

Capítulo 2

Física de los láseres de semiconductor

Los láseres de semiconductor o diodos láser han jugado un papel determinante en el desarrollo de las comunicaciones ópticas, fenómeno motivado por sus propiedades de radiación de la luz y su capacidad de minituarización; hoy en día, debido a las nuevas técnicas utilizadas en los sistemas de comunicaciones ópticas, las fuentes de transmisión necesitan cumplir con características de funcionamiento más estrictas y que a lo largo de este capítulo, se presentarán y explicarán conceptos referentes a la estructura y funcionamiento de los láseres de semiconductor DFB que buscan satisfacer estas nuevas necesidades.

2.1. Materiales semiconductores

Como es sabido, en la mayor parte de los dispositivos optoelectrónicos, los materiales semiconductores desempeñan un papel primordial en su funcionamiento, en el caso específico de las fuentes ópticas, sus propiedades físicas los hacen útiles en la formación de diodos láser. Los materiales más usados son la mezclas entre elementos de los grupos III-V y II-VI.

Los materiales semiconductores están conformados por un arreglo cristalino de átomos que se encuentran unidos por enlaces covalentes, es decir, por átomos no metales que comparten sus electrones de enlace. La estructura que presentan consiste en una distribución atómica regular y periódica; el arreglo típico se muestra en la figura 2.1[31]:

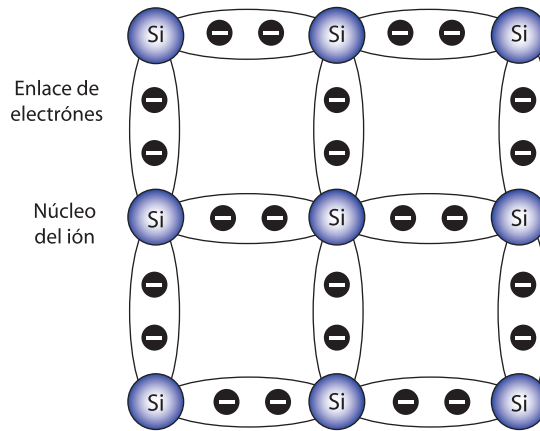


Figura 2.1: Arreglo cristalino de átomos de silicio

En la estructura cristalina, las fuerzas eléctricas que intervienen en la formación de la molécula influyen de un átomo a otro, lo cual ocasiona que los electrones de orbitales externos de un átomo sean afectados por la interacción de las fuerzas eléctricas de los demás átomos, provocando que los niveles discretos de energía se transformen en bandas de energía en todos los átomos del material, este resultado es conocido como efecto de orden de largo alcance[14].

Las bandas que se crean en los semiconductores son las siguientes y se pueden ver ilustradas en la figura 2.2:

1. Banda de valencia

Es la banda de menor energía, es el estado estático de energía de los electrones en el cual se forman los enlaces con los átomos vecinos de una molécula o cristal (enlaces covalentes).

2. Banda prohibida (*Direct bandgap semiconductor*)

Es un intervalo de energía donde no existe un estado estático de electrones (*electron state*), se encuentra entre la parte superior de la banda de valencia y la inferior de la banda de conducción, la magnitud de energía de esta banda es la requerida para que un electrón se excite y pueda romper un enlace covalente.

3. Banda de conducción

Esta es la banda donde se encuentran los electrones libres que pueden ser acelerados en la presencia de un campo eléctrico externo y producir una corriente, cuando los electrones se encuentran en esta banda significa que están en un estado excitado.

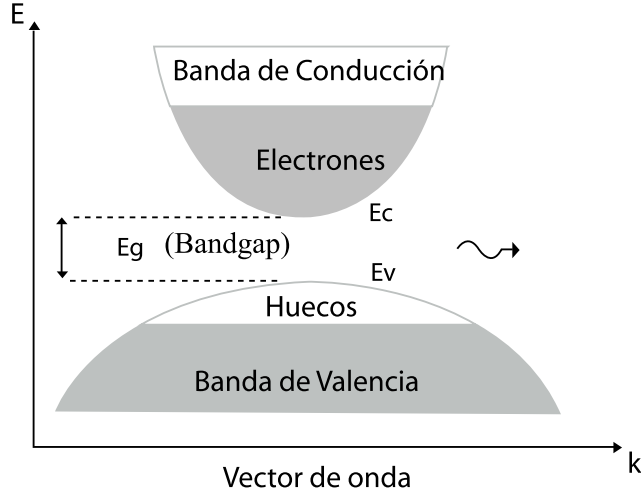


Figura 2.2: Bandas de energía en semiconductor con una banda prohibida directa [1]

2.1.1. La función de probabilidad de Fermi-Dirac

La distribución de Fermi-Dirac nos proporciona la probabilidad de encontrar un electrón en un nivel de energía determinado E , esto se logra considerando que los niveles de energía concurren tan cerca unos de otros que se estima como un medio continuo. Es importante considerar que ésta es una distribución estadística y no representa la seguridad de encontrar un número exacto de electrones en un nivel de energía, sólo una estimación. Una característica importante es que en semiconductores intrínsecos o puros, el nivel de energía de Fermi E_F se encuentra en el punto medio entre los límites de la banda de valencia E_V y la banda de conducción E_C .

La distribución de Fermi-Dirac queda representada matemáticamente mediante la fórmula 2.1:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \quad (2.1)$$

Donde

E es el nivel de energía a calcular

E_F es el nivel de energía de Fermi-Dirac

T es la temperatura en Kelvin

k es la constante de Boltzman ($k = 1,38 \times 10^{-23} [\frac{J}{K}]$)

Ahora, si analizamos cuando el material se encuentra a $T = 0[K]$, ello implica que no hay energía térmica capaz de producir que un electrón se excite y pase a la banda de conducción, las distribuciones quedan dadas de la siguiente forma:

$$f(E) = 1 \quad \text{si} \quad E < E_F$$

$$f(E) = 0 \quad \text{si} \quad E > E_F$$

En la figura 2.3 se puede observar la distribución de los distintos niveles de energía a diferentes temperaturas.

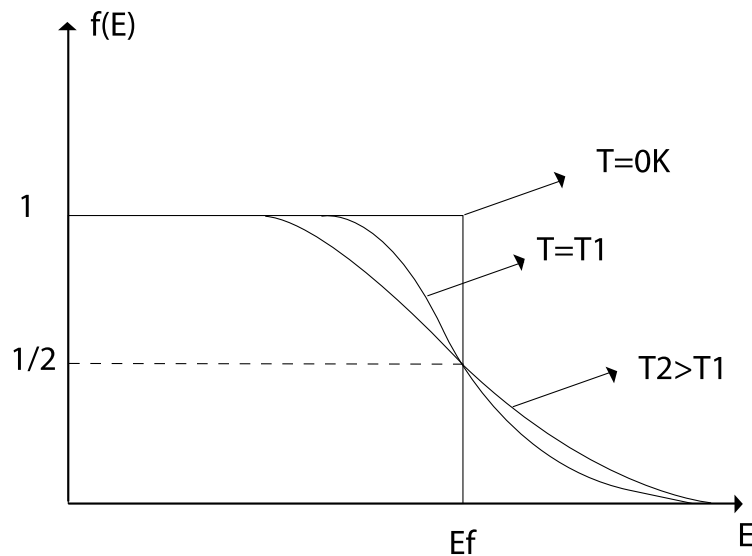


Figura 2.3: Distribución de Fermi-Dirac a diferentes temperaturas [30]

Los materiales semiconductores se catalogan por su facilidad de conducción eléctrica, esto se ve reflejado en la aptitud de trasladar electrones de la capa de valencia a la de conducción. Para modificar sus propiedades naturales se utiliza la adición de materiales dopantes, estas nuevas configuraciones son conocidas como semiconductores extrínsecos. Los dos diferentes tipos de semiconductores extrínsecos serán expuestos en la sección 2.1.2.

