (\text{B.6.7})$$

donde α es el coeficiente de absorción (positivo) y I_{ph}^0 es la corriente fotónica incidente en $x = 0$.

La intensidad óptica que es la corriente de fotones multiplicada por la energía de los fotones, $\hbar\omega$, cae conforme avanza la onda si α es positivo. Sin embargo, si se inyectan electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia, el proceso de recombinación de pares electrón-hueco (emisión de fotones) puede llegar a ser más fuerte que el de generación de pares electrón-hueco (absorción de fotones). En general, y como vimos en el tema anterior, es posible definir una ganancia a partir de la diferencia entre los procesos de emisión y absorción. La probabilidad de emisión de fotones será mayor cuanto mayor sea el producto $f^e(E^e) \cdot f^h(E^h)$ mientras que la probabilidad de absorción será mayor cuanto mayor sea el producto $(1 - f^e(E^e)) (1 - f^h(E^h))$. E^e y E^h están relacionadas con la energía del fotón por la condición de que las transiciones han de ser verticales:

$$E^e = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} = E_c + \frac{m_r^*}{m_e^*} (\hbar\omega - E_g) \quad (\text{B.6.8})$$

$$E^h = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} = E_v - \frac{m_r^*}{m_h^*} (\hbar\omega - E_g) \quad (\text{B.6.9})$$

La ganancia, como diferencia entre los procesos de emisión y absorción es, por tanto proporcional a

$$g(\hbar\omega) \propto f^e(E^e) \cdot f^h(E^h) - \{ -f^e(E^e) \} \{ -f^h(E^h) \} = \{ f^e(E^e) + f^h(E^h) \} - 1 \quad (\text{B.6.10})$$

La dependencia espacial de la intensidad de la onda óptica es, en general de la forma:

$$I_{ph} = I_{ph}^0 e^{g(\hbar\omega)x} \quad (\text{B.6.11})$$

donde g es la ganancia. Si g es positiva, la intensidad crece porque se añaden más fotones por emisión a la intensidad. Una ganancia positiva requiere un proceso de "inversión".

La condición para que se produzca la inversión y tener una ganancia positiva es:

$$f^e(E^e) + f^h(E^h) > 1 \quad (\text{B.6.12})$$

La condición de inversión nos dice que, en la zona activa (zona de agotamiento de la unión pn), la probabilidad de encontrar un electrón con energía E^e en las proximidades del límite de la banda de conducción y un hueco con energía E^h en las proximidades de la banda de valencia es mayor que la unidad, $f^e(E^e) + f^h(E^h) > 1$, es decir que hay más electrones en la banda de conducción en las proximidades de E_c que electrones en la banda de valencia en las proximidades de E_v (más huecos o estados energéticos no ocupados por electrones), de ahí el nombre de inversión de población.

En el tema anterior vimos que la expresión de la ganancia era:

$$g(\hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) \cdot [f^e(E^e) + f^h(E^h) - 1] \quad (\text{B.6.13})$$

de forma que si $f^e(E^e) = 0$ y $f^h(E^h) = 0$, la ganancia es negativa y de valor $-\alpha(\hbar\omega)$, es decir, únicamente tenemos absorción.

Teniendo en cuenta el valor de $\alpha(\hbar\omega)$ y que $2p_{cv}^2/m_0 \cong 22eV$, encontramos que para el caso de GaAs ($n_r = 3,66$):

$$g(\hbar\omega) \cong 5,6 \times 10^4 \cdot \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\hbar\omega} \cdot [f^e(E^e) + f^h(E^h) - 1] \quad \text{cm}^{-1} \quad (\text{B.6.14})$$

con $\hbar\omega$ y E_g en eV.

Esta expresión para la ganancia puede representarse en función de la energía del fotón y de los niveles de inyección n ($=p$). Para bajos niveles de inyección, las probabilidades f^e y f^h de encontrar electrones y huecos cerca de los límites de las bandas (E^e y E^h) son bastante pequeñas y la ganancia es negativa. Sin embargo, conforme aumenta el nivel de inyección, dichas probabilidades f^e y f^h aumentan y la ganancia puede llegar a ser positiva. Pero, incluso a altos niveles de inyección, si $\hbar\omega \gg E_g$, la ganancia se hace negativa. El hecho de que a energías bien por encima de la anchura de la banda prohibida la ganancia se haga negativa, incluso para muy altos niveles de inyección, es debido a que dichos estados energéticos siempre tienen probabilidades de ocupación f^e y f^h pequeñas. La siguiente figura muestra las curvas ganancia-energía para diferentes niveles de inyección. Como se puede observar, justo por encima de la anchura de la banda prohibida (1,42eV para GaAs) la

ganancia se hace positiva cuando se incrementa la inyección de portadores. Sólo para niveles de energía por encima (aunque cercanos) de la anchura de la banda prohibida la ganancia es positiva y tanto más positiva cuanto mayor sea el nivel de inyección.

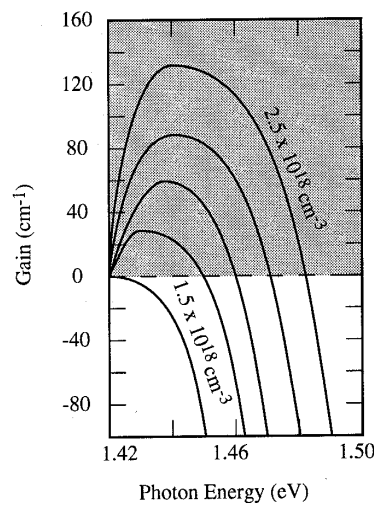


Fig. B.6.4: Curvas de ganancia frente a la energía del fotón para varios niveles de inyección de portadores para GaAs a 300K. Las inyecciones de electrones y huecos son iguales. La concentración de portadores inyectados se aumenta en etapas de $0,25 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ desde el nivel más bajo que se muestra.

Esta ganancia es la llamada ganancia del material y viene únicamente determinada por la zona activa que es donde se produce la recombinación. A menudo, esta región activa tiene unas dimensiones muy pequeñas. En este caso, es necesario definir la ganancia de la cavidad la cual vendrá dada por:

$$\text{Ganancia de la cavidad} = g(\hbar\omega) \cdot \Gamma \quad (\text{B.6.15})$$

donde Γ es el factor de confinamiento óptico.

Γ suele valer casi la unidad para láseres de doble heteroestructura y para láseres de pozo cuántico vale $\sim 0,01$. En láseres de pozo cuántico la ganancia de toda la cavidad puede ser todavía muy alta debido a que la ganancia en el pozo cuántico es muy grande para una densidad de corriente inyectada fija si comparamos con el caso anterior.

Para que comience la oscilación láser, es importante que cuando son emitidos los fotones en la cavidad láser, la ganancia inicial asociada a la cavidad sea suficiente para superar la pérdida de fotones que se produzca. La pérdida de fotones se debe a dos causas: i) pérdida por absorción de fotones en las regiones de recubrimiento de la cavidad y los contactos del láser y ii) pérdida debida a los fotones que abandonan la cavidad.

- i) Las pérdidas en la cavidad α_{loss} son principalmente debidas a la absorción de la luz por portadores libres (absorción intrabanda). Este proceso de absorción es mucho menor que la absorción óptica de banda a banda y en materiales de alta calidad puede llegar a valores tan pequeños como 10 cm^{-1} . Hay que tener en cuenta que las pérdidas dependen del dopado y defectos en el material y, por tanto, la calidad del material debe ser muy buena sobre todo en la región donde debe confinarse la onda óptica. Llamaremos g_{tot} a la ganancia de la cavidad junto al término de pérdidas α_{loss} , es decir, $g_{\text{tot}} = \Gamma \cdot g - \alpha_{\text{loss}}$.

ii) Para estudiar las pérdidas de fotones por reflexión y transmisión de la cavidad, vamos a considerar la cavidad de Fabry-Perot cuyos coeficientes de reflexión y transmisión se muestran en la siguiente figura. Consideremos una onda con un campo incidente E_0 en una de los extremos de la cavidad y veamos cómo se propaga esta onda por la cavidad.

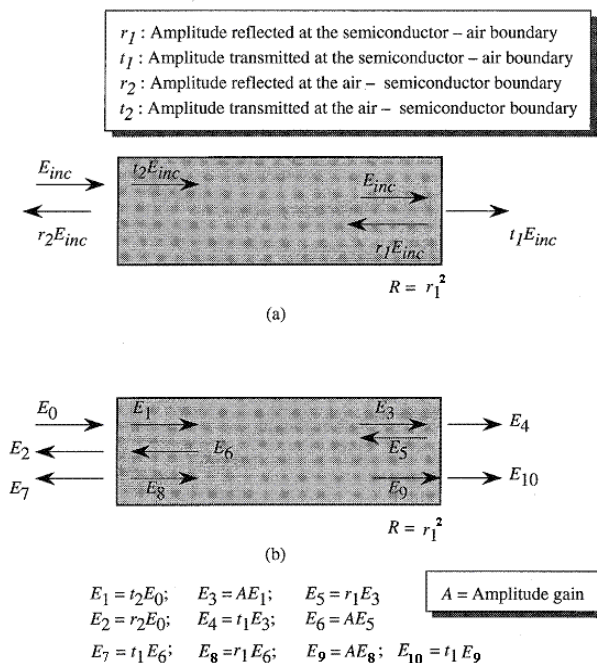


Fig. B.6.5: (a) Esquema de la cavidad de Fabry-Perot mostrando la reflectividad y transmitividad de las ondas, (b) Camino del rayo luminoso conforme viaja por la cavidad.

Los campos transmitidos y reflejados vienen dados por,

$$E_{\text{trans}} = E_4 + E_{10} + \dots = \frac{t_1 t_2 A}{1 - A^2 r_1^2} E_0 \quad (\text{B.6.16})$$

$$E_{\text{ref}} = E_2 + E_7 + \dots = \left(r_2 + \frac{r_1 t_1 t_2 A^2}{1 - A^2 r_1^2} \right) E_0 \quad (\text{B.6.17})$$

donde r_1 es la amplitud reflejada en la interfase semiconductor-aire, r_2 es la amplitud reflejada en la interfase aire-semiconductor, t_1 es la amplitud transmitida en la interfase semiconductor-aire, t_2 es la amplitud transmitida en la interfase aire-semiconductor y en A se ha incorporado la ganancia de la onda cuando se desplaza una distancia L,

$$A = e^{\left(\frac{g_{\text{tot}}}{2} + ik \right) L} \quad (\text{B.6.18})$$

siendo g_{tot} la ganancia de la cavidad junto al término de pérdidas α_{loss} ($g_{\text{tot}} = \Gamma \cdot g - \alpha_{\text{loss}}$).

El efecto láser se produce cuando tenemos unos campos E_{trans} y E_{ref} diferentes de cero y E_0 vale cero y por tanto la generación de fotones en la cavidad es suficiente como para que existan fotones en el exterior de la cavidad. Si $E_0=0$ entonces vemos de (B.6.16) y (B.6.17) que también se tiene que anular el denominador de las expresiones para que E_{trans} y E_{ref} sean

distintas de cero. Esto exige un cierto valor de g_{tot} que llamaremos $g_{\text{tot}}(\text{th}) = \Gamma \cdot g_{\text{th}} - \alpha_{\text{loss}}$. Para que el efecto láser comience se debe cumplir

$$A^2 r_1^2 = 1 \tag{B.6.19}$$

A partir de esta condición (y sin tener en cuenta el término de fase incorporado en A) combinando (B.6.18) y (B.6.19) resulta

$$g_{\text{tot}}(\text{th}) = \Gamma \cdot g_{\text{th}} - \alpha_{\text{loss}} = \frac{1}{L} \cdot \ln r_1^{-2} \tag{B.6.20}$$

o (como $R = r_1^2$)

$$\Gamma g_{\text{th}} = \alpha_{\text{loss}} - \frac{1}{L} \ln R \tag{B.6.21}$$

Si ahora consideramos la parte de fase de la ecuación (B.6.19) - parte real-, se requiere para que comience el efecto láser que:

$$\cos(k \cdot L) = 1$$

$$k = \frac{m\pi}{L} \tag{B.6.22}$$

donde m es un entero. Esta es la condición para que comience el efecto láser para la cavidad de Fabry-Perot. Esta no es la única cavidad óptica utilizada en láseres. En una sección posterior veremos dos tipos de cavidad distintas en que las condiciones son otras.

Para la interfase GaAs-aire, el coeficiente de reflexión vale

$$R = \frac{(n_r(\text{GaAs}) - 1)^2}{(n_r(\text{GaAs}) + 1)^2} \approx 0,33 \tag{B.6.23}$$

siendo el índice de refracción del GaAs $n_r = 3,66$.

B.6.4. El láser por encima y por debajo del umbral

En la siguiente figura se muestra la salida de luz (concentración de fotones) en función de la densidad de corriente en un diodo láser. Si comparamos ésta con la emisión de luz en un LED observamos una importante diferencia. La salida de luz en un diodo láser presenta un cambio muy abrupto en su comportamiento si comparamos entre valores por debajo y por encima del cumplimiento de la condición "umbral". La condición umbral se define como la condición para la cual la ganancia de la cavidad es mayor que las pérdidas de la cavidad para cualquier energía del fotón, es decir, cuando,

$$\Gamma \cdot g_{\text{th}}(\hbar\omega) = \alpha_{\text{loss}} - \frac{1}{L} \cdot \ln R \tag{B.6.24}$$

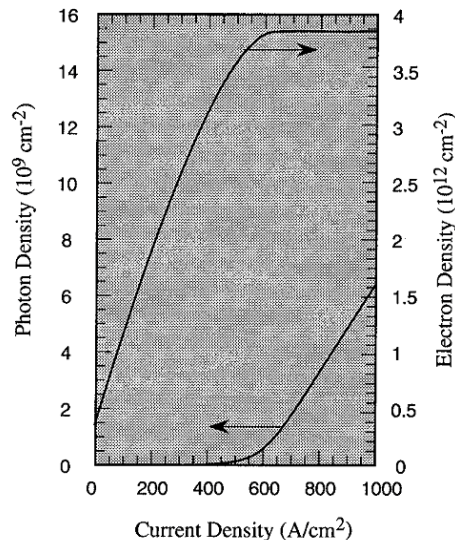


Fig. B.6.6: Emisión de luz típica como función de la inyección de corriente en un láser semiconductor. Por encima del umbral, la presencia de una alta densidad de fotones hace dominar la emisión estimulada. La densidad de fotones y electrones es real.

