



46  
24  
UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE MEXICO

ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS PROFESIONALES

ARAGON

“DIODOS LASER: ESTUDIO Y APLICACIONES”

§ TESIS §

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA

PRESENTA

ESTEBAN MARTINEZ GUERRERO

México D.F., abril de 1996.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

**A mi madre:**

**María Guerrero**

**A mis hermanos:**

**Braulio, Ausencio, Francisca y Alberto**

**A mi bien querida:**

**Sandy**

## **AGRADECIMIENTOS**

**A: MI ESCUELA y PROFESORES** por haberme proporcionado las herramientas del saber.

**A: MI ASESOR y REVISORES** de tesis, porque gracias a sus observaciones y críticas se mejoró la calidad de este trabajo.

**A: La Sección de Electrónica del Estado Sólido (SEES) del CINVESTAV del IPN** por permitirme el acceso al equipo de medición para realizar la caracterización de los dispositivos.

**Al: Dr. Ramón Peña Sierra** por sus valiosas sugerencias, su enorme apoyo en la caracterización de los dispositivos y su gran calidad para dirigir, quedo en deuda con él.

**DIODOS LASER: ESTUDIO Y  
APLICACIONES**

## CONTENIDO

INTRODUCCION .....v

OBJETIVOS .....vii

### CAPITULO 1: GENERALIDADES

1.1.- Breve historia del láser de semiconductores.....	1
1.2.- Fundamentos del efecto laser .....	4
1.3.- Propiedades de la luz láser .....	9
1.4.- Materiales para fabricar láseres .....	10
1.5.- Tipos de láseres .....	11
1.5.1.- Láseres de estado sólido .....	11
1.5.1.1.- láser de rubí .....	12
1.5.2.- Láseres de gas .....	14
1.5.2.1.- Láser de He-Ne .....	15
1.5.3.- Láseres de colores líquidos .....	16
1.5.4.- Láseres de semiconductores .....	16
1.5.4.1.- Principales diferencias de láser de semiconductores con los láseres convencionales.....	17
1.5.4.2.- Estructuras de díodos laser de unión p-n.....	18

### CAPITULO 2: ASPECTOS TEORICOS

2.1.- Diagramas de bandas de materiales semiconductores .....19

2.2.- Transiciones radiativas y no radiativas en un semiconductor .....	22
2.3.- Emisión estimulada en semiconductores .....	24
2.4.- Inyección de portadores .....	27
2.4.1.- Dispositivos de homounión .....	27
2.4.2.- Dispositivos de heterounión .....	28
2.4.3.- Dispositivos de pozos cuánticos .....	29
2.5.- Cavity resonante (Cavity de Fabry-Perot) .....	30
2.5.1.- Comportamiento operacional de la cavity de Fabry-Perot .....	31
2.5.2.- Modos de oscilación .....	32
2.5.3.- Condición de umbral de la cavity .....	33

### CAPITULO 3: FABRICACION DE ESTRUCTURAS LASER

3.1.- Breve revisión de las técnicas de fabricación .....	35
3.2.- Epitaxia en fase líquida (LPE) .....	36
3.2.1.- Cinética de crecimiento .....	36
3.2.2.- Sistemas para el crecimiento de películas .....	37
3.2.3.- Secuencia tecnológica para el depósito de películas .....	38
3.2.4.- Ventajas y desventajas de la técnica .....	38
3.2.5.- Dopantes utilizados para crecer películas impurificadas .....	39
3.3.- Epitaxia en fase vapor (VPE) .....	39
3.3.1.- Aparatos de crecimiento de películas .....	40
3.3.2.- Cinética de crecimiento .....	41
3.4.- Depósito químico en fase vapor de metal-organicos (MOCVD) .....	42
3.5.- Epitaxia por haces moleculares (MBE) .....	44
3.5.1.- Aparatos de crecimiento de películas .....	44
3.5.2.- Procedimiento de crecimiento de películas .....	45
3.5.3.- Materiales para impurificación .....	46
3.5.4.- Ventajas y desventajas de la técnica .....	46
3.5.5.- Secuencia tecnológica de crecimiento de películas .....	46
3.6.- Principales materiales semiconductores para fabricar láseres .....	47
3.7.- Crecimiento de estructuras láser .....	49
3.8.- Estructuras láser típicas .....	50
3.8.1.- Láseres de homounión .....	50
3.8.2.- Láseres de heteroestructura .....	51
3.8.3.- Láseres de geometría de franja .....	52
3.8.3.1.- Diodos láser de ganancia guiada .....	53
3.8.3.2.- Diodos láser de índice guiado .....	54
3.8.4.- Láseres de pozos cuánticos .....	55
3.8.4.1.- Láseres de un solo pozo cuántico .....	55
3.8.4.2.- Láseres de múltiples pozos cuánticos .....	56
3.8.5.- Arreglos de diodos láser .....	57

3.8.5.1.- Arreglos monolíticos .....	57
3.8.5.2.- Arreglos de cavidad óptica .....	59
3.9.- Encapsulado de diodos láser .....	60

#### CAPITULO 4: CARACTERIZACION DE DIODOS LASER

4.1.- Densidad de corriente de umbral .....	62
4.2.- Principales factores que afectan la densidad de corriente de umbral .....	65
4.2.1.- Efecto del espesor de la cavidad .....	65
4.2.2.- Efecto de las pérdidas ópticas .....	66
4.2.3.- Efecto de la temperatura .....	67
4.2.4.- Efecto de la luminiscencia .....	67
4.2.5.- Efecto de la corriente de fuga .....	68
4.3.- Potencia y eficiencia del láser .....	69
4.4.- Características I-V e I-P de diodos láser .....	72
4.5.- Medición de la corriente de umbral .....	75
4.5.1.- Resultados de la medición de corriente de umbral .....	76
4.6.- Espectro de emisión .....	77
4.6.1.- Patrones de campo .....	80
4.6.1.1.- Patrón de campo lejano .....	81
4.7.- Medición del lóbulo de emisión (patrón de campo lejano) .....	83
4.7.1.- Resultados de la medición del lóbulo de emisión .....	84
4.8.- Medición de la respuesta espectral .....	85
4.8.1.- Resultados de la medición de la respuesta espectral .....	86
4.9.- Tiempo de vida del láser .....	88
4.10.- Mecanismos de envejecimiento .....	88
4.10.1.- Daños en los espejos .....	88
4.10.2.- Daños Internos .....	89
4.10.3.- Degradación de contactos ohmicos .....	89
4.10.4.- Otros efectos de la degradación .....	90

#### CAPITULO 5: APLICACIONES

5.1.- Almacenamiento óptico .....	92
5.1.1.- Fundamentos del almacenamiento óptico .....	92
5.1.2.- Proceso de escritura en CD's .....	93
5.1.3.- Proceso de lectura de CD's .....	96
5.1.4.- Almacenamiento holográfico .....	97
5.2.- Comunicaciones por fibra óptica .....	99