2.1.2. Semiconductores extrínsecos

Los semiconductores extrínsecos son aquellos a los que se les agregó dopantes o átomos de impurezas para ocasionar variaciones en sus concentraciones de electrones libres y huecos. Tomando en cuenta un estado de equilibrio térmico como referencia, sus niveles de energía de Fermi cambian comparado con el de un semiconductor intrínseco o puro.

La tabla 2.1 muestra un listado de los elementos semiconductores más comunes [32].

III	IV	V
B	C	
Al	Si	P
Ga	Ge	As
In		Sb

Cuadro 2.1: Elementos semiconductores por grupo

Semiconductores tipo N

Este tipo de semiconductor es dopado con un elemento del grupo V, dichos elementos se caracterizan por tener 5 electrones de valencia. Cuando estos átomos son agregados a un material semiconductor, cuatro de sus cinco electrones de valencia son ocupados como enlaces covalentes y tienen un electrón que sobra. A los dopantes del grupo V se considera que donan un electrón. La figura 2.4 muestra la estructura cristalina básica de un semiconductor tipo N con un átomo de fósforo como dopante.

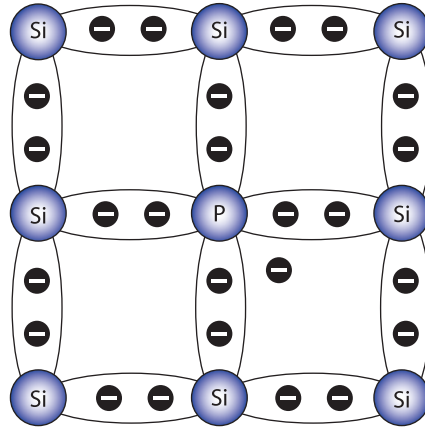


Figura 2.4: Estructura cristalina de un semiconductor tipo N [30]

Al analizar este arreglo, es sencillo percibir que para elevar un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción existe una mayor probabilidad por el exceso de electrones que se tiene, lo cual ocasiona que el nivel de energía de Fermi E_{FC} se acerque al nivel de energía de la banda de conducción; en caso de un dopado intenso, dicho nivel de energía E_{FC} se encuentra dentro de la banda de conducción.

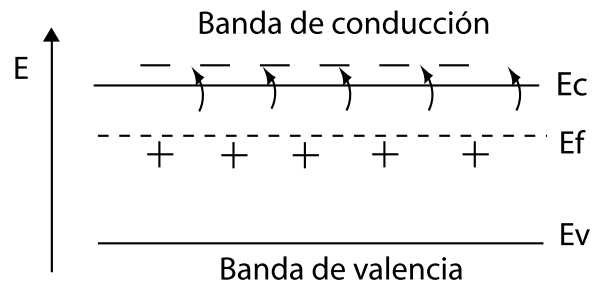


Figura 2.5: Nivel de energía de Fermi para semiconductor tipo N

Semiconductores tipo P

Para este tipo de semiconductor, lo que procede es agregar un elemento del grupo III, ello significa que los mencionados elementos tienen tres electrones de valencia. Al ingresar a una estructura cristalina de un semiconductor intrínseco, los tres electrones de valencia del átomo actúan como enlaces covalentes, de manera simultánea queda un enlace covalente sin ocupar. La figura 2.6 muestra su estructura básica con un átomo de Boro como dopante.

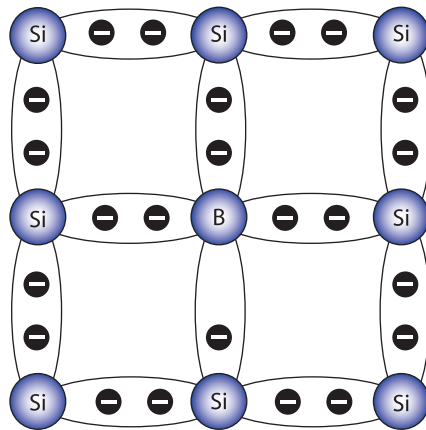


Figura 2.6: Estructura cristalina de un semiconductor tipo P [30]

Al existir un enlace covalente vacío, resulta más difícil que un electrón que forma un enlace covalente obtenga la energía suficiente para que migre a la banda de conducción, debido a la alta probabilidad de que pase a ocupar el enlace covalente que se encuentra vacío. Ésto ocasiona que el nivel de energía de Fermi E_{FV} se aproxime al nivel de energía de la banda de valencia, si el semiconductor está fuertemente dopado, el nivel E_{FV} queda dentro de la banda de valencia.

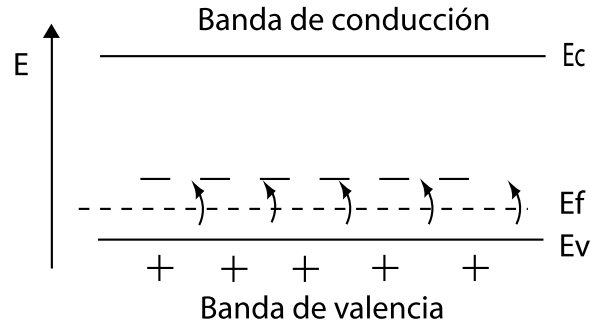


Figura 2.7: Nivel de energía de Fermi para semiconductor tipo P

2.1.3. Juntura P-N

Hasta el momento se han tratado los diferentes tipos de materiales semiconductores extrínsecos, ahora se hace necesario citar que en los láseres de semiconductores, la zona más importante de funcionamiento es la juntura P-N. Dicha zona está conformada por el contacto entre un semiconductor tipo N y otro tipo P. El nivel de Fermi tiene que ser continuo a través de la juntura cuando se encuentra en equilibrio térmico, hecho logrado por la difusión de electrones y huecos a lo largo de la juntura, tal fenómeno se produce en los primeros nanosegundos de la creación de la juntura y corresponde a un flujo de electrones libres del material N al material P, y en compensación, de huecos libres del material P al material N. Después de la difusión de electrones y huecos, se crean iones negativos inmóviles en el material N, también iones positivos en el material P, el resultado es un potencial eléctrico V_D el cual impide un nuevo movimiento de portadores, dicho voltaje es conocido como barrera de potencial. La importancia de la juntura P-N para un láser de semiconductor consiste en que al polarizar directamente la juntura, se genera una corriente que pasa a través de la misma, este efecto produce una recombinación de huecos y electrones, éstas recombinaciones resultan importantes ya que son las que originan las radiaciones de fotones, las cuales pueden ser por emisión estimulada o emisión espontánea [20]. Si esta corriente es mayor a una corriente umbral I_{th} , que se genera por un voltaje superior a la barrera de potencial, las recombinaciones son predominantemente debidas a la emisión estimulada, por lo que la estructura empieza a radiar como un láser. Valores inferiores a esta corriente I_{th} solo generan una pequeña radiación similar a un LED, este comportamiento se puede observar en la figura 2.8, donde la $I_{th} \approx 17[mA]$.