Ya hemos dicho que en láseres de alta calidad $\alpha_{\text{loss}} \sim 10 \text{cm}^{-1}$ y las pérdidas por reflexión tienen una contribución similar. Otra definición útil es la condición de transparencia cuando la luz no sufre absorción o ganancia, es decir:

$$\Gamma g(\hbar\omega) = 0 \quad (\text{B.6.25})$$

Cuando el diodo p-n que forma el diodo láser está directamente polarizado inyectamos electrones y huecos en la región activa. Estos electrones y huecos se recombinan para emitir fotones. Podemos diferenciar entre dos regiones de funcionamiento del láser. A partir de la siguiente figura, observamos que cuando la corriente de polarización directa es pequeña el número de electrones y huecos inyectado es pequeño y la ganancia en el dispositivo es demasiado pequeña para superar las pérdidas en la cavidad. Los fotones emitidos o son absorbidos por la cavidad o perdidos hacia el exterior. Por tanto, en este régimen de funcionamiento no aumenta el número de fotones en la cavidad. Sin embargo, cuando aumenta la corriente directa aumentan los portadores inyectados hasta que se cumple la condición umbral para alguna energía de fotón. Como consecuencia se produce un aumento del número de fotones en la cavidad. Si la corriente aún aumenta más, comienza la emisión estimulada y domina a la emisión espontánea. La luz emitida por los fotones por encima del umbral se hace muy potente.

Por debajo del valor umbral el dispositivo se comporta básicamente como un LED, excepto que hay mayores pérdidas en la cavidad en el diodo láser ya que muchos fotones no pueden escapar del dispositivo debido a los espejos en los lados de la cavidad. Si β_{loss} es la fracción de fotones que no salen de la cavidad, la intensidad luminosa (flujo de fotones) de salida vale (no confundirla con la corriente fotónica I_L del fotodetector)

$$I_{\text{ph}} = (1 - \text{pérdidas}) \cdot (\text{recombinaciones totales de pares e-h por segundo})$$

$$I_{\text{ph}} = (1 - \text{pérdidas}) \cdot (\text{corriente de electrones})$$

$$I_{ph} = (1 - \beta_{loss}) \cdot (R_{spon} A d_{las}) = (1 - \beta_{loss}) \cdot \frac{I}{e} \quad (B.6.26)$$

donde A es el área de la cavidad, d_{las} es el grosor de la capa activa donde se produce la recombinación e I es la corriente inyectada. La luz emitida I_{ph} es bastante baja, debido al mayor valor de la pérdida de fotones β_{loss} .

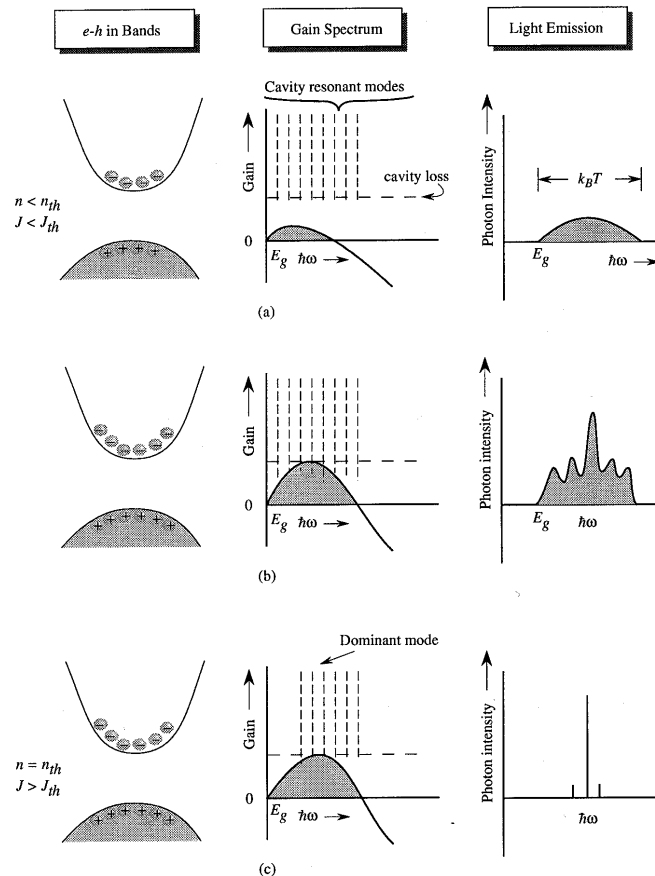


Fig. B.6.7: (a) El láser por debajo del umbral. La ganancia es menor que las pérdidas de la cavidad y la emisión de luz es como la de un LED. (b) El láser en el umbral. Unos pocos modos empiezan a dominar el espectro de emisión. (c) El láser por encima del umbral. El espectro de ganancia no cambia pero debido a la emisión estimulada, aparece un modo dominante que emite casi toda la luz.

Una vez la concentración de electrones y huecos es lo suficientemente grande como para cumplir la condición umbral, la intensidad correspondiente a los fotones generados en la cavidad láser aumenta. De todos los modos ópticos permitidos en la cavidad, uno o dos tendrán ganancias mayores pues las curvas de ganancia presentan picos para determinados valores de la energía (b). Como la ganancia es positiva la densidad de fotones en la cavidad láser empieza a incrementarse rápidamente. En consecuencia, el proceso de emisión estimulada comienza a crecer. Como ya se comentó anteriormente, la emisión estimulada se relaciona con la espontánea por la expresión,

$$W_{em}^{st}(\hbar\omega) = W_{em}(\hbar\omega) \cdot n_{ph}(\hbar\omega) \quad (B.6.27)$$

donde $n_{ph}(\hbar\omega)$ es la densidad de fotones del modo.

Para estudiar las características del láser alrededor y por encima del valor umbral debemos encontrar una relación simple entre la densidad de corriente inyectada, la vida media radiante, las dimensiones de la región activa donde se produce la recombinación y la concentración de portadores ($n = p$) en la región activa. La cadencia con que llegan los electrones (huecos) a la región activa es

$$\frac{J \cdot A}{e}$$

y la cadencia a la cual se produce la recombinación radiante de un par electrón-hueco es

$$\frac{n \cdot A \cdot d_{las}}{\tau_r(J)}$$

donde $\tau_r(J)$ es la vida media radiante dependiente de la densidad de corriente. Si suponemos una eficiencia radiante igual a la unidad, obtenemos,

$$n = \frac{J \cdot \tau_r(J)}{e \cdot d_{las}} \quad (\text{B.6.28})$$

La concentración de portadores en la región activa aumenta al aumentar la densidad de corriente. En el valor umbral tenemos,

$$n_{th} = \frac{J_{th} \cdot \tau_r(J_{th})}{e \cdot d_{las}} \quad (\text{B.6.29})$$

Como se obtuvo en una sección anterior, la vida media radiante vale en el umbral $\tau_r(J_{th}) \sim 4\tau_0$ (~ 2 ns para el láser de GaAs).

Conforme la densidad de corriente sobrepasa J_{th} ($J > J_{th}$), la densidad de fotones del modo dominante aumenta y el valor de τ_r disminuye. Como resultado, aunque la densidad de carga inyectada aumenta, la concentración de portadores en la región activa se satura cerca del valor umbral, n_{th} . Esto es lo que se observa en Fig. B.6.6.

La luz de salida vale ($n = n_{th}$) suponiendo una eficiencia radiante igual a la unidad:

$$I_{ph} = \frac{I}{e} = \frac{n_{th} \cdot A \cdot d_{las}}{\tau_r} \quad (\text{B.6.30})$$

De esta expresión se observa que la luz emitida para la misma inyección de corriente es similar en un LED y en un diodo láser. Pero para el caso del diodo láser los fotones emergentes se concentran en uno o dos modos en vez de en un espectro de anchura $k_B T$. Esta pureza espectral es una de las características del diodo láser. Además, por similares razones la luz de salida está altamente colimada y es altamente coherente.

La expresión de n_{th} es de suma importancia ya que indica como mejorar el láser en función de d_{las} . Para láseres de baja densidad de corriente umbral debemos reducir d_{las} , aunque

esto disminuye la intensidad luminosa (flujo de fotones), I_{ph} . Dependiendo de la aplicación, el láser semiconductor se tendrá que diseñar de una u otra forma.

Las siguientes gráficas muestran la potencia óptica y corriente de salida del diodo láser. La característica corriente-tensión es similar a la de cualquier diodo semiconductor. Por debajo del nivel umbral de corriente, el dispositivo actúa como un LED.

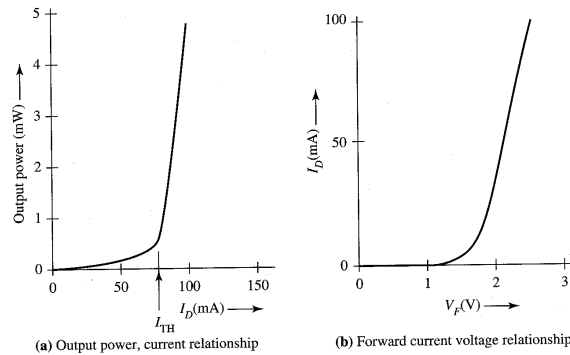


Fig. B.6.8: Características de la corriente umbral y caída de tensión del diodo láser.

B.6.5. El tiempo de respuesta del diodo láser

La salida óptica del diodo láser debe ser modulada para que sea útil para transmitir información. La forma más inmediata de hacerlo es la modulación directa en la que se modula la corriente que circula por el diodo láser. Dependiendo de la aplicación, podemos subdividir la modulación en tres grandes categorías.

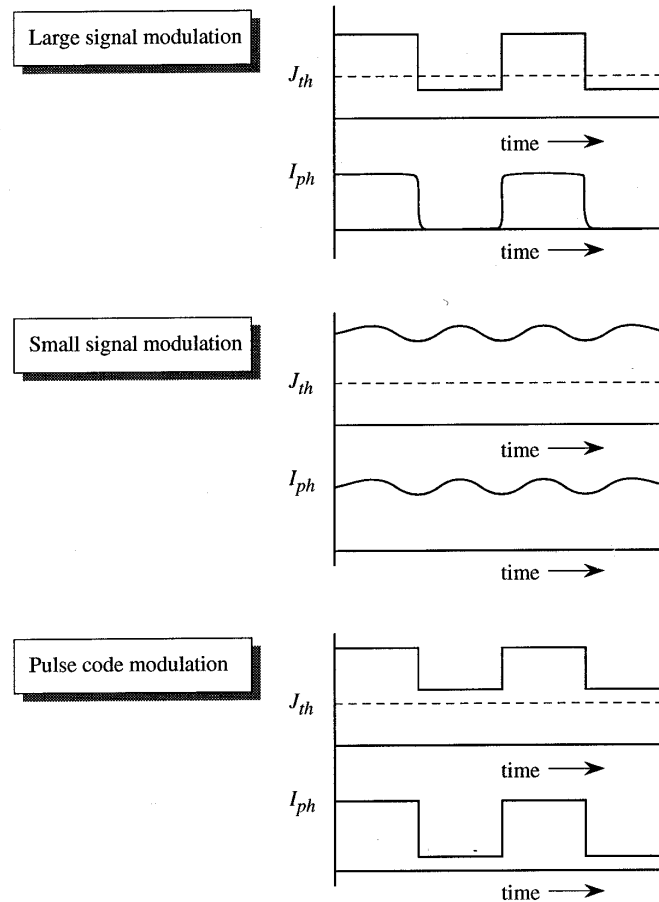


Fig. B.6.9: Tres diferentes categorías de modulación empleadas para modulación directa en láseres.

Modulación de gran señal

En este tipo de modulación el láser es puesto a ON y a OFF, es decir, la corriente pasa de estar por encima del valor umbral a estar por debajo del valor umbral. Este tipo de modulación se puede utilizar para interconexiones ópticas o para algunas aplicaciones lógicas. La respuesta del láser es bastante lenta con esta modulación ($\sim 10\text{ns}$). La modulación de gran señal no se utiliza para comunicaciones ópticas debido a la respuesta tan lenta y debido a la anchura espectral de la salida. De hecho la respuesta en gran señal de un láser no es mucho mejor que la de un LED.

Modulación de pequeña señal

En modulación de pequeña señal el láser está polarizado en un punto por encima del valor umbral y se le aplica una pequeña señal ac. Este método presenta la mayor respuesta en frecuencia pudiéndose alcanzar anchos de banda de hasta 50GHz .

Modulación de código de pulsos

Esta técnica de modulación es la más utilizada en las comunicaciones ópticas actuales. Es un híbrido entre la modulación de gran señal y la de pequeña señal. El láser está polarizado por encima de su valor umbral y se le aplican pulsos de corriente (o tensión) de forma que la corriente va de un valor superior a otro inferior pero siempre, incluso en el estado bajo, por encima del valor umbral. Con este tipo de modulación se alcanzan anchos de banda de hasta 10GHz .

La respuesta general a los distintos métodos de modulación depende de factores intrínsecos y extrínsecos del láser. Los límites extrínsecos son varios. Una restricción importante es el sobrecalentamiento del láser debido a las altas corrientes de polarización del láser. Estas altas corrientes son necesarias para poder hacer funcionar el láser a altas velocidades. El sobrecalentamiento produce un deterioro de los parámetros del dispositivo como la ganancia, corriente umbral, etc.

Otro aspecto importante en la polarización de láseres a alta potencia es la degeneración "catastrófica" que se produce si se dañan los espejos. Esto destruye el láser al estropearse los espejos de la cavidad. Por tanto el láser tiene un límite superior de inyección, hasta el cual puede operar con seguridad y por encima del cual se destruye el láser.

Un último límite extrínseco del láser que limita la velocidad de éste es debido a los elementos parásitos extrínsecos del diodo láser. El láser debe ser diseñado con cuidado para que la resistencia, capacidad e inductancia no limiten la respuesta del dispositivo.

Los límites intrínsecos de modulación son debidos al diseño de la cavidad, arrastre y difusión de los portadores que limitan la velocidad de la modulación de pequeña señal.