5.2.1.- Modulación .....	101
5.2.2.- Requerimientos de la fuente y el detector .....	101
5.2.3.- Estructuras láser empleadas .....	103
5.2.4.- Perspectivas .....	103
5.3.- Comunicaciones espaciales .....	104
5.4.- Aplicaciones en medicina .....	106
5.4.1.- Interacción de la luz con el tejido .....	106
5.4.1.1.- Efectos fototérmicos .....	107
5.4.1.2.- Efectos ablativos .....	107
5.4.1.3.- Ruptura óptica .....	107
5.4.1.4.- Ruptura acústica .....	107
5.4.1.5.- Fotoreacción .....	108
5.4.1.6.- Absorción .....	108
5.4.2.- Ventajas de la fototerapia láser con respecto a la terapia tradicional .....	108
5.5.- Impresión láser .....	109
5.6.- Otras aplicaciones de diodos láser .....	112
CONCLUSIONES .....	114
REFERENCIAS .....	115

## INTRODUCCIÓN GENERAL

El láser, se conoce desde hace mucho tiempo, prácticamente desde su invención en los años 60's. Desde que se descubrió la emisión láser en un material sólido llamado rubí, se ha investigado la posibilidad de obtener emisión láser también en otros tipos de materiales, consiguiéndola en la mayoría de ellos, dando lugar así a una amplia gama de estos dispositivos. Con el avance en el entendimiento de la física del dispositivo y el mejoramiento de tecnologías para obtener materiales de alta calidad, los diseños de cada uno de éstos dispositivos ha sufrido algunas modificaciones tanto para mejorar su funcionamiento como para reunir los requerimientos que exigen determinadas aplicaciones.

Resultan de particular interés los láseres de semiconductores debido a las ventajas que presentan estos dispositivos con respecto a los otros; entre las que se pueden mencionar están su bajo consumo de potencia eléctrica, su diminuto tamaño físico, su modulación directa de su longitud de onda de emisión y su relativo bajo costo.

Otra razón de interés que hace atractivo este tema es su creciente demanda en cada vez más numerosas aplicaciones, aparte de las tradicionales; en lectores de discos compactos y comunicaciones por fibra óptica, ahora se puede hablar también de aplicaciones en comunicaciones espaciales, en medicina y en la industria.

Este trabajo pretende mostrar un panorama completo de esta clase especial de láser, abarcando los aspectos teóricos de la operación láser hasta la determinación práctica de los parámetros de trabajo de este dispositivo.

El estudio comprende una revisión bibliográfica y la caracterización de algunos dispositivos para completar su estudio.

La parte teórica proporciona las herramientas necesarias para entender su funcionamiento como son los conceptos de inversión de población y emisión estimulada, y la parte de caracterización comprende la medición de algunos parámetros como son la corriente de umbral, la longitud de onda de emisión y el patrón de emisión, los cuales son esenciales para darles la aplicación adecuada y para saber el estado funcional del dispositivo.

Puesto que algunos conceptos empleados en el desarrollo del trabajo no son comunes y pueden resultar complejos a quien no este familiarizado con el tema, en el primer capítulo se pretende dar los antecedentes necesarios de la operación láser y los demás se analiza con más detalle la física del láser de inyección, las diferentes estructuras internas de los diodos, su fabricación, encapsulado y sus principales aplicaciones.

Así pues el trabajo esta ha dividido en 6 capítulos estructurados de la siguiente manera:

En el capítulo 1 se dan los fundamentos teóricos del láser en general, se enuncian los materiales en los que se ha obtenido emisión de luz láser, los diversos tipos de láseres que existen en el mercado actual, el funcionamiento de los láseres más comunes como es el láser de rubí y el de Helio-Neón.

En el capítulo 2 se hace un análisis más detallado del láser de semiconductores. Se hace una revisión de los diagramas de bandas de energía de los materiales semiconductores, las transiciones radiativas que tienen lugar en este tipo de materiales, la forma de conseguir la inversión de población en las diferentes estructuras láser para producir emisión de luz coherente y finalmente el funcionamiento de la cavidad de Fabri-Perot para amplificar la luz emitida por la estructura.

En el capítulo 3 se describen las técnicas para fabricar las diferentes estructuras, se discute la problemática a que se enfrenta el diseñador con los materiales empleados para fabricar diodos con determinadas características de salida, se mencionan las estructuras típicas y el encapsulado de los diodos.

En el capítulo 4 se analizan los parámetros eléctricos más importantes como son la corriente de umbral, la potencia, la eficiencia así como los parámetros que afectan las características de salida del láser. Así mismo se presentan los métodos para medir los principales parámetros de trabajo de los diodos y se discuten algunos resultados obtenidos de las mismas.

En el capítulo 5 se describen las diversas aplicaciones en los que estos dispositivos han incursionado. Empezando por las tradicionales en lectores de discos compactos de reproductores de música grabada y de computadoras, impresión láser, comunicaciones por fibra óptica, así como las más recientes como son fotocirugía láser, comunicaciones espaciales, fuentes de bombeo de otros láseres y como herramienta en el alineamiento de grandes estructuras.

Finalmente se dan las conclusiones del desarrollo del trabajo y algunas recomendaciones relacionadas con el mismo.

## **OBJETIVOS**

En este trabajo se pretende cubrir los siguientes objetivos:

- 1).- Presentar los fundamentos teóricos de operación del diodo láser.
- 2).- Esbozar su campo de aplicación.
- 3).- Mostrar los métodos de caracterización.
- 4).- Medir los principales parámetros de trabajo.

## CAPITULO I

### GENERALIDADES

El láser de semiconductores también conocido como láser de inyección, junto con el diodo emisor de luz (LED), forman parte de los llamados dispositivos emisores de luz, no obstante que cada uno tiene características bien particulares.

El primer láser fue hecho de un material llamado rubí que no es otra cosa que óxido de aluminio impurificado con átomos de cromo. Después de conseguir el efecto láser en este material, el hombre a experimentado con todo tipo de material y ha obtenido emisión de luz láser en la mayoría de ellas. En algunos materiales esta emisión de luz láser es más intensa, más coherente, más direccionable, etc. que en otros. Esto ha conducido a que algunos dispositivos sean útiles en algunas aplicaciones y otros no. En este sentido, el láser de inyección desde que fue inventado en los años 60's se le ha venido mejorando y actualmente se dispone de una enorme gama de estructuras de láseres por lo que poco a poco amplía su rango de aplicaciones.

En este capítulo se hace una breve revisión de la historia del láser, de los fundamentos teóricos del dispositivo, de los diferentes tipos de láseres existentes en el mercado actual así como particularidades de los más importantes.