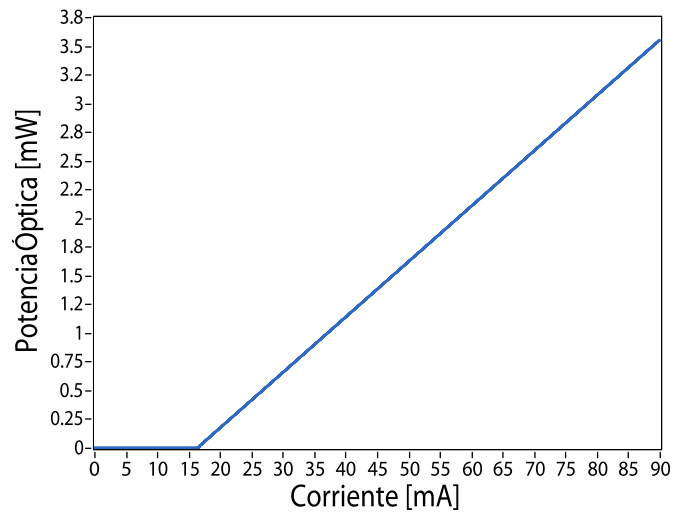


Figura 2.8: Gráfica del comportamiento de la potencia óptica emitida por un láser DFB contra la corriente inyectada (figura obtenida mediante el simulador desarrollado en esta tesis)

Los esquemas de diferentes junturas se pueden ver en la figura 2.9.

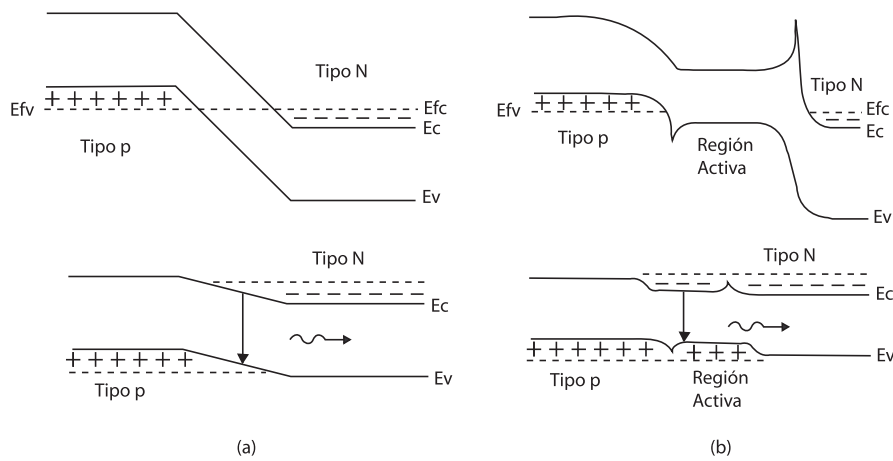


Figura 2.9: Niveles de energía de Fermi para (a) *Homojuntura* con y sin voltaje aplicado, (b) *Double heterojuntura* con y sin voltaje aplicado

Las características de una juntura tipo homounión (*homojunction*) se pueden

apreciar en el inciso (a) de la figura 2.9 donde se tienen los mismos elementos semiconductores en ambos lados de la juntura causando que las recombinaciones se produzcan en una región muy grande ($1 - 10\mu\text{m}$) lo que implica que la densidad de portadores¹ sea muy baja por el gran volumen que abarca la región activa²; la solución que se presentó para reducir esta deficiencia fue el de implementar la doble heterounión (*double heterojunction*) como la mostrada en el inciso (b) de la figura 2.9, la citada estructura recibe el nombre de doble heteroestructura, dado que consiste en encerrar entre los materiales semiconductores N y P una pequeña capa de otro material semiconductor con una banda de energía prohibida (*bandgap*) menor a la de los materiales anteriores, el ancho de esta nueva capa debe ser pequeña ($0,1\mu\text{m}$) y con un índice de refracción mayor que el de las dos capas dopadas, dicha diferencia en los índices de refracción hace funcionar esta nueva capa como una guía de ondas en la cual se pueden controlar los modos ópticos que se transmiten seleccionando el ancho de la capa activa; otro de los beneficios de usar esta estructura es que la diferencia entre las bandas de energía ayuda a confinar los electrones y huecos en una región pequeña lo que aumenta la intensidad de la señal. Algunas de las propiedades de la estructura especificada se observan en la figura 2.10.

¹Los portadores son los electrones que se encuentran en un estado excitado.

²Zona donde se produce la emisión estimulada primordialmente, conocida también como zona activa o medio activo.