B.6.5.1. Conmutación del láser en gran señal

La modulación del láser bajo gran señal significa inyectar corrientes por debajo y por encima del valor umbral. El valor inicial puede ser cero. Veamos el proceso físico que ocurre cuando se aplica este tipo de modulación.

Antes del salto de corriente, la concentración de portadores en la región activa del láser vale cero. Cuando aparece el salto de corriente, la concentración de portadores aumenta y la ganancia del dispositivo también empieza a aumentar. Sin embargo, hasta que la ganancia no alcance el valor de las pérdidas en la cavidad, habrá muy pocos fotones que sean emitidos fuera de la cavidad. Por tanto, durante un tiempo t_d no emergerán fotones del dispositivo. Cuando la concentración de portadores alcance n_{th} comienza la emisión estimulada. La concentración de portadores sobrepasa el valor de n_{th} , aumentando la emisión de fotones por encima del valor estacionario. La mayor emisión de fotones a su vez reduce la concentración de portadores mediante una mayor recombinación estimulada de pares e-h. Se producen por tanto oscilaciones amortiguadas en la concentración de portadores y en la emisión de fotones, hasta alcanzar el equilibrio. Este proceso puede ser visto en la siguiente figura.

Calculemos ahora el tiempo de retraso t_d examinando la variación de la concentración de portadores. Para una concentración de portadores bidimensional o por unidad de área ($n_{2D} = n \cdot d_{las}$) tenemos,

$$\frac{dn_{2D}}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{n_{2D}}{\tau} - R_{stim} \quad (B.6.31)$$

Donde τ es el tiempo total de recombinación de pares e-h. El primer término de la parte derecha es la velocidad del flujo (en dos dimensiones o por unidad de área) de partículas dentro de la región activa; el segundo término representa la velocidad de pérdida de portadores debida a la recombinación espontánea y el tercer término representa la velocidad de pérdidas debida a la emisión estimulada. Si la densidad de corriente pasa de 0 a J , durante

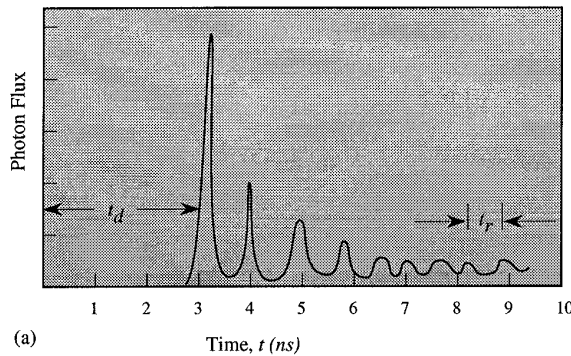
el tiempo en que $n_{2D} < n_{2D(th)}$ no habrá fotones en la cavidad y $R_{stim} \sim 0$. Si integramos la expresión de $t=0$ a $t=t_f$ teniendo en cuenta que n_{2D} varía desde $n_{2D}=n_{2D(i)}$ a $n_{2D}(f)$ obtenemos,

$$t_f = \tau \ln \left(\frac{J - e \frac{n_{2D}(i)}{\tau}}{J - e \frac{n_{2D}(f)}{\tau}} \right) \quad (B.6.32)$$

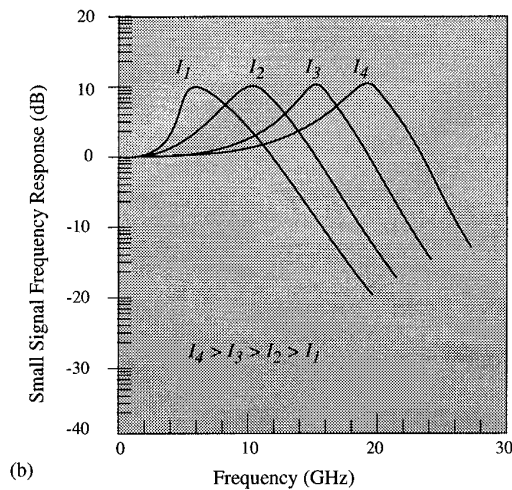
La densidad de fotones empieza a cambiar cuando $n_{2D}(f)=n_{2D(th)}$. Por tanto el tiempo de retraso vale (para $n_{2D}(i)=0$),

$$t_d = \tau \ln \left(\frac{J}{J - e \frac{n_{2D(th)}}{\tau}} \right) = \tau \ln \left(\frac{J}{J - J_{th}} \right) \quad (B.6.33)$$

El tiempo τ es debido a procesos radiantes y no radiantes por debajo del nivel umbral. Si los procesos no radiantes son despreciables $\tau = \tau_r$ y por tanto existirá un retraso de varios nanosegundos entre el tiempo en que se aplica el salto de corriente y el momento en que los fotones emergen de la cavidad. Junto a este problema están las oscilaciones de relajación o establecimiento que se producen cuando los fotones empiezan a emerger.



(a)



(b)

Fig. B.6.10: (a) Respuesta temporal de la salida de la luz del láser para conmutación en gran señal desde debajo del umbral hasta por encima del umbral. La respuesta se caracteriza por un retraso t_d y oscilaciones de

relajación. (b) Respuesta en frecuencia típica para un láser semiconductor funcionando muy por encima del umbral. Al contrario que el LED el LD no está limitado por el tiempo de recombinación espontánea de huecos y electrones. La respuesta en pequeña señal mejora conforme se inyectan más portadores y por tanto se pasa a niveles de potencia superiores.

B.6.5.2. Respuesta del láser en pequeña señal

La siguiente respuesta temporal importante en un láser es la respuesta a una modulación en pequeña señal, la cual corresponde a una modulación de la densidad de corriente. En la teoría de pequeña señal se aplica una señal de corriente de la forma:

$$J = \bar{J} + \tilde{J} \cdot e^{i\omega t} = \bar{J} + \Delta J \quad (\text{B.6.34})$$

donde $\bar{J} > J_{th}$ y ΔJ es pequeña.

Esto provoca una variación en la concentración de portadores y en la densidad de fotones:

$$\begin{aligned} n_{2D} &= \bar{n}_{2D} + \tilde{n}_{2D} \cdot e^{i\omega t} = \bar{n}_{2D} + \Delta n_{2D} \\ S &= \bar{S} + \tilde{S} \cdot e^{i\omega t} = \bar{S} + \Delta S \end{aligned} \quad (\text{B.6.35})$$

La respuesta en frecuencia del láser bajo este tipo de modulación es de la forma:

$$R(\omega) = \left| \frac{\tilde{S}}{\tilde{J}} \right| = \frac{\omega_r^2}{(\omega_r^2 - \omega^2) + i \cdot \omega \cdot \gamma} \quad (\text{B.6.36})$$

donde ω_r es la frecuencia de resonancia del láser, la cual nos proporciona su ancho de banda,

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c\Gamma\bar{S}}{n_r\tau_{ph}} \frac{\partial g(n_{2D})}{\partial n_{2D}}} \quad (\text{B.6.37})$$

con \bar{S} , la población de fotones por unidad de área en estado estacionario y τ_{ph} es la vida media de los fotones.

En $R(\omega)$, el término γ representa un factor de amortiguamiento.

De esta expresión se pueden sacar las siguientes conclusiones.

La corriente inyectada y la corriente umbral

De la expresión se puede deducir que cuanto mayor sea la densidad de fotones \bar{S} mayor será el ancho de banda. De igual manera, si el láser es polarizado a un valor de corriente de alta inyección la respuesta de éste será mejor. Es deseable por tanto un láser de baja corriente umbral ya que para un mismo nivel de corriente, mayor será la densidad de fotones.

Por otra parte no podemos aumentar la corriente de inyección indiscriminadamente debido a los efectos extrínsecos. A alta inyección, el calentamiento y la alta densidad de fotones inducen efectos que pueden llegar a degradar el buen funcionamiento del láser.

Efecto Auger

La ya mencionada recombinación de Auger da lugar a calor en vez de a fotones por lo que una fracción de la corriente no estará disponible para la creación fotones y, en consecuencia, habrá que aumentar el nivel de inyección para alcanzar la misma densidad de fotones.

Además se produce un aumento del factor de amortiguamiento γ de la resonancia reduciendo el ancho de banda.

Vida media de los fotones

De la expresión de la frecuencia de resonancia podríamos deducir que hay que reducir al máximo la vida media de los fotones para mejorar el ancho de banda, pero hay que ser cuidadoso ya que la vida media de los fotones está relacionada con la ganancia y la corriente umbral ya que esta vida media depende de la pérdida de fotones por absorción y por reflexión-transmisión. La vida media de los fotones se puede acortar reduciendo la longitud de la cavidad, pero esto aumenta las pérdidas de fotones en la cavidad $(-\frac{1}{L} \cdot \ln R)$ y, por tanto, se necesita un mayor $n_{2D}(th)$ para obtener la misma ganancia. Existe una longitud óptima de la cavidad para un determinado láser. Esta longitud óptima para la mayoría de los láseres es de $100\mu m$.

Ganancia diferencial

La aparición de la ganancia diferencial $\partial g(n_{2D})/\partial n_{2D}$ en la expresión demuestra que se puede mejorar la respuesta del láser eligiendo una región activa del láser que nos proporcione un valor superior de dicha ganancia diferencial.

La cuestión que se plantea es cual será la frecuencia de corte máxima que podemos alcanzar en el láser real. Desgraciadamente aunque las investigaciones han insistido mucho los anchos de banda alcanzados no se han aumentado lo que se esperaba. Se han podido alcanzar frecuencias de hasta 40GHz. Los últimos láseres de pozo cuántico alcanzan frecuencias de hasta 35GHz. Aunque estos valores son impresionantes resultan algo ridículos frente a los valores obtenidos con dispositivos de microondas donde se han alcanzado frecuencias de hasta 300GHz en FETs basados en la tecnología de InGaAs.

B.6.6. Diseño de láseres semiconductores: diseño de estructuras electrónicas.

Según lo visto hasta ahora lo más importante para mejorar el uso del láser en comunicaciones ópticas es reducir su corriente umbral y aumentar su ancho de banda. Además también se buscarán láseres con frecuencias de emisión que sean importantes para aplicaciones concretas. Así necesitaremos láseres de longitudes de onda largas para aplicación

en comunicaciones, láseres de longitud de onda corta para aplicaciones de memoria óptica, láseres de luz azul y verde para visualizadores, etc.

Vamos ahora a ver algunas consideraciones de diseño importantes para un funcionamiento óptimo del láser.

B.6.6.1. Corriente umbral baja

Los primeros láseres utilizaban una capa activa muy gruesa donde d_{las} era del orden o mayor de $1\mu\text{m}$. El factor de confinamiento óptico en esta capa era muy alto ($\Gamma \sim 1$). Hay que tener en cuenta que la concentración tridimensional de electrones (huecos) requerida para producir la condición de transparencia (la luz no sufre ni absorción ni ganancia) es una concentración n (transparencia) que es independiente del grosor de la capa activa si $\Gamma \sim 1$. Dicho valor de n (transparencia) es cercano a n_{th} en estructuras de alta calidad. Sin embargo, en nuestro caso la densidad de corriente necesaria en el umbral está relacionada con la concentración de portadores bidimensional ($n_{2D} = n \cdot d_{las}$) a partir de la ecuación obtenida con anterioridad,

$$n_{th} = \frac{J_{th} \cdot \tau_r(J_{th})}{e \cdot d_{las}} \Rightarrow J_{th} = \frac{e \cdot n_{th} \cdot d_{las}}{\tau_r(J_{th})} = \frac{e \cdot n_{2D}(umbral)}{\tau_r(J_{th})}$$

Por tanto en estos dispositivos la corriente umbral depende directamente del grosor de la capa activa, como puede observarse en la siguiente figura. Una disminución de la corriente umbral se consigue disminuyendo el grosor de la capa activa.

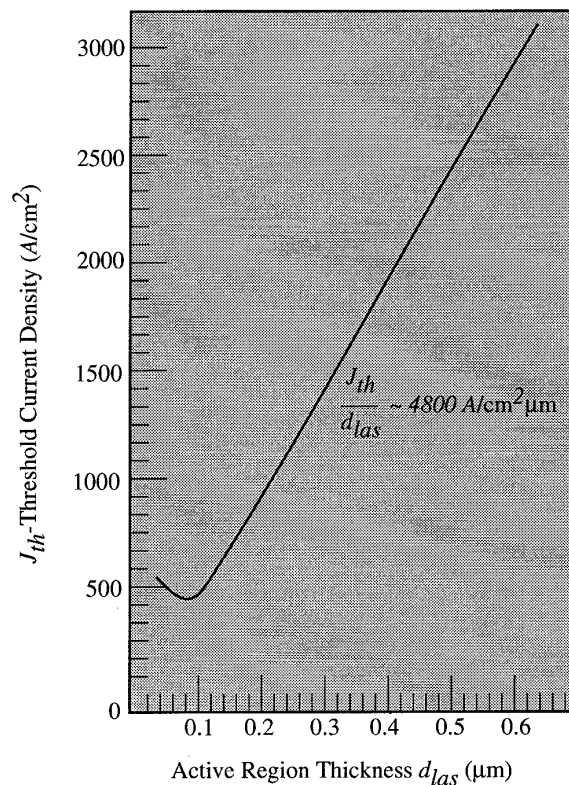


Fig. B.6.11: Dependencia de la corriente umbral en láseres de doble heteroestructura con la anchura de la región activa. La densidad de corriente umbral cae con el grosor de la región activa. Para valores muy bajos del grosor de la capa activa ($d_{las} \leq 50\text{Å}$) el factor de confinamiento óptico, Γ , tiende a 0 de forma que la ganancia de la cavidad es casi cero.

Cuando d_{las} disminuye alcanzando valores sumamente pequeños ($d_{las} \leq 50\text{Å}$), el grosor de la región activa se hace mucho menor que la longitud de onda de emisión, por lo que el factor de confinamiento óptico Γ comienza a disminuir tendiendo a cero y la ganancia de la cavidad es casi cero.