#### 1.1.- Breve historia del láser de semiconductores

La idea de generar haces de luz coherente fue una extensión lógica de los dispositivos emisores de microondas los masers (microwave amplification by stimulated emission of radiation), primero demostrado en 1954 por Charles H. Townes en la Universidad de Columbia, quien junto con Arthur L. Schawlow sentaron los fundamentos para la acción láser.

Maiman anteriormente hizo un maser de rubí y decidió probar este material como un medio que funcionara como un dispositivo emisor de luz amplificada o láser (light amplification stimulated emission of radiation). Para ello, introdujo una pequeña varilla de rubí con sus dos extremos plateados en una lámpara flash helicoidal. De esta manera se obtuvo el primer láser el cual fue anunciado en conferencia de prensa en julio de 1960.

Desde entonces se ha experimentado con diversos materiales, formas de excitar al material y diseño de los dispositivos para tener el efecto láser. Así mismo continuamente se está investigando para mejorar su funcionamiento y ampliar el espectro de sus aplicaciones.

Así se consiguió emisión láser en un cristal de fluoruro de calcio dopado con Uranio por Peter Sorokin y Mirek Stevenson en el Centro de Investigación T. J. Watson de IBM (Yorktown Heights, NY) y el láser de Helio-Neón por Ali Javan en los laboratorios de Bell Telephone (Murray Hill, NJ) en 1960, el láser de Niobio por L.F. Johnson y K. Nassau en los laboratorios Bell en 1961, el láser de fibra óptica por Charles Koester y Harold Oesterberg en la American Optical Corp (South-Bridge, MA) en 1963.

Por otro lado, el boom de la física de semiconductores que siguió después de la invención del transistor propició la realización de *láseres de semiconductores* en los años 50's. Muchos grupos anteriores a los de los años 60's estuvieron trabajando con la idea del grupo de Nikolai Basov en el Instituto de Física Lebedev (Moscú, Rusia) haciendo el análisis teórico.

En julio de 1962 en la Conferencia de Investigación sobre Dispositivos de Estado Sólido (Durham, NH) R.J. Keyes y T.M. Quist del laboratorio MIT Lincoln (Lexington, MA) reportaron fuerte emisión luminosa en un material semiconductor denominado arseniuro de galio (GaAs). Sin duda este evento marcó el punto de arranque a la investigación y desarrollo de los láseres de semiconductor.

En base a estos resultados de la emisión en el GaAs, R. N. Hall junto con su grupo de investigadores en los Laboratorios de Investigación de la General Electric (Schenectady, NY), diseñaron el primer láser de semiconductor, en poco tiempo ellos estaban trabajando ya con un láser de arseniuro de galio.

Sin embargo antes del logro del dispositivo, se tuvieron muchas limitaciones prácticas. El primero diodo láser pudo operar solo en modo pulsado, con pulsos del orden de microsegundos e incluso requirió de enfriamiento criogénico (enfriamiento a 77 K). Pasarían 8 años más antes que los grupos en Bell Labs y en el Instituto de Física IOFFE (Leningrado Rusia) tuvieran éxito en la operación de láseres de semiconductores en régimen continuo (cw) a temperatura ambiente. Además, aun cuando se consiguieron los primeros dispositivos, estos no eran muy funcionales.

No fue sino hasta la mitad de los 70's cuando diodos láser en régimen cw hechos de un compuesto ternario denominado arseniuro de galio-aluminio (GaAlAs) consiguieron razonables niveles de confiabilidad.

Para láseres de semiconductores como para otros tipos de láser, la clave del progreso estuvo en el entendimiento de la física de los dispositivos y el refinamiento en el diseño de los mismos.

Para láseres de estado sólido el cambio en el diseño implicó el mejoramiento en el diseño de cavidades ópticas de bombeo, búsqueda de mejores cristales de partida y mejoramiento del diseño de los resonadores. Esto significó un avance en el diseño del láser de homounión a láseres de una sola heterounión que permitió operación pulsada a temperatura ambiente y luego de doble heterounión para láseres operando en modo cw a temperatura ambiente. Siguió el diseño de estructuras de contactos de franja angosta el cual proporcionó confinamiento adicional en el plano de la unión y dio mejores resultados de la acción láser.

En cada avance se aumentó el confinamiento óptico y eléctrico en el semiconductor, esto produjo dividendos en el desarrollo del dispositivo ya que mejoró no solo la eficiencia sino también la densidad de potencia de salida óptica y eléctrica.

Los siguientes avances se trazaron sobre los mismos principios que condujeron del diseño de láser de homounión al diseño del láser de franja angosta. Esto es, un fuerte confinamiento de corriente produce una alta densidad de estados excitados, y un fuerte confinamiento óptico hace a la emisión estimulada más eficiente. Ambos efectos reducen la corriente de umbral y aumentan el tiempo de vida del dispositivo.

Actualmente se tiene una gran variedad de estructuras semiconductoras conocidas como diodo láser, con dimensiones comparables a un grano de arena o aún menores, de tal forma que puede obtenerse emisión láser con una potencia eléctrica muy pequeña

La disponibilidad de técnicas para depositar capas ultradelgadas ha hecho posible la realización de estructuras de pozos cuánticos y de capas tensadas (strained-layer) los cuales facilitan su desarrollo y permiten usar una amplia variedad de materiales, de manera que puede obtenerse emisión en un amplio rango de energía o longitud de onda.

La familia de materiales de arseniuro de galio (GaAs) y arseniuro de aluminio (AlAs) usados en los primeros diodos láser han mostrado impresionante durabilidad. De alrededor de 80 millones de diodos láser vendidos en todo el mundo en los últimos años el 95% fueron láseres de doble heterounión de GaAs/GaAlAs emitiendo en 780 nm usados en reproductores de discos compactos. Virtualmente el resto (el 5%) fueron láseres de InGaAsP/InP operando a 1300 nm o 1500 nm usados para ventanas

en comunicaciones por fibra óptica o láseres de AlGaInP emitiendo en el rojo para otras aplicaciones.

La siguiente frontera para diodos láser es el verde y azul del espectro. El desarrollo de láseres de seleniuro de zinc (SeZn) para operación cw a temperatura ambiente prometen singulares avances. Sin embargo la operación en la longitud de onda azul ha sido difícil de conseguir. No obstante ya ha sido reportada por el grupo de Arto V. Nurmikko en la Brown University que trabajando en conjunto con Robert L. Gunshor de la Purdue University han desarrollado un diodo láser de SeZn de heteroestructura de pozo cuántico que puede generar una potencia promedio arriba de 1 mW a 463 nm. Otros compuestos III-V ofrecen posibilidades para láseres emitiendo en el azul. El nitruro de galio esta siendo usado comercialmente para LED's azules, pero, para láseres se han presentando algunas dificultades

## 1.2.- Fundamentos del efecto láser

De acuerdo al modelo del átomo de Bohr-Sommerfeld, los electrones negativamente cargados, orbitan alrededor de un núcleo positivamente cargado en trayectorias específicas llamadas *orbitales*. Las posiciones de estos orbitales discretos depende de un complejo juego de condiciones tal como el número de electrones rodeando al núcleo, el número de protones en el núcleo, el spin del electrón, la presencia de átomos cercanos y la existencia de campos eléctricos y magnéticos. Cada orbital define un estado de energía estacionario único dentro del átomo.