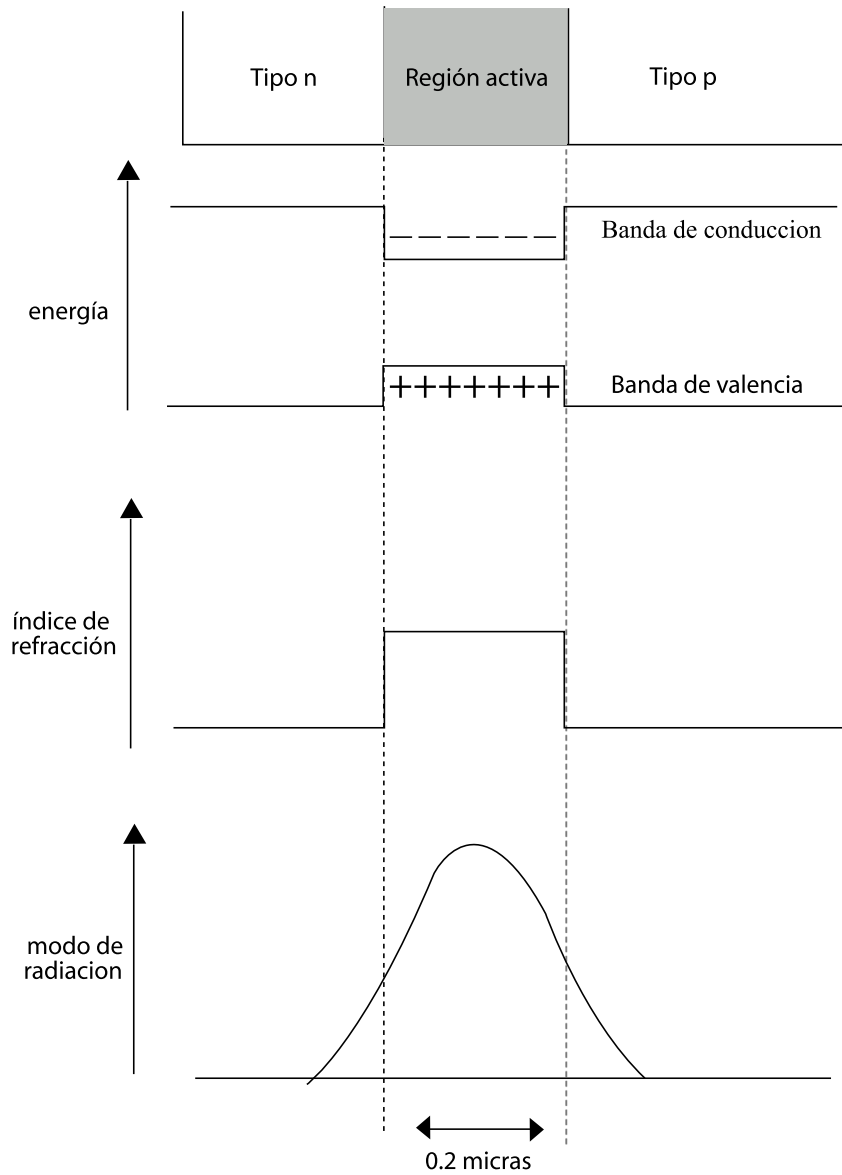


Figura 2.10: Características de los principales parámetros en una doble heteroestructura

El uso de la doble heteroestructura nos presenta muchos beneficios en el confinamiento en la dirección transversal de la estructura, pero para aumentar

el desempeño de un láser es necesario mejorar los mecanismos de confinamiento en las direcciones laterales del láser; en la sección 2.1.4 se ahondará en las diferentes estructuras que ayudan a paliar este problema.

2.1.4. Estructura del láser

Los láseres de semiconductor tienen diferentes tipos de estructuras para los diferentes usos que se les quiera otorgar, en esta sección se mencionarán tres de las más importantes y sus características principales: láseres de área extensa, láseres de ganancia guiada y láseres con índice de refracción guiado [40].

Estructura del láser de semiconductor de área extensa

La estructura de un láser de semiconductor más simple es aquella donde la capa activa es de un grosor pequeño ($\sim 0,1\mu\text{m}$) y se encuentra situada entre una capa de material tipo P y una de material tipo N de las cuales su banda prohibida es mayor a la de la región activa para evitar absorción de los fotones generados. La capa activa actúa como una guía planar de onda dado que su índice de refracción es más grande al de las capas que la rodean ($\Delta n \approx 0,3$). La juntura que se crea se polariza por medio de contactos metálicos, y al ocupar toda la extensión de la capa superior, la corriente se distribuye en toda la región activa, como consecuencia, la ganancia del láser se esparcirá sobre todo el ancho del láser por lo que no existe un método de confinamiento de la luz en las direcciones laterales paralelas a la juntura. Las desventajas que presenta la estructura de área extensa es la baja intensidad de la señal, una alta corriente de alimentación y un patrón espacial demasiado elíptico. La solución para estos problemas es utilizar estructuras que introduzcan mecanismos de confinamiento de la luz en las direcciones laterales. Estos tipos de estructuras son clasificados en dos grandes categorías, las cuales se presentarán a continuación. La figura 2.11 muestra la estructura descrita previamente conocida como de área extensa (*broadband*).

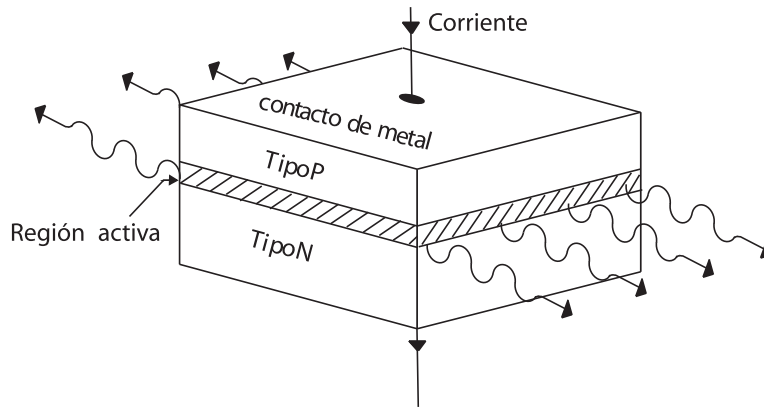


Figura 2.11: Estructura de un láser de semiconductor de área extensa

Estructura del láser de semiconductor con ganancia guiada

La primera solución para resolver el problema de confinamiento de la luz en las direcciones laterales consiste en limitar la corriente de inyección sobre una cinta estrecha sobre el láser. Estos láseres son conocidos como láseres de semiconductores de geometría de cinta. La figura 2.12 muestra la vista transversal de esta estructura donde se tiene una capa de dieléctrico (SiO_2) depositada en la parte superior de una capa de material P que tiene una línea central por donde se inyecta la corriente. Existen muchos diseños sobre esta estructura, pero el funcionamiento es prácticamente el mismo: la corriente se inyecta en una cinta central angosta ($\sim 5\mu$ m de ancho) que induce una mayor distribución espacial de la densidad de portadores en el centro del dispositivo. La ganancia óptica tiene su máximo en el centro de la cinta. Puesto que la capa activa presenta grandes pérdidas debido a la absorción en las regiones que no están debajo de la cinta central, la luz es confinada en el área debajo de ésta. El nombre de estructura de ganancia guiada se debe a que el confinamiento de la luz se da por medio del confinamiento de la ganancia. Estos láseres no son usados comúnmente en sistemas de comunicaciones ópticas debido a que tienen problemas de estabilidad de modos.