En esta figura puede ser visto que la menor corriente umbral se obtiene en dispositivos con pozos cuánticos de entre 50Å y 100Å . Conforme el valor de d_{las} disminuye (sin llegar a ser $\leq 50\text{Å}$) empiezan a tener importancia los efectos cuánticos que hacen que J_{th} disminuya. En la siguiente figura se muestra una estructura típica de un láser de pozo cuántico. En un pozo cuántico, el electrón está dentro de un "mundo bidimensional" lo cual causa una reducción en la densidad de estados energéticos permitidos con lo que es posible alcanzar la condición de inversión $f^e(E^e) + f^h(E^h) > 1$ para una menor inyección reduciéndose por tanto la corriente umbral. Un recubrimiento de un material de gran banda prohibida recubre el pozo cuántico para que la onda óptica esté muy confinada cerca del pozo cuántico y así incrementar tanto como sea posible el factor de confinamiento óptico.

Para pozos cuánticos de GaAs/AlGaAs se obtienen corrientes umbral a temperatura ambiente de hasta 100A/cm^2 . Esto significa que una cavidad láser de $10\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ se puede activar por una corriente de 2mA . Tales niveles de corriente se pueden suministrar por dispositivos electrónicos que a su vez pueden ser modulados a altas velocidades para proporcionar una modulación a alta velocidad de la salida óptica.

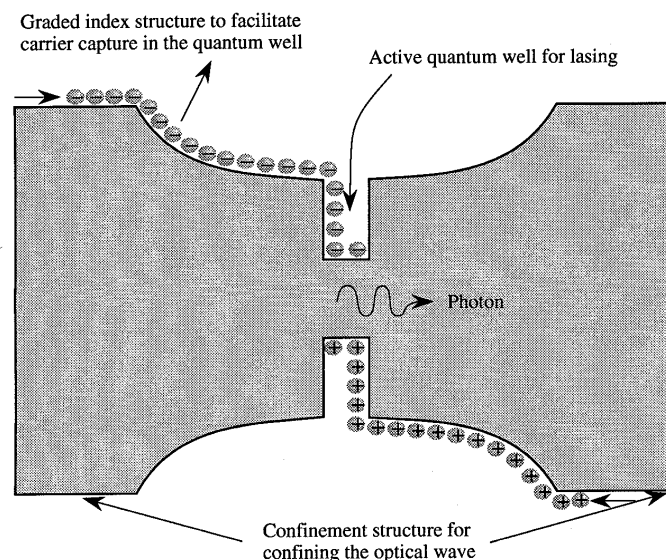


Fig. B.6.12: Estructura de un láser de pozo cuántico para láseres de baja corriente umbral. La densidad de estados en un pozo cuántico 2D permite alcanzar la inversión para corrientes menores. Un recubrimiento de un material de gran banda prohibida recubre el pozo cuántico para que la onda óptica esté lo más confinada posible cerca del pozo cuántico a fin de incrementar en lo posible el factor de confinamiento óptico.

Los últimos avances en pozos cuánticos se han obtenido con el desarrollo de pozos cuánticos tensados. Esta tensión se produce aplicando una fina capa de material sobre un sustrato de diferente constante de estructura cristalina. Finas capas con diferencias en la constante de la estructura del orden del 3% pueden obtenerse mediante técnicas de

crecimiento epitaxial. Esta tensión reduce también la densidad de estados energéticos permitidos pudiendo alcanzarse la condición de inversión para una menor inyección y reduciéndose la corriente umbral hasta en un factor 3.

También se puede mejorar el comportamiento del láser dopando la región activa de tipo p ya que esto permite alcanzar la condición de inversión con menor densidad de inyección. Como ya hay huecos presentes en la región activa no es necesaria la inyección de mucha carga para tener ganancia. Sin embargo, hay que tener en cuenta que un dopado p demasiado fuerte puede incrementar las pérdidas en la cavidad.

Láseres de pozo cuántico:

Utilizando las técnicas de crecimiento epitaxial es posible generar un tipo de heteroestructura en la que se tenga una capa muy fina (normalmente menor de 50nm) de un material con poca anchura de la banda prohibida rodeada de dos capas de material de mayor anchura de la banda prohibida. Esta estructura es conocida como "pozo cuántico". Dichos dos materiales han de tener estructuras cristalinas congruentes, es decir, la misma constante "a" para las dos estructuras cristalinas. De esta forma la cantidad de defectos superficiales en la interfase entre ambos materiales será mínima debido a la congruencia entre los dos tipos de cristales semiconductores. Como la anchura de la banda prohibida E_g cambia en la interfase, existen discontinuidades (saltos) en los valores de E_c y E_v , es decir, que parte de la discontinuidad aparecerá en la banda de conducción y parte en la banda de valencia. Estas discontinuidades, ΔE_c y ΔE_v , dependen de los materiales semiconductores y su dopado. En el caso de la heteroestructura GaAs/AlGaAs mostrada en la siguiente figura, ΔE_c es mayor que ΔE_v . Las proporciones suelen ser del orden de:

$$\frac{\Delta E_c}{\Delta E_v} \cong \frac{60}{40} \text{ a } \frac{65}{35} \quad (\text{B.6.38})$$

es decir, del 60 al 65% de la diferencia entre las anchuras de las bandas prohibidas está en la banda de conducción. Debido a la barrera de potencial ΔE_c , los electrones en la banda de conducción de la fina capa de GaAs estarán confinados en la dirección x aunque "libres" en el plano yz.

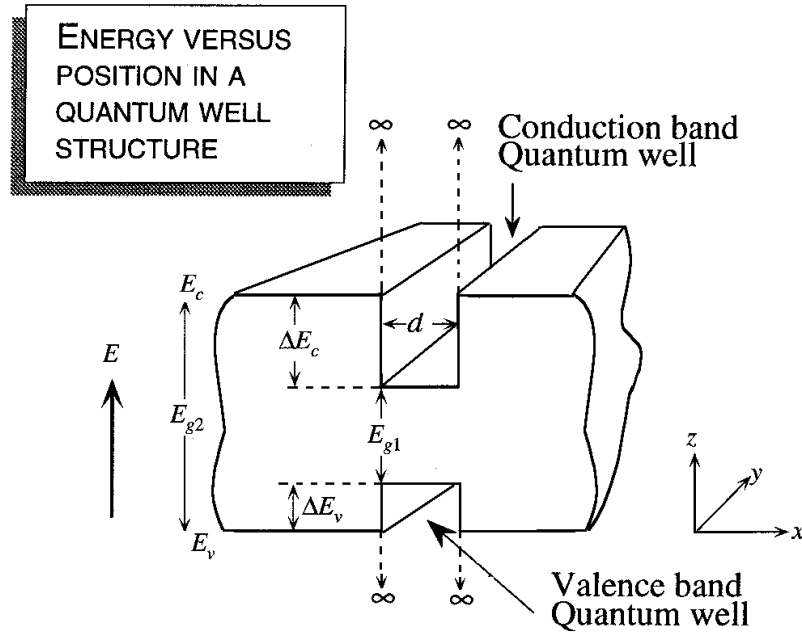


Fig. B.6.13: Esquema de un pozo cuántico.

Para analizar el comportamiento de un electrón en la banda de conducción podemos hacer la aproximación de que el potencial $V(x)$ al cual está sometido el electrón es cero en el pozo cuántico e infinito fuera de éste. Es decir, definiremos la barrera de potencial con respecto al valor de E_c dentro del pozo cuántico y supondremos que la altura de la barrera de potencial es infinita. Esto nos permitirá obtener un modelo sencillo que corresponderá a una buena aproximación al caso real. La ecuación de Schrödinger para el electrón:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2 \cdot m_e^*} \nabla^2 + V(x) \right] \cdot \psi = E \cdot \psi \quad (B.6.39)$$

Esta ecuación puede ser separada en tres ecuaciones, una para cada uno de los ejes, x , y y z :

$$\begin{aligned} \left[\frac{-\hbar^2}{2 \cdot m_e^*} \cdot \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} + V(x) \right] \cdot \psi_x &= E_x \cdot \psi_x \\ \frac{-\hbar^2}{2 \cdot m_e^*} \cdot \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial y^2} &= E_y \cdot \psi_y \\ \frac{-\hbar^2}{2 \cdot m_e^*} \cdot \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z^2} &= E_z \cdot \psi_z \end{aligned} \quad (B.6.40)$$

Las soluciones en el plano y - z son muy sencillas y son de la forma:

$$\psi_y \propto e^{ik_y \cdot y}; \quad E_y = \frac{\hbar^2 \cdot k_y^2}{2 \cdot m_e^*}$$

$$\psi_z \propto e^{ik_z \cdot y}; \quad E_z = \frac{\hbar^2 \cdot k_z^2}{2 \cdot m_e^*} \quad (\text{B.6.41})$$

Suponiendo que el potencial $V(x)$ es cero en el pozo cuántico de anchura d e infinito fuera de éste, los valores de k_x están restringidos a

$$k_x = n \cdot \frac{\pi}{d} \quad \text{con } n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{B.6.42})$$

y la solución para el eje x será de la forma $\sin(k_x \cdot x)$ o $\cos(k_x \cdot x)$, es decir:

$$\psi_x \propto \cos \frac{n \cdot \pi \cdot x}{d}; \quad \text{si } n \text{ es impar}$$

$$\psi_x \propto \sin \frac{n \cdot \pi \cdot x}{d}; \quad \text{si } n \text{ es par} \quad (\text{B.6.43})$$

$$E_x = \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2 \cdot n^2}{2 \cdot m_e^* \cdot d^2} \quad (\text{B.6.44})$$

con lo que la energía en esta dirección está cuantizada en función de n .

La energía total de un electrón en el pozo cuántico será la suma de los tres términos E_x , E_y y E_z , al cual le deberemos añadir E_c , ya que la barrera de potencial la hemos definido con respecto a dicho valor.

$$E_n(k_y, k_z) = E_c + \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2 \cdot n^2}{2 \cdot m_e^* \cdot d^2} + \frac{\hbar^2 \cdot k_y^2}{2 \cdot m_e^*} + \frac{\hbar^2 \cdot k_z^2}{2 \cdot m_e^*} \quad (\text{B.6.45})$$

Si tenemos en cuenta que, además de la dimensión d en el eje x , las dimensiones del dispositivo en el pozo cuántico en los ejes y y z son D_y y D_z como se muestra en la siguiente figura:

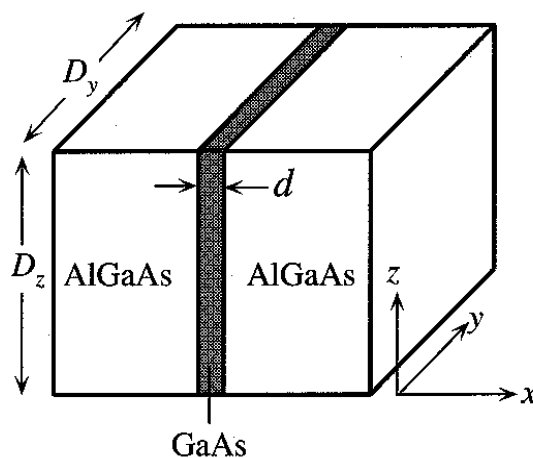


Fig. B.6.14: Esquema ilustrativo de una estructura de pozo cuántico (QW) en la cual una fina capa de GaAs es colocada entre dos semiconductores de mayor anchura de la banda prohibida (AlGaAs).

se tendrá que cumplir la relación:

$$k_x = n \cdot \frac{\pi}{d} \text{ con } n = 1, 2, 3, \dots$$

$$k_y = n_y \cdot \frac{\pi}{D_y} \text{ con } n_y = 1, 2, 3, \dots$$

$$k_z = n_z \cdot \frac{\pi}{D_z} \text{ con } n_z = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{B.6.46})$$

y la energía del electrón en la banda de conducción podría obtenerse de forma análoga a partir de:

$$E = E_c + \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2 \cdot n^2}{2 \cdot m_e^* \cdot d^2} + \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2 \cdot n_y^2}{2 \cdot m_e^* \cdot D_y^2} + \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2 \cdot n_z^2}{2 \cdot m_e^* \cdot D_z^2} \quad (\text{B.6.47})$$

donde n , n_y y n_z son números cuánticos. Pero D_y y D_z son bastantes ordenes de magnitud mayores que d de forma que la mínima energía E_1 , está determinada por el término con n y d , es decir, la energía asociada al movimiento en el eje x . La separación entre los niveles energéticos determinados por n_y y n_z y asociados al movimiento en el plano yz es tan pequeña que podemos suponer que el electrón es libre para moverse en dicho plano. Hay que observar, a partir de la expresión anterior, que para un electrón en la banda de conducción de un material semiconductor de grandes dimensiones (D_x , D_y y D_z), la separación entre los niveles energéticos determinados por los tres números cuánticos es tan pequeña que podemos suponer que la energía no está cuantizada sino que es un continuo y, por tanto, que el electrón es libre. Los huecos en la banda de valencia dentro del pozo cuántico están confinados por la barrera de potencial determinada por ΔE_v y su comportamiento es similar al visto para los electrones en la banda de conducción.

El resultado es que se tienen una serie de sub-bandas para $n=1, 2, 3, \dots$, cuando un electrón se encuentra en una de estas sub-bandas, éste se comporta como si estuviese en un mundo bidimensional. La densidad de estados $N(E)$ para un sistema electrónico bidimensional no es el mismo que para un semiconductor de grandes dimensiones, en el cual el electrón está en un mundo tridimensional. La densidad de estados $N(E)$ es el número de estados energéticos permitidos para el electrón por unidad de volumen y de energía para el nivel energético E .

$$N(E) = \frac{1}{2 \cdot \pi^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot m_e^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot (E - E_c)^{1/2} \quad 3D \quad (\text{B.6.48})$$

$$N(E) = \frac{m_e^*}{\pi \cdot \hbar^2} \quad 2D \quad (\text{B.6.49})$$

Así, mientras en un sistema tridimensional hay una dependencia en $E^{1/2}$; para un sistema bidimensional no hay dependencia con E como se muestra en la siguiente figura:

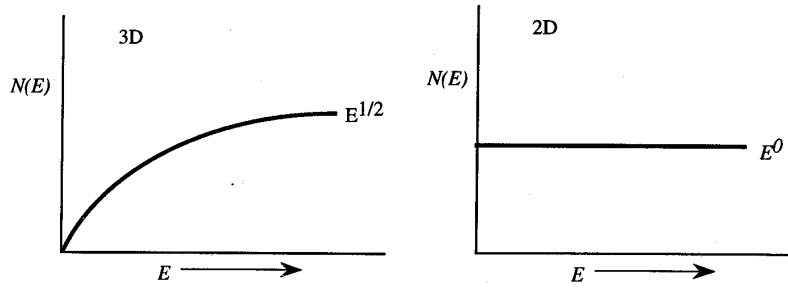


Fig. B.6.15: Variación que experimenta la densidad de estados energéticos permitidos con la energía en un sistema tridimensional y en un sistema bidimensional.