Cuando todos los electrones ocupan orbitales que tienen energías potenciales más bajas, se dice que el átomo esta en su *estado basal* o estado de equilibrio. A temperaturas cercanas al cero absoluto (0 K), todos los átomos están en su estado basal. Pero los electrones pueden ser excitados hacia orbitales de energía más altos por absorción de energía en una gran variedad de formas tal como vibraciones a temperaturas elevadas, por colisiones con otros átomos ó electrones libres, vía reacciones químicas con otros átomos o a través de la absorción de fotones.

Cuando los electrones son excitados hacia orbitales más altos por la absorción de fotones por ejemplo, ellos casi inmediatamente decaerán hacia el estado basal. Este último proceso toma alrededor de 10 ns y ocurre espontáneamente mientras se mantenga la excitación. El decaimiento espontáneo generalmente conduce a *emisión espontánea* de fotones que tienen exactamente la misma frecuencia que los fotones que excitaron a los electrones en primer lugar. La luz creada en esta forma es radiada desde los átomos en direcciones aleatorias pero a longitudes de onda bien definidas llamadas *líneas de emisión*. Estas líneas de emisión se intensificaran conforme más electrones sean transferidos hacia orbitales altos.

En el átomo de hidrógeno el conjunto de líneas de absorción y emisión que se originan y terminan en el estado basal ( $n = 1$ ), define las *series de Lyman* de transiciones de energía. Estas y otras transiciones se ilustran en la siguiente figura

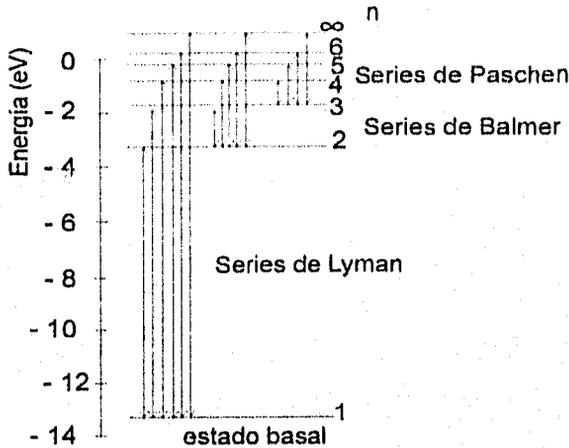


Fig.1.1.- Diagrama de niveles de energía del hidrógeno atómico.

En la figura 1.1, las cabezas de flecha apuntando en ambas direcciones indican que las transiciones son en ambos sentidos, resultando en resonancia de absorción (transiciones hacia arriba) o resonancia de radiación (transiciones hacia abajo).

Cuando los electrones son excitados al orbital  $n = 3$  o más altos, más de una transición hacia abajo es posible. Por ejemplo de  $n = 3$ , los electrones podrían caer directamente hasta el estado basal ( $n = 1$ ), ó caer primero a  $n = 2$  y después al estado basal.

Dependiendo de que trayectoria sea tomada, 3 diferentes fotones podrían resultar. La ruta más directa al estado basal genera un simple fotón con una energía de 12,1 eV, mientras que la ruta indirecta quizá produciría dos fotones en sucesión; uno con 1.88 eV de energía y otro con 10.2 eV.

El proceso de relajación en dos pasos (regreso al estado basal) como el último de los dos anteriores, describe un tipo de fluorescencia en el cual la energía absorbida por un átomo es rápidamente re-irradiada a longitudes de onda más grandes.

Desde luego muchas otras transiciones son posibles en el átomo de hidrógeno.

Para otros átomos, conforme el número de electrones orbitando crece en las columnas de la tabla periódica, también aumenta la complejidad de las transiciones orbitales [2]. En algunos átomos sin embargo son más probables algunas transiciones que otras.

Existen reglas de selección bien establecidas por la mecánica cuántica que predicen la probabilidad de que una transición ocurra en determinadas circunstancias. Es importante conocerlas ya que la probabilidad de transición determina la intensidad de una línea de emisión o de absorción. Además un átomo excitado puede quedarse en un estado de energía del cual una transición hacia abajo de los electrones no se efectúa inmediatamente. El átomo así atrapado queda en un estado llamado *estado metaestable* por varios microsegundos (incluso milisegundos) antes de decaer a un nivel más bajo de energía.

La existencia de estados metaestables puede afectar el equilibrio termodinámico que normalmente prevalece en un sistema atómico. Si suficientes electrones consiguen permanecer en un estado metaestable, la población en este estado podría exceder la población de átomos en un estado de energía más bajo. Si esto ocurre, se da la condición necesaria para la operación láser, conocida como *inversión de población*, la cual es termodinámicamente inestable como puede apreciarse en la siguiente figura, que ilustra el concepto de inversión de población

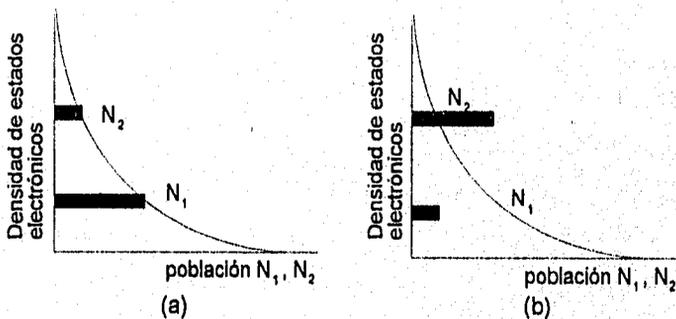


Fig 1.2.- Población de electrones en un material (a) en condición de equilibrio, (b) en Inversión de población

Como puede verse en la figura 1.2a, cuando el material esta en equilibrio, casi todos los electrones se encuentran en el estado de más baja energía o estado basal  $N_1$  y solo algunos electrones se encuentran en estados de alta energía  $N_2$ . Lo contrario ocurre cuando el material se encuentra en un estado excitado (fig.12b), en este último caso, se dice que se tiene la condición de inversión de población.

En este sentido, la inversión de población es como una avalancha esperando ocurrir. Cuando más energía es almacenada dentro de los átomos en estados de energía altos que en estados de baja energía, la capacidad de ganancia aumenta. En realidad los láseres en esencia son amplificadores de luz cuya ganancia depende de la inversión de población.