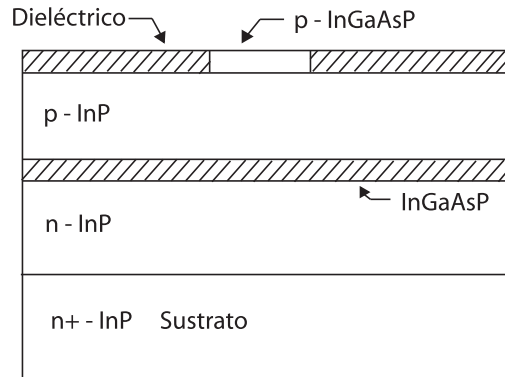


Figura 2.12: Vista transversal de un láser de semiconductor con ganancia guiada

Estructura del láser de semiconductor con índice de refracción guiado

Otro procedimiento para resolver el problema de confinamiento de la luz en una forma más eficiente que el de la estructura con ganancia guiada consiste en usar una estructura de índice de refracción guiado Δn_L , para lograr nuestro objetivo, se introduce un cambio de índice de refracción en las direcciones laterales de tal manera que se constituye una guía de ondas de forma análoga a la guía de ondas que se construye en la dirección transversal en una doble heteroestructura. Existen dos clasificaciones: láseres de semiconductor de índice de guiado débil (*weakly index-guided semiconductor lasers*) y de índice de guiado fuerte (*strong index-guided semiconductor lasers*), dicha clasificación depende de la magnitud de Δn_L . La figura 2.13 muestra ejemplos de estos dos tipos de láseres, el primero (a) es designado como láser de guía de onda acanalado, donde el acanalado lo crea la capa de material P. Una capa de SiO_2 se coloca para bloquear el flujo de corriente e inducir un guiado de índice débil. El índice de refracción del SiO_2 es menor al de la región del material P ($\Delta n \approx 0,01$) confinando la generación de la luz en la región acanalada. La magnitud del cambio de índice de refracción es sensible a detalles de fabricación, pero la simplicidad del diseño y el bajo costo de producción lo hacen atractivo para diferentes aplicaciones. La figura 2.13 (b) muestra un láser de estructura de fuerte índice guiado el cual tiene una región activa de dimensiones muy pequeñas ($0,1 \times 1[\mu m^2]$) y que se encuentra rodeada de diferentes capas con índices de refracción menores a ella. Debido a esta razón, tal estructura se llama de heteroestructura enterrada (*buried heterostructure*). El cambio del índice de refracción es relativamente grande ($\Delta n \approx 0,1$) en la dirección lateral lo que permite un fuerte confinamiento de la radiación. Dicha estructura es de las más utilizadas en la actualidad para los sistemas de comunicaciones ópticas.

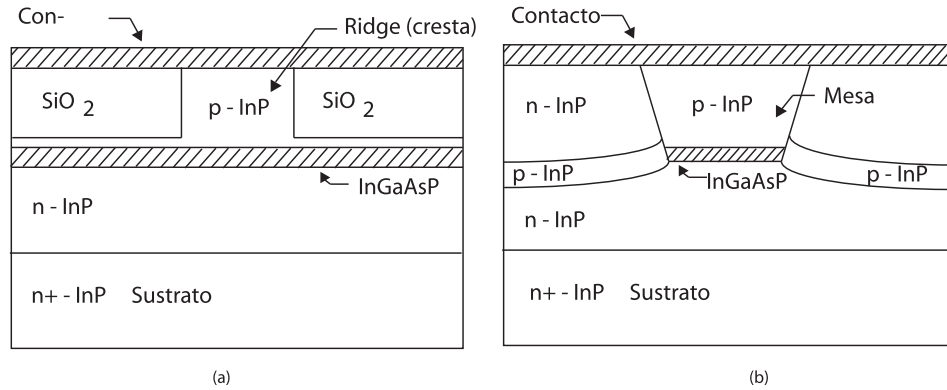


Figura 2.13: Vistas transversales de dos estructuras de láseres de semiconductor con índice de refracción guiado: (a) de guía de onda acanalado y (b) de heteroestructura enterrada

2.2. Comportamiento Cuántico

Para el funcionamiento de un láser de semiconductor resulta indispensable conocer el comportamiento cuántico que se presenta en la estructura del láser, es de suma importancia analizar los diferentes tipos de comportamientos que pueden presentar los electrones en los átomos de la estructura cristalina, para ésto, se requiere saber que en los sistemas atómicos se manejan distintos niveles de energía, en el caso de los láseres de semiconductor se puede reducir a dos: el nivel de energía de valencia y el de conducción. El salto de un electrón del nivel de energía alto al nivel de energía bajo desprende un fotón y el salto del nivel de energía bajo al nivel de energía alto absorbe un fotón donde su cantidad de energía esta definida por la ecuación 2.2.

$$E = hv[J] \quad (2.2)$$

Donde

E es la energía del Fotón

h es la constante de Planck $h = 6,626 \times 10^{-34} [J \cdot s]$

v es la frecuencia de radiación del fotón

Si la energía del fotón es igual a la diferencia de los niveles de energía

$$E = E_2 - E_1 \quad (2.3)$$

los distintos fenómenos de radiación que pueden acontecer son:

1. Emisión espontánea: Es un proceso en el que un electrón en estado de alta energía decae espontáneamente a un nivel de baja energía emitiendo un fotón.

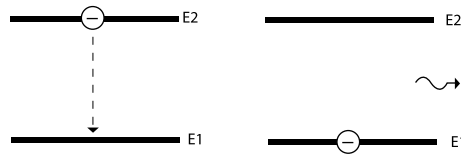


Figura 2.14: Emisión Espontánea

2. Absorción: Este fenómeno sucede cuando un electrón en estado de baja energía es incidido por un fotón con la energía suficiente para trasladarlo al estado de alta energía.

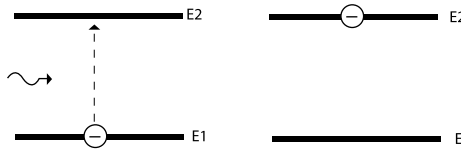


Figura 2.15: Absorción

3. Emisión estimulada: Ocurre cuando un fotón pasa junto a un electrón en un estado de alta energía o excitado, provocando que éste emita a su vez un fotón con la misma fase, frecuencia, dirección y polarización que el anterior. Dicho fenómeno es el que le otorga coherencia³ al haz del láser.

³Coherencia: Es el nivel de certeza de conocer el valor instantáneo de campo eléctrico de una onda conociendo el valor de campo eléctrico en otro punto. Se puede manifestar en coherencia temporal o espacial.

- Coherencia temporal: Conociendo el valor instantáneo del campo eléctrico en un instante dado, es el tiempo máximo que puede pasar donde se pueda predecir su valor instantáneo del campo eléctrico.
- Coherencia espacial: Conociendo el valor instantáneo del campo eléctrico en un punto dado, es la distancia máxima que puede recorrer la onda donde es posible predecir su valor instantáneo del campo eléctrico.[46]

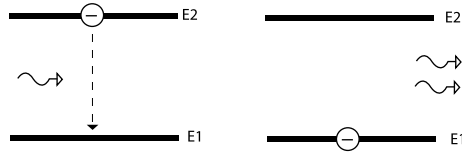


Figura 2.16: Emisión Estimulada

2.2.1. Factor de confinamiento

Este parámetro es de gran relevancia porque nos indica la relación de la potencia óptica que viaja a través de la región activa y la potencia óptica total, la figura 2.17 nos muestra la región activa como un rectángulo que ocupa una parte de la potencia óptica. Un valor típico es $\Gamma < 0,4$, tal valor es válido para dispositivos robustos⁴. La definición matemática queda representada mediante la ecuación 2.4 [1].

$$\Gamma = \frac{\int_0^d \int_0^w |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_0^\infty \int_0^\infty |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.4)$$

Donde

$F(x, y)$ representa la distribución de los modos en la guía de ondas,
 d y w son las dimensiones transversales de la región activa

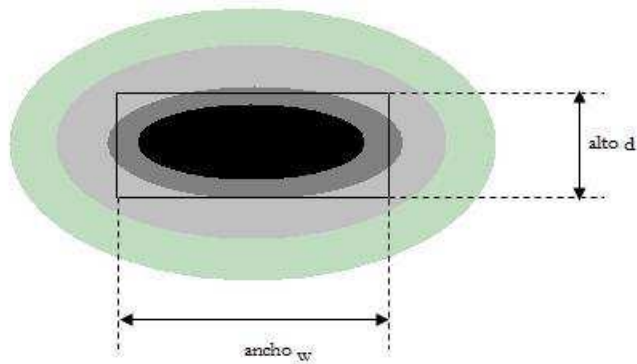


Figura 2.17: Esquema representativo del factor de confinamiento con un haz Gaussiano, teniendo de dimensiones w y d