Como dentro de cada sub-banda (para $n=1, 2, 3, \dots$) el electrón se comporta como si estuviese en un mundo bidimensional, la densidad de estados en cada sub-banda es constante y de valor:

$$N(E_n) = \frac{m_e^*}{\pi \cdot \hbar^2} \text{ con } m_e^* = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2 \cdot (E_n - E_c)} \text{ y } k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (\text{B.6.50})$$

dando lugar a una representación con un perfil de tipo escalonado como el mostrado en la siguiente figura. La densidad de estados en la banda de valencia, también mostrado en la figura, tiene un comportamiento similar.

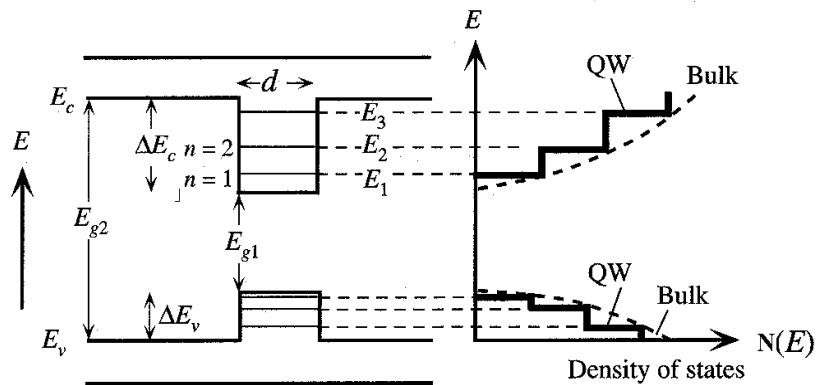


Fig. B.6.16: Los electrones en la banda de conducción dentro de la capa de GaAs quedan confinados (por ΔE_c) en la dirección x a una pequeña longitud d en donde su energía está cuantizada. La densidad de estados permitidos es constante en cada nivel energético cuantizado.

Como en E_1 hay un número finito y substancial de estados permitidos, los electrones en la banda de conducción no tienen por que expandirse en valores de energía para encontrar estados energéticos. En un semiconductor de grandes dimensiones, la densidad de estados es cero en E_c y se incrementa lentamente con la energía (como $E^{1/2}$) lo cual significa que los electrones se expanden más profundamente en la banda de conducción en la búsqueda de estados. A diferencia de lo que sucede en un semiconductor de grandes dimensiones, en el nivel energético E_1 dentro del pozo cuántico podemos tener fácilmente una gran concentración de electrones. De forma similar, la mayor parte de los huecos en la banda de valencia estarán en su nivel energético mínimo E_1' ya que para dicho nivel energético existen suficientes estados.

Cuando es aplicada una tensión de polarización directa, son inyectados electrones en la banda de conducción de la fina capa de GaAs que hace el papel de región activa. Los electrones inyectados rápidamente pueblan un gran número de estados energéticos en E_1 , lo cual significa que la concentración de electrones en E_1 se incrementa rápidamente con la corriente y, por tanto, la inversión de población entre E_1 y E_1' puede ocurrir sin la necesidad de una gran corriente que proporcione una gran cantidad de electrones. La recombinación de un par electrón-hueco de forma estimulada con energías E_1 y E_1' respectivamente conducirá a la emisión estimulada de un fotón. En consecuencia, la corriente umbral para que se produzca la inversión de población y, por tanto, el inicio de la emisión estimulada se reduce con respecto a dispositivos con semiconductores de grandes dimensiones. Por ejemplo, en un láser de un único pozo cuántico (SQW) ésta está normalmente en el rango de 0,5mA - 1mA mientras que en un láser de heteroestructura la corriente umbral está en el rango de 10mA - 50mA. Otra ventaja del láser de pozo cuántico es que la mayor parte de los electrones están en E_1 y la mayor parte de los huecos están en E_1' , con lo que la energía de los fotones emitidos es muy cercana a $E_1 - E_1'$. En consecuencia, la anchura en longitudes de onda del espectro de salida es substancialmente más pequeña que en láseres de semiconductores de grandes dimensiones.

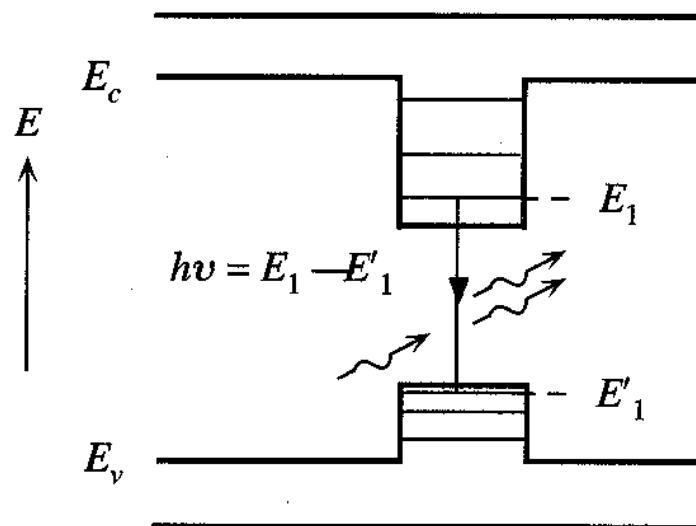


Fig. B.6.17: En un láser de un único pozo cuántico (SQW) los electrones son inyectados por la corriente de polarización directa en la fina capa de GaAs la cual se utiliza como región activa. La inversión de población entre E_1 y E_1' es alcanzada incluso con una pequeña corriente de polarización directa, produciéndose emisiones estimuladas.

En la estructura de un láser de múltiples pozos cuánticos (MQW) se alternan capas muy finas de material semiconductor de pequeña anchura de la banda prohibida con capas más grandes de semiconductores de mayor anchura de la banda prohibida. Las capas de semiconductor de menor gap constituyen las regiones activas en las que tiene lugar el confinamiento de los electrones.

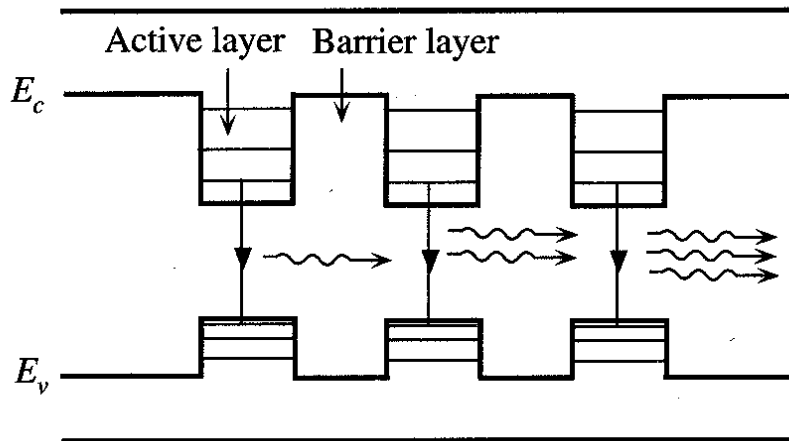


Fig. B.6.18: En un láser de múltiples pozos cuánticos (MQW) los electrones son inyectados por la corriente de polarización directa en las regiones activas las cuales son pozos cuánticos.

B.6.7. Estructuras avanzadas: cavidades a medida

B.6.7.1. Aspectos de la cavidad de Fabry-Perot

La estructura de la cavidad de Fabry-Perot tiene una longitud L y una anchura d_T . En esta cavidad hay un número de modos ópticos que forman modos estacionarios como ya hemos visto. Cuando se inyectan portadores en el láser llega un momento en que la ganancia se hace positiva y se superan las pérdidas. En ese instante un número determinado de los modos ópticos longitudinales comenzará la emisión estimulada. Los vectores E y H de estos modos longitudinales son perpendiculares a la dirección de propagación. Si se inyectan todavía más portadores, algunos modos cuyas frecuencias están más cercanas al pico de energía se hacen más potentes. Aún así siempre hay más de un modo que es emitido por el láser. Debido a esto la pureza modal de la cavidad de Fabry-Perot no es muy buena. El espaciado entre los modos en la cavidad de Fabry-Perot es

$$\Delta k = \frac{\pi}{L}; \quad \Delta \omega = \frac{v\pi}{L} \tag{B.6.51}$$

donde v es la velocidad de la luz. Es decir que los distintos modos longitudinales tendrán frecuencias de:

$$\nu = \frac{m \cdot v}{2 \cdot L} = m \cdot \frac{c}{2 \cdot n_r \cdot L} \quad m=1, 2, 3... \tag{B.6.52}$$

con separación entre modos:

$$\Delta \nu = \frac{v}{2 \cdot L} = \frac{c}{2 \cdot n_r \cdot L} \tag{B.6.53}$$

Los modos de fotones que se pueden emitir en la recombinación de pares electrón-hueco en una cavidad de Fabry-Perot son esencialmente los mismos que en un semiconductor normal. Esto es debido al tamaño tan grande de la cavidad comparado con la longitud de onda de la luz.

La cavidad de Fabry-Perot es una de las estructuras más sencillas utilizadas en láseres de semiconductores. Las longitudes típicas van desde los $150\mu\text{m}$ a 1mm dependiendo de la aplicación.

La cavidad presenta también una dimensión lateral, d_T , la cual determina la existencia de modos transversales de la luz emitida. En estos, los campo E y H son perpendiculares al eje de la cavidad. Como consecuencia, no únicamente se tienen presentes modos longitudinales sino también algunos modos transversales como se muestra en la siguiente figura.

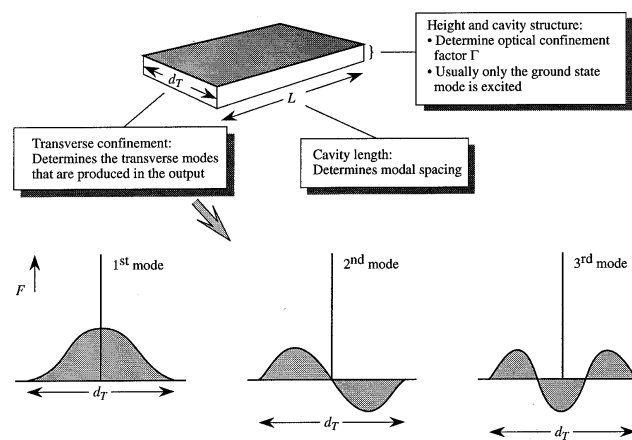


Fig. B.6.19: Parámetros geométricos de la cavidad de Fabry-Perot y su importancia para la emisión del rayo. Esquema de varios modos laterales.

Conforme aumenta la corriente inyectada, la potencia relativa de los distintos modos cambia. El modo longitudinal que tiene la mayor densidad de fotones es el que tiene una longitud de onda más parecida al pico en el espectro de la ganancia. Como este pico se desplaza con la inyección de portadores el modo máximo también se desplaza.

Si la dimensión transversal d_T es suficientemente pequeña, únicamente se tiene el modo transversal de orden inferior llamado TEM_{00} cuyo perfil se asemeja al de una gaussiana como se observa en la anterior figura. Sin embargo, si el confinamiento óptico transversal es pequeño (es decir d_T es grande), tendremos presentes modos ópticos transversales con frecuencias muy cercanas ya que $1/d_T$ determina el espaciado en frecuencia. La salida puede tener varios de estos modos cuando la inyección de corriente se incrementa. Esto puede resultar en algunos "codos" en la curva de potencia de salida frente a corriente inyectada. Estos "codos" producen ruido en las comunicaciones ópticas y los debemos evitar, aumentando para ello el factor de confinamiento óptico utilizando cavidades guiadas por ganancia o cavidades guiadas por índice, de las que hablaremos a continuación.

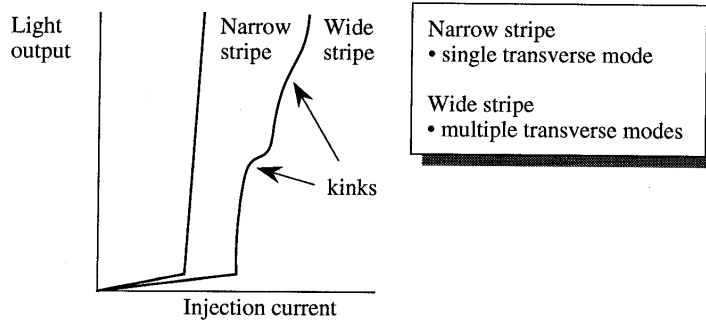


Fig. B.6.20: La aparición de modos laterales en el rayo produce "codos" en la curva luz-corriente.

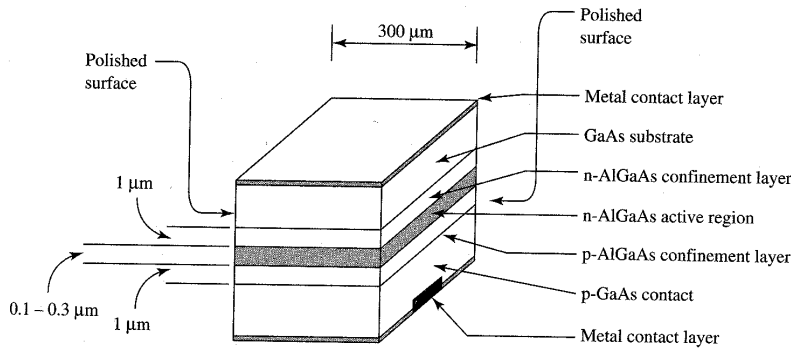


Fig. B.6.21: Estructura típica de una cavidad de Fabry-Perot.

El patrón de radiación es similar al de un ELED salvo en que los semiejes ancho y estrecho del cono elíptico se invierten y los ángulos de apertura son menores.