A diferencia de una emisión espontánea, en la cual un electrón decae aleatoriamente a niveles de energía más bajos y se produce la emisión de un fotón en tal proceso en una dirección aleatoria, la *emisión estimulada* que se consigue mediante la inversión de población, base de la operación de los láseres no es ni espontánea ni aleatoria como se verá más adelante.

En la *emisión estimulada*, un electrón es inducido (por otro fotón por ejemplo) para decaer y generar un fotón que tiene la misma energía de transición del electrón del estado basal al estado excitado.

Si los electrones decayendo se encuentran con otro fotón, resultará otro fotón con exactamente la misma energía que el fotón que produjo la transición hacia abajo. Como resultado no solamente es posible hacer que los dos fotones tengan las mismas energía, frecuencia y longitud de onda sino que además sean inducidos a tener la misma dirección y tengan la misma polarización y fase.

Como puede verse pues para conseguir el efecto láser es necesario conseguir la inversión de población en los átomos del *medio de acción láser* o medio efectivo. Esto requiere suficiente energía para transferir más átomos al estado metaestable de los que existirán en el estado basal. La energía necesaria para conseguir esto dependerá del medio efectivo.

Una vez conseguida la inversión de población, sin embargo, el decaimiento espontáneo de los electrones del nivel metaestable, crearan fotones con justo la energía exacta para causar una avalancha de emisión estimulada. Contrario al dispositivo, el medio de acción láser llega a ser una mezcla super-radiante o super-luminiscente de emisión estimulada y emisión espontánea, pero esto aun no es un láser en el sentido común de la palabra ya que la luz radia en todas direcciones. No obstante el medio tendrá una pequeña ganancia mientras que la inversión de población persista, es decir, mientras haya suficientes electrones en el estado metaestable que regresen al estado basal se tendrá amplificación (aunque no en gran cantidad) de la luz emitida y la radiación tendrá cualidades de emisión láser.

Sin embargo si la radiación puede ser parcialmente confinada con óptica, entonces la emisión estimulada será extraída más eficientemente.

Una de las formas más efectivas para confinar la radiación es colocar el medio efectivo dentro de una cavidad resonante, tal cavidad, comúnmente se le conoce

como interferómetro de Fabry-Perot o simplemente cavidad de Fabry-Perot, como la que se muestra en la siguiente figura.

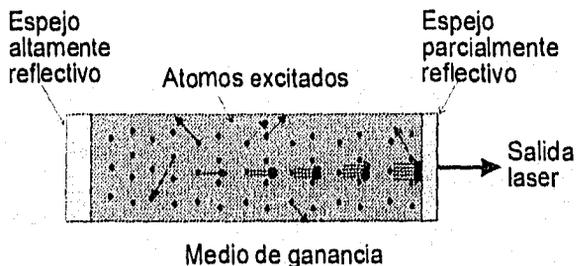


Fig. 1.3. Diagrama esquemático de un Interferómetro de Fabry-Perot

De esta manera, la porción de luz atrapada dentro de la cavidad experimentará múltiples reflexiones como si rebotara hacia atrás y hacia adelante entre las superficies de dos espejos. En realidad la luz de una sola longitud de onda viajando perpendicular a la superficie de los espejos formará una onda estacionaria si la distancia entre los espejos es proporcional a un número entero de la mitad de la longitud de onda de la luz que viaja dentro de la cavidad. En esta condición, se dice que la luz está en *resonancia con la cavidad*.

La condición de resonancia convierte al interferómetro en un filtro de alta selectividad, el cual depende de las reflectividades de los espejos.

A longitudes de onda resonantes la reflectividad dentro de la cavidad puede ser muy alta, creando un excelente medio de retroalimentación para el medio de ganancia. Ya que una porción de la luz espontánea y estimulada dentro de la cavidad pasa hacia atrás y hacia adelante, el medio es virtualmente extendido a muchas veces su longitud real y con cada paso, más y más fotones son creados.

Si la inversión de población es suficientemente alta como para superar todas las pérdidas de energía dentro de la cavidad, se alcanzará la *condición de umbral* y empezará la emisión láser.

Para acoplar la luz de salida de la cavidad láser, se hace que un espejo sea parcialmente reflectivo con un pequeño hueco mientras que el otro espejo se hace totalmente reflectivo.

Ya que la luz láser consiste casi de emisión estimulada generada en cada paso a través del medio de ganancia, ésta es coherente y altamente direccional.

### 1.3.- Propiedades de la luz láser

La luz láser a diferencia de otras fuentes de luz tiene propiedades únicas. Indudablemente la más importante de ellas es la coherencia, manifestada tanto en monocromaticidad (coherencia temporal) y frente de onda unifase (coherencia espacial). Las propiedades de mayor relevancia son:

1.- *Coherencia temporal y espacial.* Si en todo el tiempo la luz tiene realmente una fase constante a través de su frente de onda unifase, se dice que la luz es coherente espacialmente. Análogamente, si la fase en un instante particular de tiempo a lo largo del frente de onda de una onda viajera, es idéntica a su fase después de que la onda ha viajado una cierta distancia, se dice que la luz es coherente temporalmente.

En las fuentes de luz convencionales, del total de luz producida, poca es debida a emisión estimulada, la mayoría se debe a emisión espontánea, por tanto la luz es incoherente. En un láser en cambio casi toda la luz es producida por emisión estimulada y la luz es coherente. Para comprender mejor esto observemos la siguiente figura.

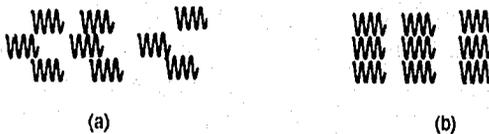


Fig. 1.4.- (a) luz producida por emisión espontánea (luz no coherente),  
(b) luz producida por emisión estimulada (luz coherente)

Como puede observarse en la figura 1.4a, los paquetes de luz están en desorden (representa luz no coherente o luz ordinaria), mientras que en la figura 1.4b, los paquetes de luz están completamente ordenados (representa luz coherente)

2.- *Alta monocromaticidad;* es decir, la luz es de una sola longitud de onda (o de un mismo color) como consecuencia de la alta coherencia de la luz producida, por ejemplo un láser de He-Ne es alrededor de  $10^6$  veces mas monocromático que una lampara de descarga de vapor de sodio que emite a 589.6 nm.

En la siguiente figura puede apreciarse la diferencia entre una luz monocromática y una luz ordinaria

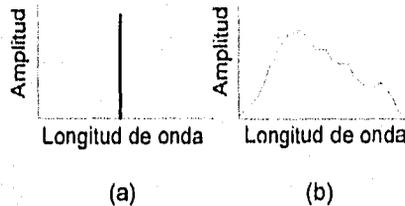


Fig.1.5 a) luz láser, b) luz ordinaria.

Los láseres de gas son en general más monocromáticos que los láseres de estado sólido y los láseres de colores líquidos.