⁴En este caso un dispositivo robusto tiene una heteroestructura enterrada

2.2.2. Inversión de Poblaciones

Uno de los fenómenos necesarios para que se presente la radiación láser es la existencia de la inversión de población⁵, esta condición consiste en que el estado de mayor energía se encuentre más densamente poblado que el de menor energía, la condición se expresa en la desigualdad 2.5.

$$N_2 > N_1 \tag{2.5}$$

Donde

N_2 es la densidad de población del nivel de alta energía o banda de conducción
 N_1 es la densidad de población del nivel de baja energía o banda de valencia

La señalada condición no es un estado natural de la materia, cuando los semiconductores se encuentran en equilibrio térmico, la mayor parte de los electrones se encuentra en la banda de valencia por ser un estado de menor energía, mientras que unos cuantos electrones son excitados térmicamente y pasan a estar en la banda de conducción; para invertir este estado natural y lograr la inversión de poblaciones es necesaria una fuente de excitación, en nuestro caso, lo que se usa es una fuente de voltaje, ese voltaje como se sabe produce una corriente. El comportamiento de la corriente es en forma exponencial ya que cuando aumenta la densidad de portadores llega un momento en que se empieza a saturar, al llegar a este punto ya no permite más electrones excitados. La relación entre corriente y voltaje se encuentra dada por la fórmula 2.6 [1].

$$I = I_S [e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1] \tag{2.6}$$

Donde

I_S es la corriente de saturación y es dependiente del coeficiente de difusión de la juntura, esta corriente nos indica cuándo el nivel alto de energía queda saturado de electrones.

k_B constante de Boltzman

La importancia de la inversión de poblaciones es que de no existir ésta, la probabilidad de que un fotón que pasa por el medio activo y produzca la emisión estimulada será mucho menor a que se lleve a cabo el fenómeno de la absorción.

La siguiente figura 2.18 nos muestra en el inciso (a) la densidad de portadores en un estado natural, mientras que en (b) se observa la inversión de poblaciones [38].

⁵La Población se considera como el número de electrones que se encuentran en cada banda de energía, tomaremos N_1 como el nivel de energía de la banda de valencia y N_2 el nivel de energía de la banda de conducción.

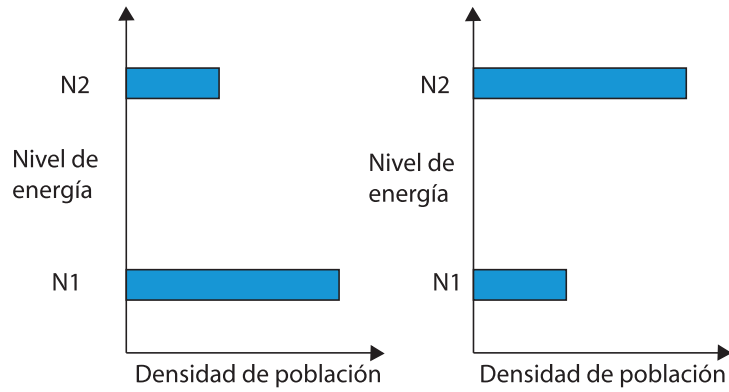


Figura 2.18: (a) Densidad de población normal, (b) Inversión de población cuando se aplica una fuente de bombeo

2.2.3. Recombinaciones no radiativas

Una recombinación es la interacción de los electrones y huecos, la mayoría de las veces producen radiación, pero también existe una porción de recombinaciones que se manifiestan de forma diferente a la radiativa. Varios son los efectos que se ven inmiscuidos en estos fenómenos: trampas o defectos, recombinaciones de superficie y recombinaciones de Auger⁶, muy presentes en láseres de semiconductor de longitud de onda en el rango de 1.3 - 1.6 $[\mu\text{m}]$ ya que la banda prohibida en el medio activo es muy pequeña.

Para el proceso de un láser este tipo de recombinaciones es perjudicial ya que reduce el número de electrones-huecos que pueden amplificar la señal óptica. Para cuantificar este efecto se usa el índice de eficiencia cuántica interna y se encuentra definido en la fórmula 2.7.

$$\eta_{int} = \frac{R_{rr}}{R_{tot}} = \frac{R_{rr}}{R_{rr} + R_{nr}} \quad (2.7)$$

Donde

R_{rr} son las recombinaciones radiativa

R_{nr} son las recombinaciones no radiativas

R_{tot} son las recombinaciones totales

A partir de esta definición podemos afirmar que existen tiempos de recombinación tanto radiativa como no radiativa, éstos se definen de la siguiente forma:

⁶Este tipo de recombinación consiste en que la energía que se libera en el proceso de recombinación de un electron-hueco es trasladada a otro electron como energía cinética

Las radiaciones radiativas se expresan como $R_{rr} = \frac{N}{\tau_{rr}}$ donde N es la densidad de portadores, la fórmula que relaciona la radiación no radiativa con el tiempo de recombinación no radiativa queda dado como $R_{nr} = \frac{N}{\tau_{nr}}$, entonces podemos definir el índice de eficiencia cuántica interna en la fórmula 2.8 [1]:

$$\eta_{int} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{rr} + \tau_{nr}} \quad (2.8)$$

Los valores de estos tiempos de recombinación son propios de cada semiconductor, pero las relaciones entre τ_{rr} y τ_{nr} dependen de las características de sus bandas prohibidas. La relación es cercana a 1 cuando los semiconductores tienen una banda prohibida directa⁷, mientras que la relación es muy pequeña (10^{-5}) para semiconductores con banda prohibida indirecta.

Ahora lo que se puede tomar en cuenta es que las recombinaciones radiativas se pueden definir como la suma de las recombinaciones radiativas estimuladas y espontáneas como en la fórmula 2.9.

$$R_{rr} = R_{esp} + R_{est} \quad (2.9)$$

Pero en el estudio de los láseres de semiconductor es mucho más importante la radiación estimulada a la espontánea, por lo que se optó definir el tiempo de vida de los portadores τ_c como el tiempo de recombinación de los portadores en ausencia de la emisión estimulada, lo anterior se observa en la ecuación 2.10.

$$R_{esp} + R_{nr} = \frac{N}{\tau_c} \quad (2.10)$$

El crecimiento de τ_c se presenta en una forma no lineal, este comportamiento esta definido por el siguiente polinomio:

$$\frac{N}{\tau_c} = A_{nr}N + BN^2 + CN^3 \quad (2.11)$$

Donde

A_{nr} es el coeficiente de recombinación no radiativa producida por trampas o defectos

B es el coeficiente de recombinación radiativa espontánea

C es el coeficiente de Auger

Finalmente podemos simplificar la fórmula de la siguiente manera:

$$\frac{1}{\tau_c} = A_{nr} + BN + CN^2 \quad (2.12)$$

⁷Esto es que el nivel máximo de la banda de valencia y el valor mínimo de la banda de conducción se encuentran en el mismo valor del vector de onda