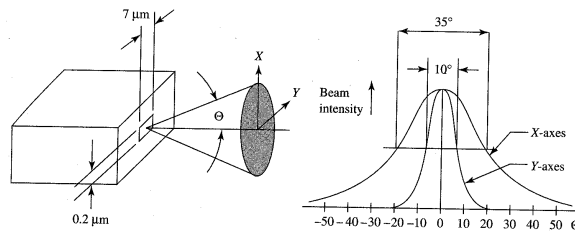


Fig. B.6.22: Diagrama de radiación típico de un diodo láser.

Cavidades guiadas por ganancia

La técnica más común para confinar la onda óptica y dirigirla a lo largo de la cavidad es fabricar láseres con geometría de tiras. La estructura del semiconductor es recubierta de una fina capa de óxido (SiO₂) en la cual se produce por atacado una fina tira de anchura d_T entre 2 μm y 10 μm. El contacto se realiza a través de esta tira como se muestra en la siguiente figura. Esto permite que la corriente inyectada, y por tanto la onda óptica, quede confinada en dicha región tan estrecha. Un efecto similar se consigue con el láser de perfil rectangular mostrado en (b).

La corriente se inyecta a través de la estrecha apertura de anchura d_T y se esparce por debajo de ella debido al carácter difusivo del flujo de corriente. Esta difusión se puede controlar a través del diseño del dispositivo. La concentración de portadores debajo de la tira no es uniforme. Como el índice de refracción del material depende de dicha concentración de portadores, también se distribuye de forma no uniforme. Finalmente, la ganancia del dispositivo tampoco es uniforme.

En consecuencia, no solo la parte real del índice de refracción es no uniforme en la dirección sino que también la ganancia es altamente no uniforme. De hecho el salto en el valor del índice de refracción es bastante pequeño como para que pueda ser considerado determinante en el comportamiento transversal mientras el perfil de ganancia en y es altamente no uniforme. Debido a esto, es la ganancia la que produce el efecto de guiado. Como es la circulación de la corriente, la causante de la ganancia en la región activa a este tipo de diodos láser se les llama guiados por ganancia.

Es difícil producir un funcionamiento en que se tenga un único modo transversal en un láser de este tipo en que es la ganancia la que determina el efecto de guiado a menos que se tenga una tira muy estrecha ($\sim 2\mu\text{m}$). Pero para estas tiras tan estrechas, la corriente umbral del dispositivo se hace muy alta ya que una gran parte de esta corriente se esparce y no se aprovecha. Por ello se utilizan cavidades guiadas por índice para láseres de un solo modo transversal.

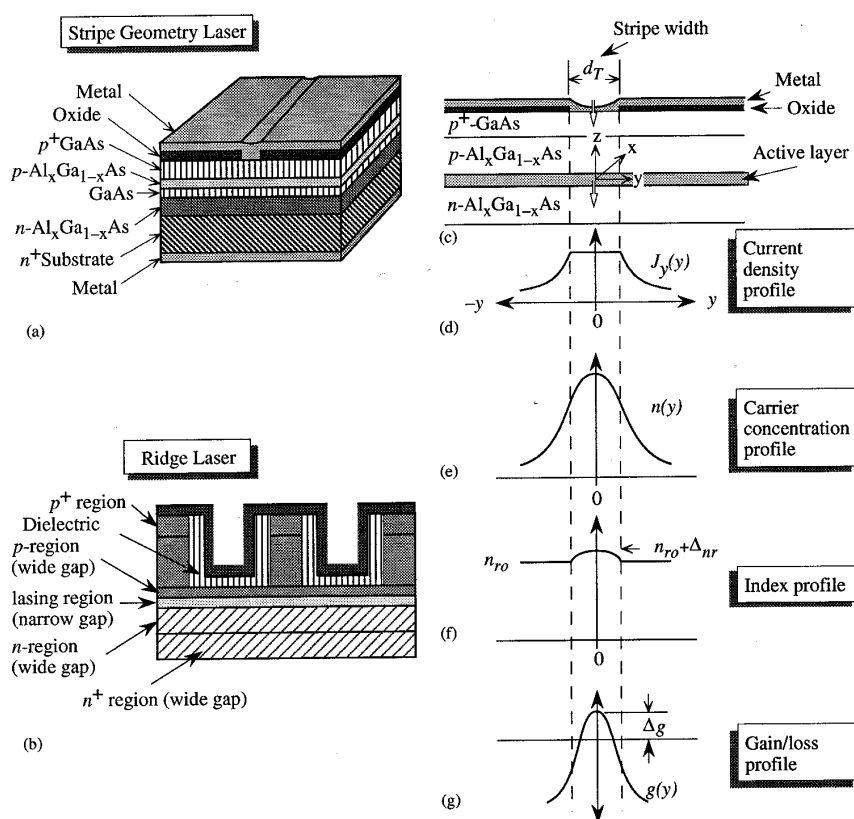


Fig. B.6.23: (a) Láser de geometría de tiras, (b) el láser de perfil rectangular, (c) inyección de corriente en el láser, (d) perfil de densidad de corriente, (e) perfil de densidad de electrones, (f) perfil de índice de refracción, (g) perfil de ganancia y pérdidas.

Cavidades guiadas por índice

Las cavidades guiadas por índice se basan en una variación escalón del índice de refracción en dirección lateral. Dicha estructura es llamada diodo láser "enterrado" de heteroestructura y su fabricación es mucho más compleja. Para producir este salto en el índice de refracción, se requieren procesos de crecimiento y atacado a fin de obtener regiones de pocas micras. En este tipo de cavidad la zona activa queda rodeada de materiales de mayor anchura de la banda prohibida.

Si este tipo de láser se fabrica correctamente, no sufre de "codos" en su curva de potencia frente a la corriente inyectada. Su salida es monomodal y su corriente umbral muy baja. Por supuesto, para obtener los máximos beneficios de esta estructura, debemos tener pozos cuánticos en la región activa.

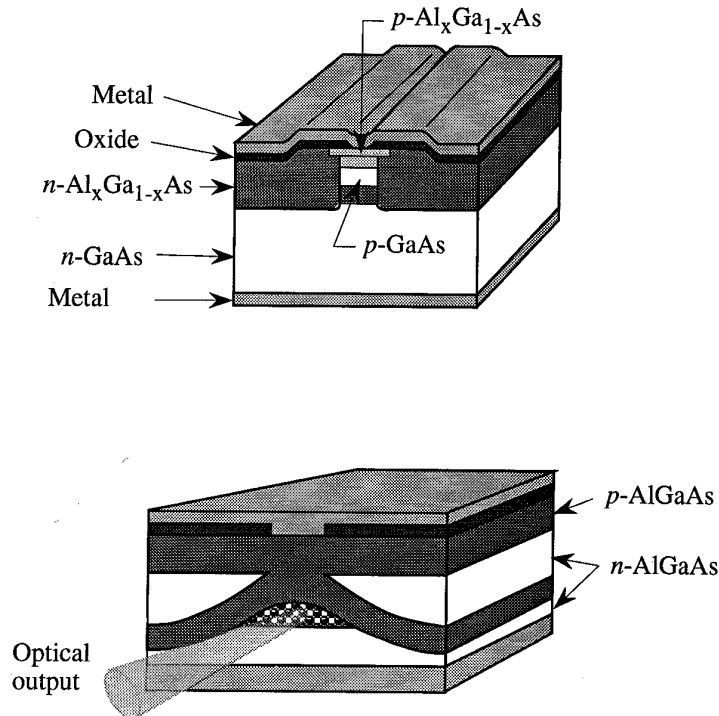


Fig. B.6.24: Cavidades láseres guiadas por índice.

B.6.7.2. Láseres de realimentación distribuida

La cavidad láser de Fabry-Perot, aunque es fácil de fabricar tiene una serie de inconvenientes que hay que evitar. Dado que se utilizan dos espejos no se selecciona ningún modo en particular en la cavidad y el modo emergente y dominante dependerán del espectro de la ganancia que depende de las propiedades electrónicas de la región activa. Como la distancia entre modos es de sólo 4\AA o 5\AA y el espectro de ganancia es bastante plano en dicho rango, tendremos varios modos emergiendo de la cavidad de Fabry-Perot. A altas potencias los modos laterales serán menores en relación con el modo dominante, pero aun así la anchura del espectro es de unos 20\AA aunque cada modo es muy estrecho. La pregunta es: ¿podemos con la misma cavidad seleccionar un modo? Después de todo, en circuitos electrónicos es posible diseñar cavidades resonantes con gran selectividad en lo que respecta a los modos. De hecho en microondas sí que tenemos capacidad de crear cavidades resonantes altamente selectivas. Aunque en componentes fotónicos, no es tan sencilla la obtención de cavidades tan sumamente selectivas, podemos encontrar algunas soluciones.

Una cavidad selectiva respecto a los modos es la estructura de realimentación distribuida (DFB) que se basa en la propagación de ondas en estructuras periódicas.

En la estructura DFB se incorpora un enrejado periódico en la estructura del láser en las proximidades de la región activa. Como vamos a ver este enrejado, llamado enrejado de Bragg actúa como un espejo, reflejando de forma selectiva según la longitud de onda. Este

tipo de enrejado está compuesto por una especie de "arrugas" con una periodicidad Λ . De forma intuitiva se puede obtener que las reflexiones parciales de las ondas provenientes de las arrugas interferirán constructivamente (se reforzarán la una a la otra) para dar una única onda reflejada sólo en el caso de que la longitud de onda corresponda a dos veces la periodicidad del enrejado. Por ejemplo en el esquema simplificado de la siguiente figura, las ondas parcialmente reflejadas A y B tienen una diferencia de camino óptico de valor $2 \cdot \Lambda$. Interferirán constructivamente únicamente si $2 \cdot \Lambda$ es un múltiplo de la longitud de onda en el medio:

$$q \cdot \frac{\lambda_B}{n} = 2 \cdot \Lambda \quad q = 1, 2, \dots \quad (\text{B.6.54})$$

donde n es el índice de refracción del material del enrejado.

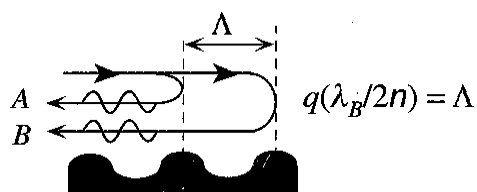


Fig. B.6.25: Las ondas parcialmente reflejadas en las arrugas interferirán constructivamente constituyendo una onda reflejada cuando la longitud de onda satisfaga la condición de Bragg.

Una expresión más aproximada para las longitudes de onda de Bragg la podemos obtener a partir de la condición:

$$\lambda_B = \frac{2 \cdot \Lambda \cdot n_{eff}}{q} \quad q = 1, 2, \dots \quad (\text{B.6.55})$$

donde $n_{eff} = n \cdot \sin\theta$. Todas las magnitudes, incluido el ángulo θ están ilustradas en la siguiente figura.

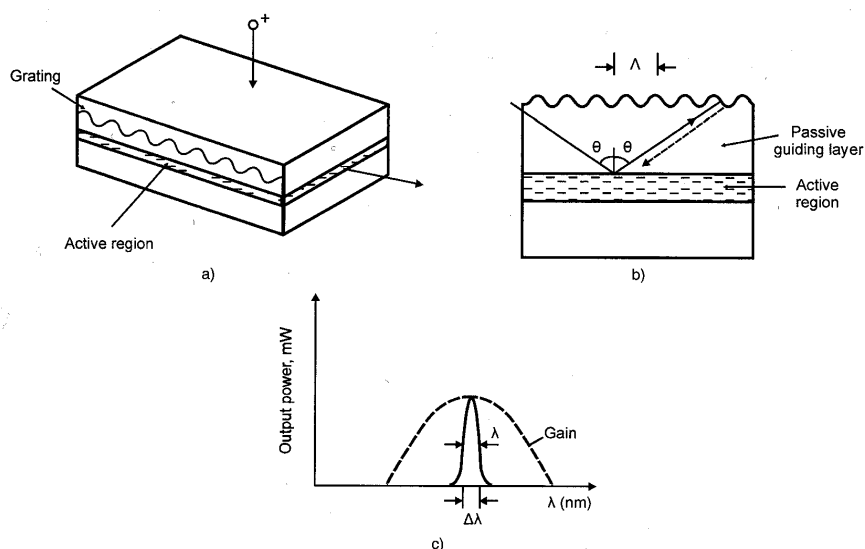


Fig. B.6.26: Diodo láser de realimentación distribuida (DFB) (a) Un diodo láser DFB. (b) Como trabaja la realimentación distribuida. (c) Espectro de la radiación de salida.

Sólo las longitudes de onda λ_B , interferirán constructivamente al reflejarse y, por tanto, existirán en la cavidad. La palabra "distribuido" hace referencia a que la reflexión no tiene lugar en un único lugar (espejo) sino que ocurre en muchos puntos que están dispersos.

El resultado de todo esto es que se puede conseguir una anchura espectral de la radiación extremadamente estrecha (c).

Esta estructura debe estar lo más cerca posible de la capa activa de forma que la onda óptica interacciona fuertemente con el enrejado. Pero como la colocación del enrejado crea defectos en la red cristalina, no puede acercarse demasiado a la región activa. La dificultad en la fabricación de los láseres DFB hace que su coste sea del orden de mil veces mayores que las cavidades de Fabry-Perot.

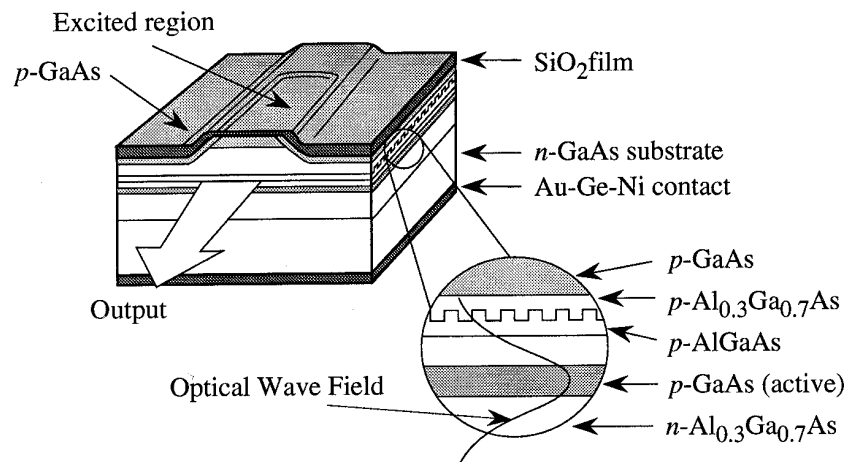


Fig. B.6.27: Estructura de realimentación distribuida que incorpora un enrejado periódico.