3.- *Haz altamente direccional.* Esto como consecuencia de que la luz láser consiste casi toda de emisión estimulada, la cual es generada en cada paso a través del medio de ganancia.

4.- *Haz de alta intensidad.* Ya que los láseres son fuentes de luz amplificada, sus intensidades pueden alcanzar niveles de muchos ordenes de magnitud mas altos que la luz solar.

5.- *Pequeña divergencia del haz conforme se propaga a través del espacio.* Esto es una consecuencias directa de la monocromaticidad y del diseño de la cavidad resonante. En diodos láser la divergencia del haz es un poco mayor que en otro tipo de láseres.

#### 1.4.- Materiales para fabricar láseres

Desde que Theodore Maiman logró obtener el efecto láser en el rubí, la acción láser ha sido observada y obtenida virtualmente en cada forma de materia, esto es, en líquidos, sólidos y gases.

## 1.5.- Tipos de láseres

Todos los láseres no importa de que tipo operan bajo los mismos principios. Un láser consiste de una cavidad resonante construida alrededor de un amplificador. La amplificación es conseguida bombeando o excitando el medio de ganancia hacia estados metaestables de alta energía.

Por otro lado la luz emitida por los diferentes tipos de láseres es similar, es decir, tiene coherencia espacial y temporal, alta monocromaticidad y haces de luz altamente direccionables.

Sin embargo, las diversas propiedades de los materiales del medio de ganancia conduce a numerosas y distintas características tales como longitud de onda, potencia de salida y grado de coherencia de la luz emitida, las cuales determinan enormemente la utilidad de un láser particular para una aplicación específica.

Fundamentalmente existen 4 tipos de láseres, estos son:

- 1.- Láser de estado sólido,
- 2.- Láser de gas,
- 3.- Láser de color líquido, y
- 4.- Láser de semiconductores

Cada uno de ellos tiene propiedades únicas e incorpora una enorme mezcla de ciencia y tecnología. En los siguientes apartados se detalla cada uno de estos tipos de láseres.

### 1.5.1.- Láseres de estado sólido

En este tipo de láseres, el medio de ganancia es un sólido a temperatura ambiente. Todos ellos son ópticamente bombeados. Los átomos del material responsables de la emisión de luz son primero excitados a un nivel energético alto por bombeo óptico y al relajarse producen un haz de luz de alta coherencia.

Entre los principales se tienen los siguientes;

- el láser de rubí; emitiendo en 694.3 nm,
- el láser de Nd:YAG (del Ingles Neodymium-doped yttrium aluminum garnet); emitiendo en 1064 nm,
- el láser de Nd:YLF (del Ingles Neodymium-doped yttrium lithium fluoride

- garnet); que emite en 1047 nm y,
- el láser de Nd:GSGG (del Inglés Neodymium-doped gadolinium scandium gallium garnet); emitiendo en 1061 nm,

Además de los del tipo modulables tales como:

- el de Ti:safiro ( $Ti^{3+}:Al_2O_3$ ); emitiendo en el rango de 670 a 1070 nm
- el de alexandrita ( $Cr^{3+}:BeAl_2O_4$ ) emitiendo en 700 a 800 nm
- el láser Co:MgF<sub>2</sub>; emitiendo en 1750 a 2500 nm y otros.

A continuación se describe el funcionamiento de un láser de estado sólido muy común, el láser de rubí.

#### 1.5.1.1.- Láser de rubí

El medio de ganancia es el rubí, el cual es un cristal de óxido de aluminio, ( $Al_2O_3$ ) contaminado con iones de cromo  $Cr^{3+}$ . La concentración de  $Cr^{3+}$  es típicamente de 0.05% por peso en  $Al_2O_3$ .

#### 1.5.1.2.- Funcionamiento

Cuando los átomos de cromo (Cr) en el cristal de rubí absorben fotones de luz azul o verde de una lámpara flash de xenón, algunos de los electrones orbitando saltan de sus órbitas del estado basal a orbitales de mayor energía. De estos estados excitados, los electrones casi inmediatamente ceden parte de su exceso de energía a la red cristalina del material, cayendo a uno de dos estados metaestables. Si los electrones permanecen en tales estados metaestables suficiente tiempo, se consigue la inversión de población y la emisión estimulada puede ocurrir cuando finalmente los electrones caigan al estado basal. La transición radiativa final del estado metaestable al estado basal del cromo representa una energía de 1.79 eV, genera una luz roja-rubí con una longitud de onda de 694.3 nm.

Una vez que los electrones regresaron al estado basal, necesitan absorber más luz verde o azul para reiniciar el proceso nuevamente

Debido a que todo el ciclo de excitación y relajación en el átomo del cromo, generalmente incluye transiciones entre tres niveles de energía. Esto baja la eficiencia del láser debido a que la transición láser termina en el estado basal y por tanto un

gran número de electrones deberán ser bombeados desde el estado basal para conseguir la inversión de población. La alta energía requerida para conseguir tal inversión de población en el rubí también hace que la operación en régimen continuo sea difícil de conseguir.

Sin embargo, una vez que la inversión de población se consigue, una gran cantidad de energía puede ser almacenada en el cristal de rubí. Por ejemplo en una varilla de rubí de 1 cm de diámetro por 10 cm de largo, dopada con 0.05% de cromo, puede almacenar alrededor de 17 Joules de energía cuando la total inversión de población de los átomos de cromo es conseguida. Esta energía almacenada puede ser liberada como en un pulso de luz de alta potencia.

En la siguiente figura se ilustra el funcionamiento de este tipo de láser

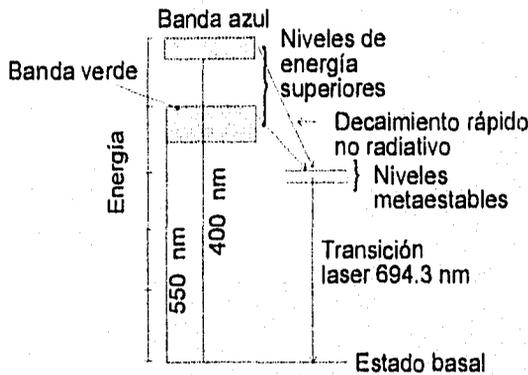


Fig.1.6 Diagrama de niveles de energía simplificado de un láser de rubí.

La potencia de salida en este tipo de láser es del orden de 10 a 20 kW. sin embargo debido al régimen de operación, la potencia pico puede ser un poco más grande y además puede ser incrementada por medio de las técnicas de modo de alta selectividad (Q-switching)<sup>1</sup> y modo de amarre (mode-locking)<sup>2</sup>. Mediante Q-switching pueden conseguirse potencias del orden de cientos de MW's con pulsos del orden de 10 a 20 ns, mientras que en mode-locking pueden conseguirse potencias del orden de GW's en pulsos de unos cuantos picosegundos de oscilación.