2.3. Resonador

Antes de mencionar el tema de la ganancia es relevante agregar que para un láser son importantes tres elementos, el primero es la fuente de energía que en un láser de semiconductor ocupa la corriente eléctrica, el segundo es el medio activo que produzca una radiación coherente (en nuestro estudio se presentó en el tema de la unión P-N) y el tercero será tratado en esta sección; la ganancia. En los láseres, los fotones que se generan en la estructura y que recorren sólo una vez la región activa no producen la suficiente potencia. Para lidiar con este problema es necesario una retroalimentación, ésta se logra ubicando la región activa dentro de una cavidad Fabry-Perot. Esta estructura consiste en dos espejos ubicados paralelamente, donde un espejo es de coeficiente de reflexión de 1, mientras que el otro tiene un coeficiente de reflexión < 1 para permitir la salida de la radiación. En el caso de láseres de semiconductor hay una pequeña variación, en estos dispositivos no se colocan espejos. El método consiste en cortar las paredes en forma recta utilizando las reflexiones de Fresnel de una manera análoga a los espejos, éstos serán responsables de la retroalimentación. El coeficiente de reflexión de Fresnel se encuentra definido en la fórmula 2.13.

$$R_m = \left(\frac{n - n_{ext}}{n + n_{ext}} \right)^2 \quad (2.13)$$

Donde n es el índice de refracción del medio activo, el valor típico es de $n = 3,5$, si tomamos en cuenta al aire como material que cubre al láser, tenemos $n_{ext} = 1$, resultando el coeficiente de reflexión de 0.3 [1]. Para que las pérdidas de potencia óptica ocasionadas por estos índices de reflexión puedan ser aceptadas, la ganancia tiene que ser suficientemente grande para tolerarlas. La estructura de una cavidad de Fabry-Perot viene representada en la figura 2.19.

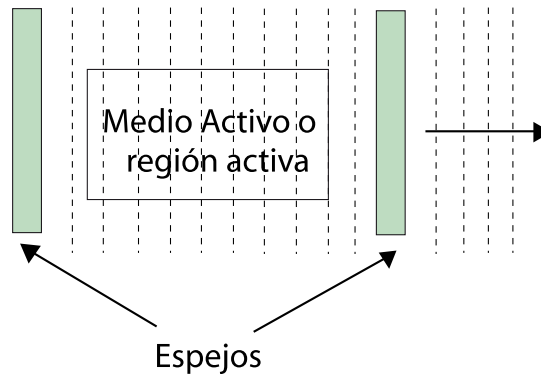


Figura 2.19: Figura representativa de una cavidad láser

En la figura 2.19 se observa la estructura básica de un láser que es en sí una cavidad Fabry-Perot, donde las líneas punteadas representan la radiación. Dentro de la cavidad se puede tener radiación estimulada en dos direcciones, por ello no se puso una dirección de la radiación dentro de la estructura. En la parte exterior se observa que sólo radía en una dirección, ésto debido a nuestro interés en apuntar la radiación hacia una dirección en específico. La dirección donde apunta la flecha es aquella que nos interesa.

Las funciones que el resonador nos va a proporcionar se refieren a las características espectrales del láser y a la dirección de radiación. Respecto a las primeras, el resonador genera modos longitudinales, los referidos modos son aquellos que pueden sobrevivir en la cavidad donde sus longitudes de onda están definidos en la fórmula 2.14 [47].

$$\lambda_m = \frac{2L}{m} \quad (2.14)$$

Donde

λ_m es la longitud de onda del modo m dentro de la cavidad óptica

m es el número de modo

L es la longitud de la cavidad óptica

El efecto del resonador está muy ligado con la ganancia, la relación se citará en la sección 2.4.

2.4. Ganancia

Se ha planteado con anterioridad que la emisión de radiación láser se basa primordialmente en la emisión estimulada y se vió que para tener en mayor medida este tipo de radiación es necesaria la inversión de poblaciones. Teniendo estas condiciones de forma satisfactoria, ahora lo que interesa es como se desenvuelve el comportamiento de la ganancia, para esto observaremos la estructura del resonador láser de la figura 2.20 [27].

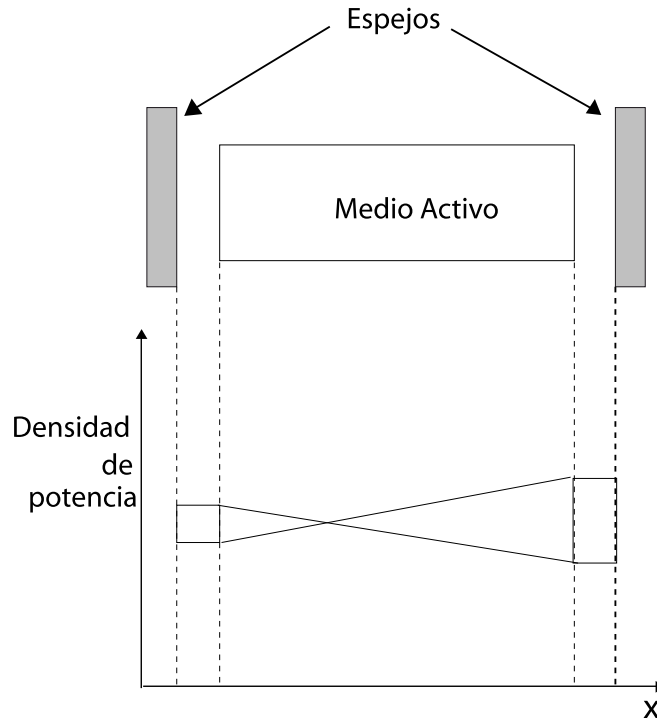


Figura 2.20: Comportamiento de la ganancia respecto a la ubicación en la cavidad

En primera instancia, cuando una señal óptica se propaga dentro de una cavidad láser, la amplificación se presenta en forma exponencial dentro del medio activo, fuera de éste, la potencia se mantendrá constante. Dicho fenómeno se ilustra en la parte baja de la figura 2.20. En la cavidad también existen fuentes de pérdidas de potencia las cuales se engloban en externas e internas. Las pérdidas externas son generadas por los coeficientes de reflexión de los espejos de la cavidad y que representan las pérdidas de mayor magnitud; por el otro lado quedan las pérdidas internas causadas por efectos dispersivos, de absorción y reflexiones, todas estas pérdidas internas se engloban en el coeficiente α . El ciclo del nivel de potencia que se representa en la figura 2.20 es cuando el sistema ya se ha equilibrado y las pérdidas y las ganancias se igualan logrando un valor constante de potencia óptica que emite el láser. La fórmula 2.15 nos muestra el comportamiento de la ganancia [6].

$$G = R_1 R_2 e^{2l(g-\alpha)} \quad (2.15)$$

Donde

G es la ganancia total

R_1 y R_2 son los coeficientes de reflexión de los espejos de la cavidad

g es el coeficiente de ganancia

l es la longitud de la región activa

α es el coeficiente de pérdidas internas

El número 2 significa las veces que los fotones cruzan la región activa. El siguiente paso consiste en analizar la condición umbral para que exista amplificación, este umbral es donde la ganancia resulta igual a las pérdidas, dicha condición se observa en la fórmula 2.16:

$$R_1 R_2 e^{2l(g-\alpha)} = 1 \quad (2.16)$$

Para obtener el valor de g lo que se hace es despejar a g de la ecuación 2.16. El resultado se observa en la fórmula 2.17 [48].

$$g = \alpha - \frac{\ln(R_1 R_2)}{2l} \quad (2.17)$$

Al superar este umbral inicia la amplificación. Resulta esencial saber que varios modos longitudinales entran dentro del espectro de la ganancia, así que entre más ganancia se tenga, mayor el número de modos presentes, para evitar este fenómeno que repercute en las características espectrales deseadas en los láseres para sistemas de comunicaciones ópticas, se utiliza la estructura de los láseres DFB (*distributed feedback*). El modelo que se estudiará en este trabajo corresponde a un láser mono-modo con un espectro de ganancia uniforme.