B.6.7.3. Láseres de emisión superficial

Hasta ahora sólo hemos visto láseres de emisión lateral. En ellos el rayo es paralelo al substrato donde crece el cristal. Como hemos visto con anterioridad, la condición que se ha de cumplir para que se produzca el rayo láser es:

$$\Gamma g_{th} - \alpha_c > -\frac{1}{L} \ln R \quad (B.6.56)$$

donde L es la longitud de la cavidad. R suele tener un valor de 0,3, de forma que para asegurar una corriente umbral razonablemente baja L debe ser mayor de 100µm. El láser de emisión lateral es pues un dispositivo físicamente bastante grande comparado con otros dispositivos microelectrónicos como por ejemplo transistores. Además es difícil de conseguir un gran número de láseres integrados en un solo chip lo que es una limitación para los chips de ordenador con interconexión óptica.

Los láseres de emisión superficial (SEL) o láseres de emisión superficial con cavidad vertical (VCSEL) resuelven estos problemas. Se pueden producir en gran número sobre una oblea y el rayo emerge perpendicularmente a la oblea. Los dispositivos se pueden hacer también muy pequeños de forma que la corriente umbral es del orden de microamperios.

En el SEL los espejos están en la parte superior e inferior del dispositivo. El grosor de la cavidad no puede exceder los $10\mu\text{m}$. Si la reflectividad se mantiene alrededor de 0,3, las pérdidas por reflexión serán del orden de 10^3cm^{-1} o mayores. Esto significa una corriente umbral muy elevada. Para evitarlo se utilizan espejos de alta reflectividad. Si la reflectividad de los espejos se puede hacer del orden de 0,99, las pérdidas serán sólo de 10cm^{-1} lo que es muy aceptable para láseres de baja corriente umbral.

En un SEL la región activa es como la de una cavidad de Fabry-Perot pero varía el recubrimiento. En la sección anterior hemos mencionado, como una estructura periódica puede utilizarse para reflejar efectivamente una onda acorde con la periodicidad espacial. Este concepto de reflectores distribuidos de Bragg (DBRs) se utiliza en el SEL para obtener espejos de alta calidad. Los reflectores son espejos dieléctricos realizados alternando finas capas de alto u bajo índice de refracción. Estos espejos dieléctricos proporcionan un alto grado de reflectividad a la longitud de onda λ_0 en el espacio libre siempre y cuando los grosores de las capas que se alternan d_1 y d_2 con índices de refracción n_{r1} y n_{r2} cumplan la condición

$$n_{r1}d_1 + n_{r2}d_2 = \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{B.6.57})$$

La longitud de onda se elige de forma que coincida con la energía de los fotones del pico de ganancia. La reflectividad de la estructura DBR es muy alta cuando se cumple la condición de Bragg ($\lambda=\lambda_0$) y cae bruscamente para otras longitudes de onda.

Para realizar un análisis detallado del SEL hay que calcular cuidadosamente la reflectividad de los DBRs. Estos cálculos han arrojado como resultado que para dispositivos de diámetros laterales mayores que $10\lambda_0$ la reflectividad vale

$$R = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_{r1}}{n_{r2}} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (\text{B.6.58})$$

siendo n_{r1} menor que n_{r2} y $d_1 = d_2$. N es el número de periodos utilizados en el DBR. Se puede alcanzar fácilmente un valor de R cercano al 99% si se escoge la relación adecuada entre N y n_{r1}/n_{r2} . La reflectividad disminuye si el diámetro de la cavidad se asemeja a algunas veces λ .

Se pueden construir matrices de láseres a partir del SEL pudiéndose alcanzar potencias de hasta 1W. Aún así existen algunos problemas con esta estructura comparada con las de emisión lateral.

- i) *Inyección de carga*: La presencia de los espejos DBR dificulta considerablemente la inyección de carga en el SEL. Se tiene que tener especial cuidado en desarrollar caminos de baja resistencia hasta la región activa. Si la carga se debe inyectar a través del DBR éste se debe dopar y un DBR presenta bastante resistencia al flujo de corriente. Si se utilizan conectores anulares que eviten los DBRs, se producen efectos de concentración de corriente. En este

caso la corriente se concentra en los extremos mientras que el centro tiene muy poca corriente. Mejoras en el SEL se obtendrán cuando se resuelvan estos problemas.

- ii) *Calentamiento del dispositivo*: La alta resistencia del SEL calienta mucho el dispositivo. Por tanto es difícil hacer funcionar el SEL con altas corrientes ya que el calentamiento reduce el rendimiento debido a pérdidas de corriente y la recombinación de Auger (para materiales de banda prohibida pequeña) y la salida óptica tiende a saturarse.

El SEL adquiere importancia por su capacidad de formar parte de un chip no sólo para ser incluido en circuitos integrados si no también para fabricar láseres de potencia (1W). Las limitaciones físicas de la construcción de semiconductores hacen que no se puedan obtener potencias superiores a los 10mW para un solo láser. Aunque la potencia de un láser puede ser elevada es difícil de controlar la fase de los diferentes láseres de una matriz siendo este uno de los puntos más investigados en la actualidad.

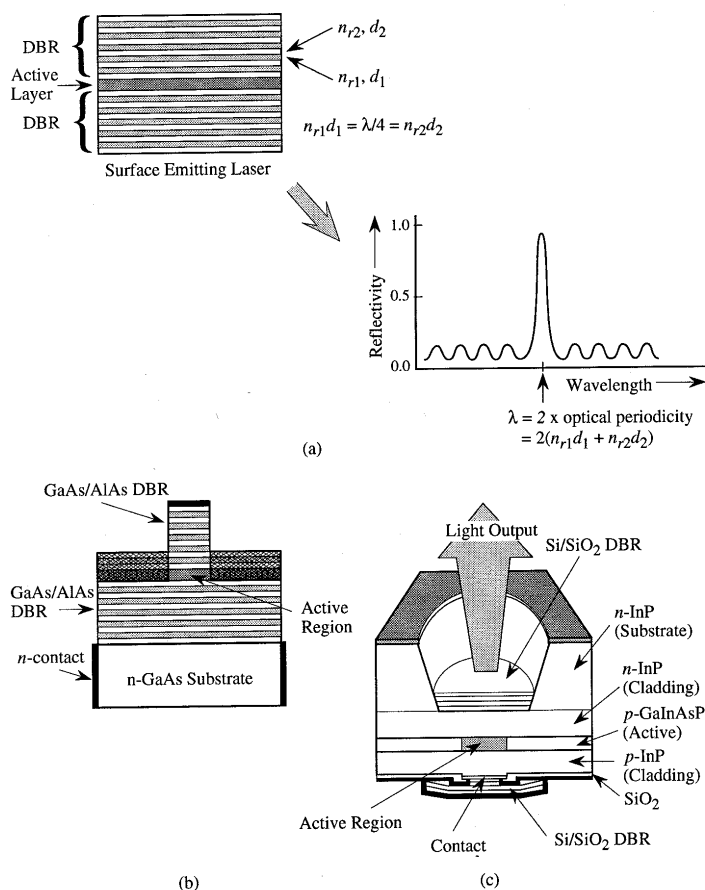


Fig. B.6.28: (a) Esquema de la localización de los reflectores DBR en un láser de emisión superficial. Se muestra esquema de la reflectividad. (b) Estructura típica de un DBR de GaAs / AlAs. (c) Estructura de DBR utilizando apilamientos de materiales amorfos.

B.6.7.4. El láser DBR

En la estructura periódica que hemos visto hasta ahora la periodicidad es fija y por tanto la longitud de onda del láser también. En el láser DBR las capas reflectantes se colocan

fuera de la zona activa y además el índice de refracción de la zona reflectante se puede modificar mediante la inyección de corriente. El DBR es el responsable de reflejar la luz emitida por la zona activa y la longitud de onda que tiene la mayor realimentación debe cumplir

$$\lambda_B = 2qa \tag{B.6.59}$$

donde q es un entero positivo y a es la periodicidad de la estructura

$$a = n_{r1}d_1 + n_{r2}d_2 \tag{B.6.60}$$

Los valores de n_{r1} y n_{r2} se pueden modificar electrónicamente y el láser puede sintonizar su longitud de onda en un rango de unos 30Å.

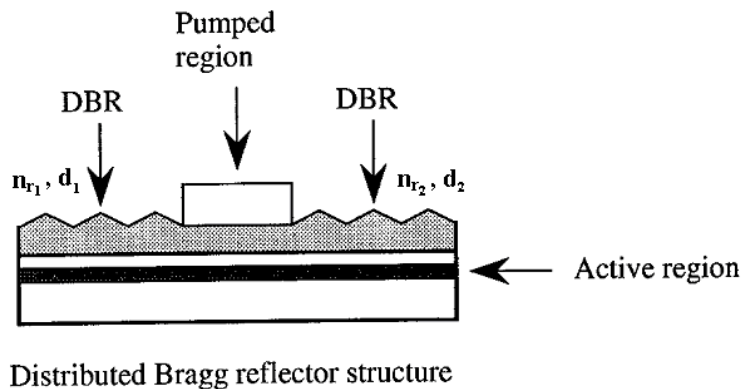


Fig. B.6.29: Láser DBR, donde el reflector de Bragg está fuera de la región activa. La periodicidad óptica del DBR se puede modificar electrónicamente.

B.6.8. Dependencia con la temperatura de la emisión del láser

Como en el LED la dependencia de la temperatura de la emisión de un láser es de suma importancia. Tal y como hemos visto en una sección anterior, para aplicaciones de muy alta velocidad necesitamos altas corrientes de inyección lo cual puede producir un calentamiento del dispositivo aún con buena refrigeración. Los factores de mayor importancia en el estudio de la dependencia con la temperatura son; i) efecto de la temperatura sobre la corriente umbral y la intensidad óptica y ii) efecto de la temperatura sobre la frecuencia de emisión.

B.6.8.1. Dependencia de la corriente umbral con la temperatura

Conforme aumenta la temperatura del láser, su corriente umbral también aumenta y para un nivel de inyección determinado, la salida de fotones cae. Esto se debe a tres razones:

- i) El incremento de la temperatura provoca que las funciones f^e y f^h se expandan y en consecuencia, se necesita una mayor inyección de portadores para que se llegue a cumplir la condición de inversión de población $f^e(E^e) + f^h(E^h) > 1$. Por tanto, la corriente umbral aumenta con la temperatura. Este efecto se produce en todos los tipos de láseres

- ii) El incremento de temperatura causa que puedan existir electrones y huecos con energías mayores. En consecuencia, una mayor fracción de la carga inyectada podrá cruzar la región activa y entrar en el recubrimiento o región de los contactos. Esta corriente de pérdidas ya la vimos para el LED. La corriente de pérdidas depende del diseño del láser y se puede minimizar utilizando una región activa más ancha o una estructura con variación gradual del índice en el caso de láseres de pozo cuántico.
- iii) A mayor temperatura hay más electrones y huecos con energías superiores al valor energético umbral necesario para que se produzca la recombinación de Auger. Esto, junto con el incremento en la densidad de portadores umbral hace que la recombinación de Auger crezca exponencialmente con la temperatura. Los procesos de Auger son especialmente importantes en materiales de estrecha banda prohibida.

El resultado de estos tres efectos es que la densidad de corriente umbral en un láser puede, en general, ser descrita a través de la siguiente expresión

$$J_{th}(T) = J_{th}^0 e^{\frac{T}{T_0}} \quad (\text{B.6.61})$$

Es deseable un valor grande de T_0 . Para láseres de GaAs este valor es 120K y para longitudes de onda grandes ($\lambda = 1,55\mu\text{m}$), T_0 suele ser menor (del orden de 50K).

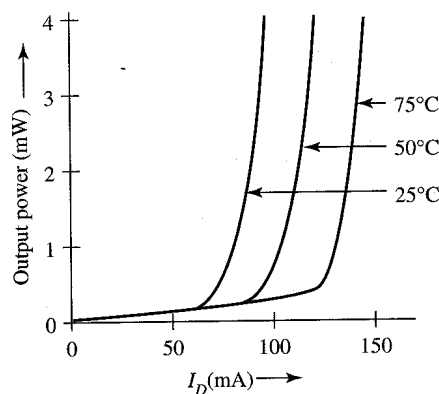


Fig. B.6.30: Potencia óptica de salida en función de la corriente por el diodo láser a tres temperaturas diferentes. La corriente umbral aumenta al aumentar la temperatura.

El incremento de la corriente umbral es del orden del 1,5% por °C.

El dispositivo tiene, por tanto, la capacidad de pasar automáticamente a OFF al calentarse. Para evitar esto, el diodo láser debe o bien estar refrigerado o bien ser atacado por una fuente de potencia a corriente constante, controlada por un fotodetector utilizando un circuito de realimentación apropiado. Un circuito típico para tal fin es el mostrado en la siguiente figura:

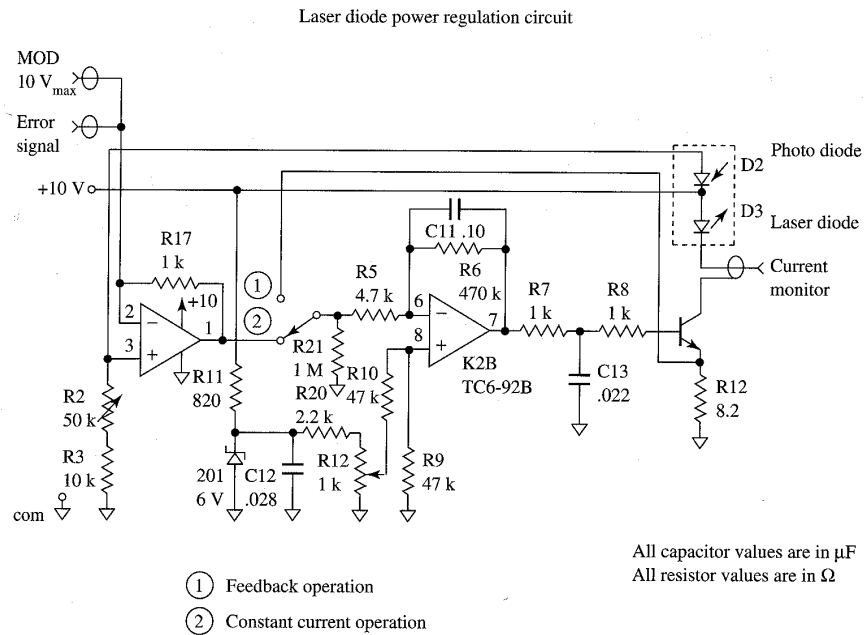


Fig. B.6.31: Fuente de alimentación de un diodo láser con un fotodetector interno para poder regular la luz de salida.