1.- La técnica consiste básicamente en detener de alguna forma la oscilación mientras se sigue bombeando el material de tal forma que se consiga una fuerte inversión de población y en el momento justo incrementar el factor de calidad, de tal forma que se libera un gigantesco pulso de luz. Estos métodos aprovechan los efectos electro-ópticos y magneto-ópticos en el material. Una forma de conseguir esto, es por medio de la rotación física de los espejos de la cavidad y volviendo a colocarlos en paralelo después de un intervalo de tiempo o ciclo de bombeo.

## 1.5.2.- Láseres de gas

En este tipo de láseres el medio de ganancia es un gas. Estos dispositivos pueden ser ópticamente bombeados, bombeados por descargas eléctricas, excitados por RF (radio frecuencia) o por haz de electrones.

Entre los láseres de gas se tienen 6 clases;

- Láseres del tipo atómico: el láser de He:Ne (helio-neón); emitiendo en longitudes de onda de 544, 594, 612, 633, 730, 1150, 1523 y 3390 nm y el láser de XeNe (xenón-neón)
- Láseres del tipo molecular: el láser de CO<sub>2</sub>; emitiendo en el rango de 9000 a 11000 nm y el láser de CO que emite en el rango de 5000 a 6500 nm
- Láseres de iones: el láser de ion de argón, emitiendo en el rango de 275 a 477 nm, el láser de ion de criptón que emite en 413.1, 468, 520.8, 530.9 y 647.1 nm, el láser de ion de neón, emitiendo en el rango de 330 a 380 nm y el láser de ion de xenón que emite en 526, 535 y 540 nm y otros.
- Láseres excimer: el láser de F<sub>2</sub>, emitiendo en 157 nm, el láser de ArF, emitiendo en 193 nm, el láser KrCl que emite en 222 nm, el láser XeCl que emite en 308 nm y otros.
- Láseres de vapor de metal: el de vapor de oro, que emite en 628 nm y el de vapor de cobre que emite en 510 y 578 nm.
- Otros tales como el de N<sub>2</sub> que emite en 337 nm, el de HeCd que emite en 325, 442, 534, 538 y 1315 nm.

A continuación se describe uno de los láseres de gas más empleados en la industria y en la investigación.

2.- Esta técnica consiste en angostar el pulso de salida (en el dominio del tiempo) por medio de interferencia constructiva o destructiva que se produce al eliminar la relativa fase aleatoria y las fluctuaciones en la amplitud resultantes de la falta de acoplamiento entre los modos de oscilación. El método emplea modulación activa por medio de una celda de modulación que varía las pérdidas o la longitud óptica de la cavidad a una frecuencia precisa igual a un múltiplo del espacio intermodo. Las pérdidas de cavidad pueden ser moduladas por difracción de la luz por medio de una celda ultrasónica, mientras que la longitud óptica puede ser alterada insertando (debidamente orientado) un cristal electro-óptico dentro de la cavidad. Cuando el modulador interno opere a una cierta frecuencia se producirá un solo modo longitudinal de alta ganancia.

### 1.5.2.1.- Láser de He-Ne

Básicamente el medio de ganancia consiste en un angosto tubo de descarga lleno con una mezcla de gases de helio y neón. La razón típica es de 10 átomos de Helio por uno de Neón.

### 1.5.2.2.- Funcionamiento

Similar a los tubos de neón usados en anuncios, una descarga eléctrica excita los gases, pero la similitud termina hasta aquí, puesto que mucha de la energía de los electrones libres creados por la descarga, es absorbida por las colisiones con la gran cantidad de átomos de helio presentes. Estas colisiones llamadas colisiones de resonancia, empujan a los átomos de helio a un estado metaestable de energía ( $1s2s$ ). La energía de estos estados viene a ser casi idéntica al estado metaestable del neón ( $2p^55s$ ). A través de las colisiones de resonancia los átomos de helio excitados y los átomos de neón en el estado basal, el helio cede su energía al neón, elevándolo a su estado metaestable. De este estado de energía durable, las transiciones estimuladas a estados de baja energía de corta duración (estado  $2p^53p$ ), generarán luz láser a 632.8 nm una vez que suficiente inversión de población es alcanzada entre los dos estados. En la siguiente figura se ilustra el funcionamiento de este tipo de láser

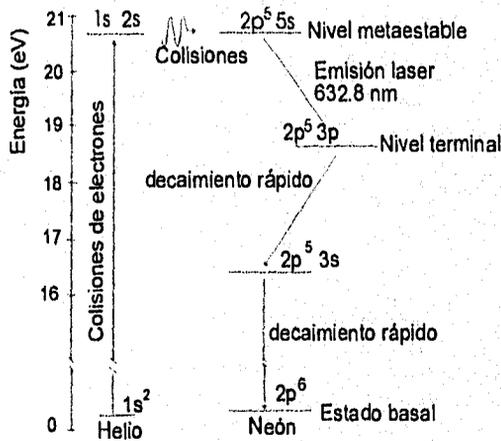


Fig.1.7 Diagrama de niveles de energía simplificado de un láser de Helio-Neón

Átomos de neón en el estado de baja energía llamado el nivel láser terminal, rápidamente decaerán a un estado de energía aun más bajo (al estado  $2p^53s$ ), estado del cual pronto decaerán al estado basal y volverá a repetirse todo el proceso.

### 1.5.3.- Láseres de colores líquidos

Los láseres de colores líquidos, son dispositivos ópticamente bombeados en el cual el medio de ganancia es un líquido a temperatura ambiente.

Las moléculas orgánicas del color (disueltas en solventes líquidos) son excitados a estados energéticos altos por una fuente de luz tal como una lampara flash, otro tipo de láser, etc.,. La solución de color es bombeada transversalmente a través de la cavidad láser contenida en una cámara transparente. Al liberarse la energía se produce un haz de luz cuya longitud de onda es función del tipo de molécula. La salida puede ser pulsada o continua

Entre los principales de este tipo se tienen los siguientes:

- el láser de polyphenyl 2 que emite en  $\approx 383$  nm,
- el láser de stilbene 1 que emite en  $\approx 415$  nm,
- el láser de stilbene que emite en el rango de 410 a 454 nm (cuando es bombeado por un láser de XeCl, en 412 a 444 nm (cuando es bombeado por un láser de Nd:YAG).
- el láser de Rhodamine 6G que emite en los rangos de 546 a 592 nm (cuando es bombeado por un láser de Nd:YAG), en 563 a 625 nm (cuando es bombeado por una lampara flash), en 566 a 610 nm (cuando es bombeado por un láser de XeCl), y
- otros.