Es importante definir la ganancia en término de la densidad de portadores ya que son los parámetros que se utilizan comunmente para medición, en la figura 2.18 se puede observar la relación entre densidad de portadores y la ganancia. Para comenzar, se requiere establecer la existencia de un valor donde la densidad de portadores se considera como transparente N_T ⁸. La ecuación 2.18 nos muestra esta relación [7].

$$g_p(N) = g_0(N - N_T) \quad (2.18)$$

Donde

$g_p(N)$ es el coeficiente de ganancia

g_0 es la ganancia diferencial, para simplificación se aproxima a una constante

N_T es la densidad de portadores de transparencia

Un mayor valor de la ganancia diferencial implica que será necesario una menor densidad de poblaciones para lograr un buen nivel de ganancia óptica. Los valores de los parámetros anteriores dependen del material, la densidad de impurezas y la temperatura. Valores típicos son: Para *GaAs* a temperatura ambiente, $g_0 = (3,0 - 7,0) \times 10^{-16} \text{cm}^2$, y $N_T = (0,6 - 1,4) \times 10^{18} \text{cm}^3$ y para

⁸ N_T es la densidad de portadores donde no se obtiene ganancia óptica

$In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, igualmente a temperatura ambiente, $g_0 = (1,2 - 2,5) \times 10^{-16} cm^2$, y $N_T = (0,9 - 1,5) \times 10^{18} cm^3$ [41]. La gráfica siguiente muestra algunos comportamientos entre el coeficiente de ganancia y la densidad de portadores

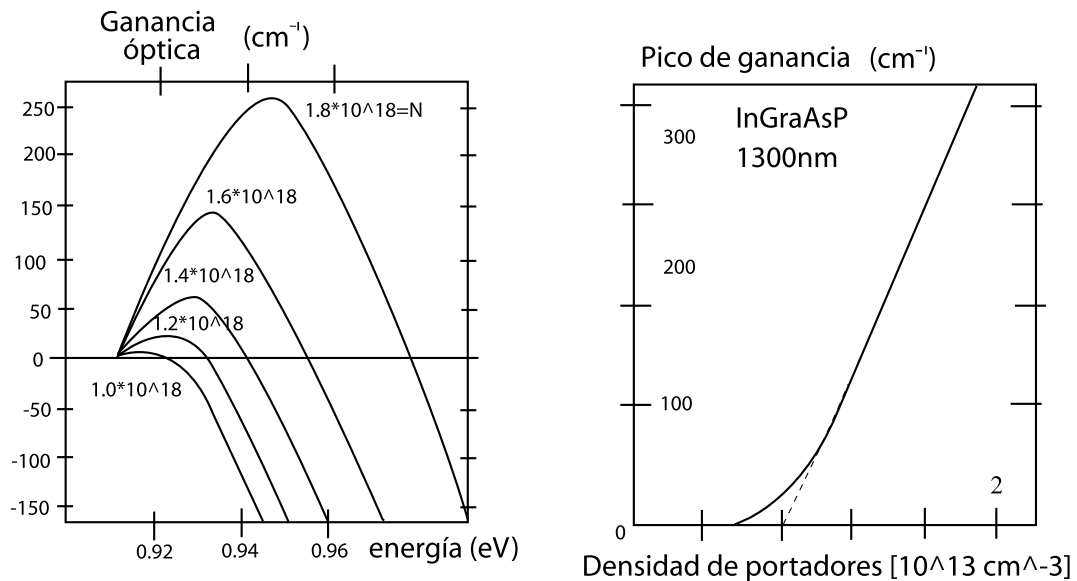


Figura 2.21: (a) Espectro de ganancia a diferentes valores de densidad de poblaciones N , (b) Variación del pico de g_p con N , se observa un comportamiento casi lineal en la parte alta de la ganancia [2]

2.5. Láser Distributed Feedback (DFB)

Este tipo de láseres usan en su estructura una rejilla de Bragg dentro de la zona activa, ésta consiste en un arreglo del índice de refracción interno del semiconductor con cierto período lo que produce que la longitud de onda a la que se encuentra sintonizada se refleja, mientras que las otras longitudes de onda pasaran inavertidas, la estructura básica se ilustra en la figura 2.22 [8].

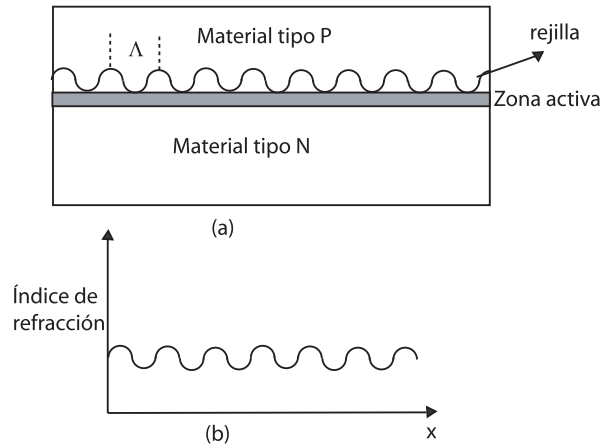


Figura 2.22: (a) Estructura longitudinal general de un Láser DFB, (b) cambio del índice de refracción a lo largo de la estructura

El período de la rejilla está representado en la fórmula 2.19 que se basa en la ley de difracción de Bragg.

$$\Lambda = m \left(\frac{\lambda_B}{2\bar{n}} \right) \quad (2.19)$$

Donde

Λ es el periodo de la rejilla

λ_B longitud de onda del modo que se quiere seleccionar

\bar{n} es el índice de refracción promedio

Este tipo de configuraciones es de suma importancia ya que reducen el ancho del espectro de emisión del láser a un nivel muy pequeño (0,4 [nm]), niveles que se necesitan para sistemas DWDM.

En el capítulo 3 se estudiará el modelo matemático de un láser de semiconductor para su implementación en el paquete de programación gráfica LabVIEWTM el cual consiste en un sistema ordinario de ecuaciones diferenciales que describen el comportamiento de la densidad de portadores, densidad de fotones y la fase de la señal.