B.6.8.2. Dependencia con la temperatura de la frecuencia de emisión

Para la mayoría de las aplicaciones es deseable que la frecuencia de emisión permanezca estable. Pero en realidad si cambia la temperatura cambia la frecuencia de emisión del láser. Hay dos efectos que controlan esta variación de la frecuencia:

- i) La variación de la banda prohibida hace desplazarse el espectro de ganancia completo a energías menores conforme aumenta la temperatura. Esta variación de la banda prohibida es del orden de $-0,5\text{meV/K}$ en la mayoría de los semiconductores. Esto hace variar al espectro de ganancia en 3\AA o 4\AA por K si no hay efectos adicionales como se muestra en la siguiente figura (a). Sin embargo, en el láser la emisión no depende sólo de la posición del pico de ganancia si no también del modo Fabry-Perot más cercano a este pico de ganancia. Esto nos conduce al segundo efecto.
- ii) Conforme varía la temperatura, la expansión térmica de la cavidad láser y la variación del índice de refracción altera la posición de los modos resonantes. Los modos resonantes vienen dados por (q es un entero)

$$q\lambda_q = 2L; \quad \lambda_q = \frac{\lambda_{q0}}{n_r} \tag{B.6.62}$$

donde λ_q es la longitud de onda en el material y λ_{q0} la longitud de onda en el vacío. Si la longitud efectiva de la cavidad aumenta con la temperatura, la posición de los modos se desplazará con respecto al espectro de ganancia que a su vez se está desplazando debido a la temperatura. Esto se muestra esquemáticamente en (b). Para la mayoría de los semiconductores, el efecto

total será un desplazamiento de la longitud de onda resonante de alrededor de 1Å/K .

Como resultado de ambos efectos, la longitud de onda de emisión de la cavidad de Fabry-Perot varía desplazándose a 4Å/K hasta que un modo adyacente se convierte en el más próximo al pico de ganancia, momento en el que se produce un salto de un modo a otro.

Sin embargo, en el caso de láser DFB, al no depender el efecto láser del pico de ganancia si no del espaciado del enrejado, no se producen saltos de modo y la variación de la longitud de onda es de alrededor de 1Å/K en un amplio margen de temperaturas.

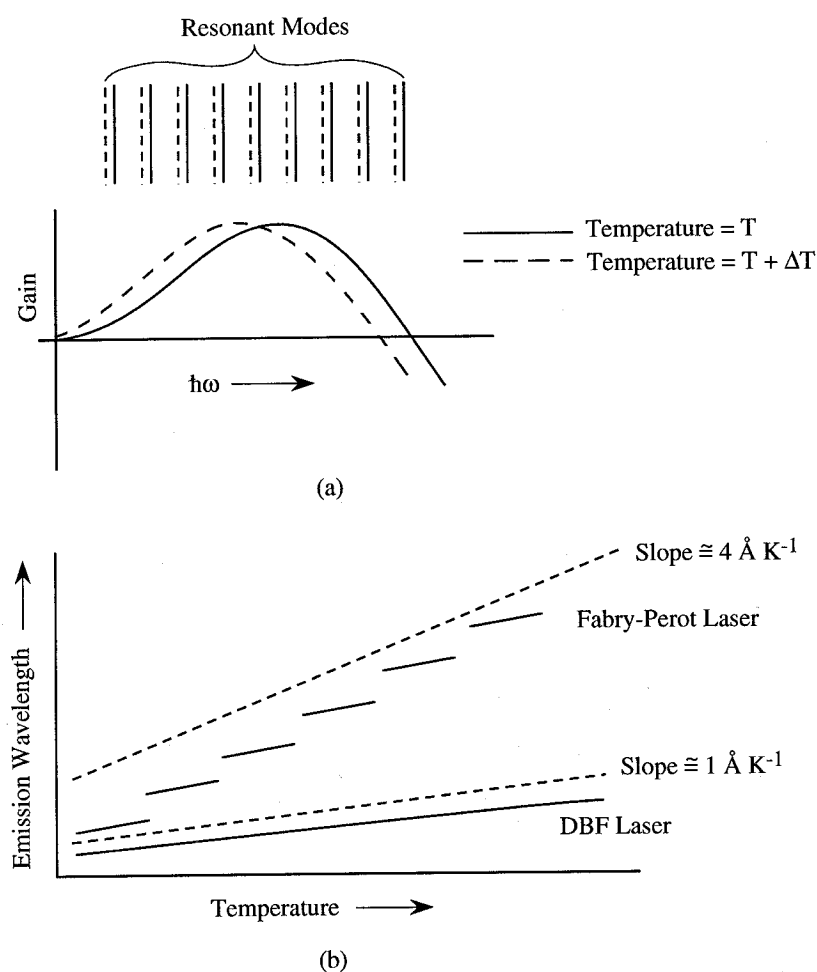


Fig. B.6.32: (a) Corrimiento del espectro de ganancia y los modos resonantes de la cavidad con la temperatura. (b) Desplazamiento de la longitud de onda de emisión con la temperatura.

B.6.9. Aplicaciones del diodo láser

Ante todo lo primero que hay que decir es que todos los láseres tienen una propiedad en común: son dispositivos altamente peligrosos. Esto es debido a la alta concentración de potencia. Incluso un nivel de un milivatio puede producir daños irreversibles en el ojo humano si se mira directamente. Por ello hay que cumplir algunas medidas de seguridad:

1. Utilizar gafas especiales diseñadas para cada uno de los láseres que se vayan a manipular.
2. Nunca mirar al rayo láser directamente ni tampoco a una imagen especular del rayo.
3. Para rayos de alta potencia siempre es conveniente terminarlos con un material absorbente y a ser posible en un contenedor cerrado.
4. Se debe proteger la piel para láseres de altos niveles de potencia. Ropa blanca de grosor medio (bata de laboratorio) reduce la exposición del rayo láser en un factor 100.
5. Un rayo invisible produce los mismos daños que uno visible. Hay que tomar por tanto precauciones especiales al trabajar con rayos láser fuera del espectro visible.

Los láseres han tenido un impacto significativo en aplicaciones militares y en fusión termonuclear, aplicaciones muy especializadas de las cuales no vamos a hablar. Aparte de estas, las aplicaciones del láser se pueden dividir en cuatro áreas: (a) aplicaciones industriales y de trabajo con materiales, (b) procesado de información y comunicaciones ópticas, (c) aplicaciones médicas y biológicas, (d) aplicaciones científicas y de medida.

- (a) Aplicaciones industriales y de trabajo con materiales: esta aplicación es una de las más desarrolladas ya que el rayo láser ha permitido una precisión mucho mayor en los cortes y tratamiento de materiales. El rayo láser no calienta los materiales a tratar por lo que éstos no se deforman. Las aplicaciones del láser son también muy importantes en trabajos de miniatura y de precisión. Su desventaja es el coste, tanto la inversión inicial como el mantenimiento. En estas aplicaciones los láseres más utilizados son obviamente los de alta potencia.
- (b) Procesado de información y comunicaciones ópticas: las memorias ópticas como los DVD y los CD-ROM son hoy en día de uso diario. El disco óptico consiste en grabar la superficie con pequeños agujeros o muescas de profundidad de un cuarto de longitud de onda con un láser. A su vez la lectura se hace detectando la reflexión de un láser al incidir sobre estas muescas. Otra aplicación es el código de barras en la que se hace incidir un láser de He-Ne sobre el código y las reflexiones se traducen en un código de 10 dígitos. En las impresoras láser también se utiliza el rayo láser para detectar y reproducir imágenes con una muy alta resolución. Gracias a las comunicaciones ópticas y debido al ancho de banda que nos ofrece el rayo láser se pueden mandar grandes cantidades de información a través de una sola fibra óptica.

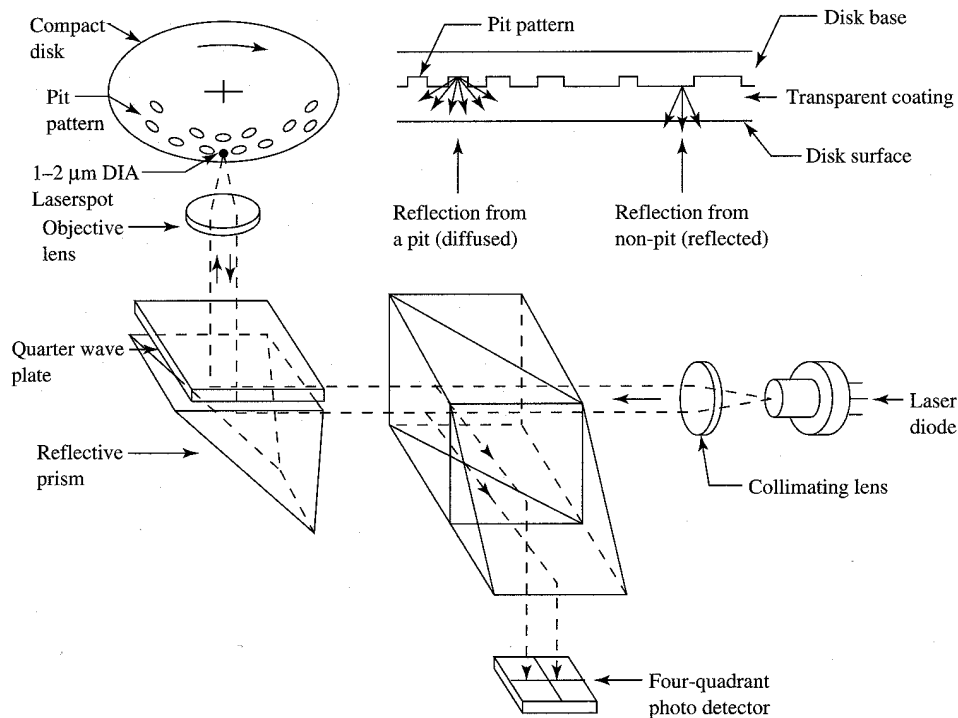


Fig. B.6.33: Lector de CD.

- (c) Aplicaciones médicas y biológicas: el rayo láser se utiliza como herramienta para operar y como herramienta para obtener diagnósticos. El rayo láser se utiliza como escalpelo gracias a su precisión. El láser de CO_2 calienta el agua la cual al evaporarse corta la célula. Se pueden hacer incisiones de alta precisión dirigidas por microscopio; operar áreas muy inaccesibles como dentro del ojo u oído. Además el daño producido a tejidos adyacentes es mínimo y se reduce el sangrado debido a la cauterización de la herida. Las desventajas son una vez más el elevado coste de los equipos, la lenta velocidad de las operaciones y las medidas de seguridad.
- (d) Aplicaciones científicas y de medida: el rayo láser de He-Ne permite hacer medidas con absoluta precisión y así determinar una línea horizontal haciéndolo incidir sobre un espejo en rotación. Con un rayo láser y gracias a su perfecta linealidad se pueden hacer alineaciones con una precisión de $25\mu\text{m}$ sobre 25m . Por interferometría se pueden hacer medidas de distancias al medir el dibujo de interferencia producida entre el rayo emergente y el que retorna reflejado. La precisión es de una parte por millón. Para largas distancias se modula el rayo y se comparan fases del rayo emergente y el reflejado obteniendo medidas con una precisión de una parte por millón. Para distancias aún mayores se emiten pulsos y se mide el tiempo de ida y vuelta. Este método se utiliza para localizar la distancia de satélites e incluso de la luna con un error de 20cm . Como el láser es altamente monocromático es fácil determinar corrimientos de frecuencia por efecto Doppler y así medir velocidades.

Otra aplicación muy interesante es la holografía donde se crea un holograma el cual recoge toda la información necesaria para que a partir de él se pueda crear una imagen tridimensional de un objeto. Para ello se ilumina un objeto con un rayo láser a través de un espejo semitransparente. Parte del rayo reflejado por el espejo

incide sobre una placa fotográfica la cual graba un diagrama de interferencias debido al rayo reflejado por el objeto con el rayo reflejado por el espejo. Si ahora eliminamos el objeto cuando pase el rayo láser a través de la película, el observador verá una imagen tridimensional que además cambia conforme se vaya moviendo.

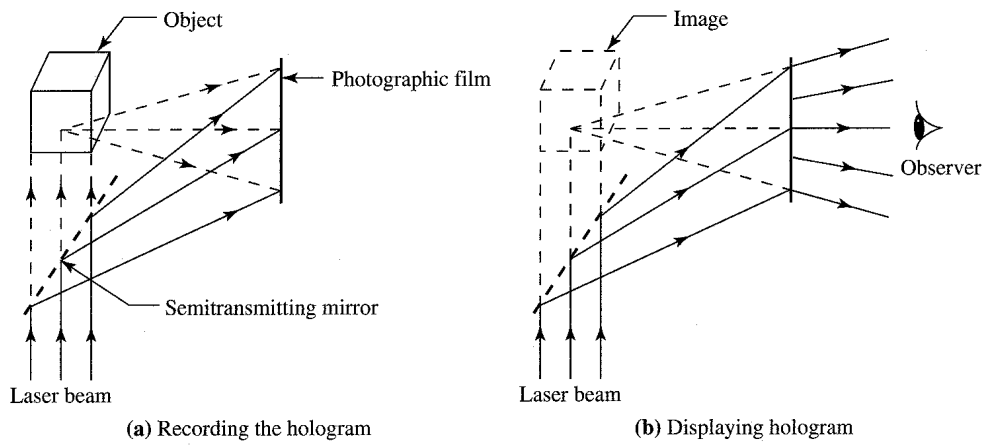


Fig. B.6.34: Funcionamiento esquemático de la holografía.