### 1.5.4.- Láseres de semiconductores

Como su nombre lo indica, un láser de semiconductores es un chip de semiconductores con una estructura interna que realiza las funciones de un diodo de unión p-n. A diferencia de los otros tipos de láseres, los diodos láser son eléctricamente bombeados y los procesos físicos que se lleva a cabo son diferentes a los que ocurren en los otros tipos de láseres.

#### 1.5.4.1. - Principales diferencias del láser de semiconductores con los láseres convencionales

Los láseres de semiconductores difieren de los demás en muchos aspectos importantes;

- 1.- En los láseres convencionales (de gas y de estado sólido), las transiciones cuánticas ocurren entre niveles de energía discretos, mientras que en los láseres de semiconductores las transiciones están asociadas con las propiedades de bandas de energía de los materiales semiconductores.
- 2.- Un láser de semiconductores es muy compacto en sus dimensiones (del orden de 0.1 mm de longitud). Además ya que su región activa es muy angosta (del orden de 1  $\mu\text{m}$  o menor), la divergencia del haz es considerablemente más grande que en los láseres convencionales.
- 3.- Las características espaciales y espectrales de los láseres de semiconductores son fuertemente influenciados por las propiedades de la unión (tal como las variaciones del ancho de banda de energía y del índice de refracción del material).
- 4.- Para el láser de unión p-n, la acción láser es producida simplemente pasando corriente directa a través del diodo. El resultado es un sistema muy eficiente que puede ser modulado fácilmente modulando la corriente. Ya que en los láseres de semiconductores el tiempo de vida de los fotones es muy corto, puede conseguirse modulación a alta frecuencia.

Los procesos físicos dependen de la existencia de un ancho de banda en el material semiconductor entre los electrones ligados (electrones de valencia) y los electrones libres (también llamados electrones de conducción) en la banda de conducción.

Como se sabe la corriente es llevada por los así llamados portadores libres; electrones y huecos.

La unión p-n es requerida para inyectar portadores libres, los cuales al recombinarse emitirán luz. Este requerimiento es satisfecho juntando dos materiales semiconductores tipo p y tipo n, e inyectando portadores bajo polarización eléctrica

Las impurezas (átomos extraños a los de la red cristalina del material) controlan el tipo y la densidad de portadores. Impurezas que tienen pocos electrones son introducidos intencionalmente en el material semiconductor para producir muchos

huecos en el material (se dice que el material se vuelve tipo p). Por el contrario impurezas con muchos electrones producen material tipo n. Para conseguir la unión p-n, se introducen ambos tipos de impurezas de manera alternada para que se tenga una región tipo p, seguida de una región tipo n.

Como ya se ha mencionado, el primer láser de semiconductores fue hecho de una simple unión p-n de un material semiconductor llamado arseniuro de galio (GaAs). Sin embargo este primer dispositivo realizaba la acción láser muy pobremente, por lo que se han ido ingeniando nuevas y sofisticadas estructuras internas para conseguir un alto desempeño en estos dispositivos y ampliar el rango de aplicaciones.

En un diodo láser se llevan a cabo los mismos procesos que en un diodo emisor de luz (LED), solo que en el primero, su estructura es un tanto diferente, tiene caras espejo en sus extremos para conseguir oscilación de la luz y producir la inversión de población y así mismo producir la emisión estimulada.

#### **1.5.4.2.- Estructuras de diodos láser unión p-n**

Existe una enorme variedad de estructuras de diodos láser. En este trabajo solo se indicaran las principales. Entre ellas se tienen las siguientes

- 1.- Diodos de homounión,
- 2.- Diodos de heterounión,
- 3.- Diodos de geometría de franja,
- 4.- Diodos de pozos cuánticos,
- 5.- Arreglos de diodos láser.

Todos estos puntos se discutirán más ampliamente en los capítulos siguientes.

## CAPITULO 2

### ASPECTOS TEORICOS

En este capítulo se hace una breve revisión de la teoría del láser de semiconductores, su tratamiento supone conocimientos fundamentales de física de semiconductores, tales como estadística de Fermi-Dirac, conceptos de huecos y electrones y la teoría elemental de la unión p-n. Hacer una revisión detallada de cada punto nos llevaría varios volúmenes además de que nos desviaría del objetivo de este trabajo.

Se tratarán de manera simplificada temas relacionados con el funcionamiento del dispositivo tal como diagramas de bandas de materiales semiconductores y de las estructuras más representativas de diodos láser, la inyección de portadores, la emisión estimulada y el comportamiento operacional de la cavidad de resonancia.

#### 2.1 Diagramas de banda de materiales semiconductores

La estructura de bandas de un sólido cristalino, es decir su relación Energía-Momento, usualmente es obtenida resolviendo la ecuación de Schrödinger bajo la aproximación de un solo electrón<sup>3</sup>.

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \phi_k(r) = E_k \phi_k(r) \quad (2.1)$$

3.- La solución de la Ec. De Schrödinger para un solo electrón dentro del potencial, proporciona un conjunto de estados de un solo electrón que pueden ser ocupados por un solo electrón y de hecho que pueden estar ocupados (de acuerdo al principio de exclusión de Pauli) por todos los electrones del cristal, ya que el electrón único que se considera se puede clasificar como típico de todos los electrones del sistema.

En la ecuación anterior (Ec. 2.1),  $\hbar$  es la constante de Planck reducida,  $m$  la masa del electrón, y  $V(r)$  es el potencial del electrón en el punto  $r$  de la red cristalina.

Tales bandas de energía de sólidos han sido estudiadas teóricamente, usando una variedad de métodos. Para semiconductores, los tres métodos más empleados son: el método de ondas planas ortogonalizadas, el método pseudopotencial y el método  $k.p.$

En tales materiales, ambos estados de energía de electrones en la banda de conducción y de huecos en la banda de valencia son continuos.

La probabilidad de ocupación de un estado por un electrón en la banda de energía esta dada por la función distribución de Fermi -Dirac

$$f(E) = 1 / \{1 + \exp[(E - E_F) / kT]\} \quad (2.1)$$

donde  $f(E)$  es la probabilidad de ocupación,  $E_F$  es el nivel de Fermi,  $k$  la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura absoluta.

Las densidades de electrones y huecos están dadas por las expresiones siguientes

$$\begin{aligned} n &= N_c \exp[(E_F - E_c) / kT] \\ p &= N_v \exp[(E_v - E_F) / kT] \end{aligned} \quad (2.2)$$

donde  $N_c$ ,  $N_v$  son las densidades efectivas de estados y  $E_c$ ,  $E_v$  son los bordes de las bandas de conducción y de valencia respectivamente.

En materiales intrínsecos (sin impurezas), las concentraciones de huecos  $p$  y de electrones  $n$  coinciden. En materiales extrínsecos (materiales impurificados tipo  $p$  o tipo  $n$ ), una impureza (aceptora o donora) es introducida en el material y forma un nivel cercano a las bandas como se ilustra en la figura 2.1

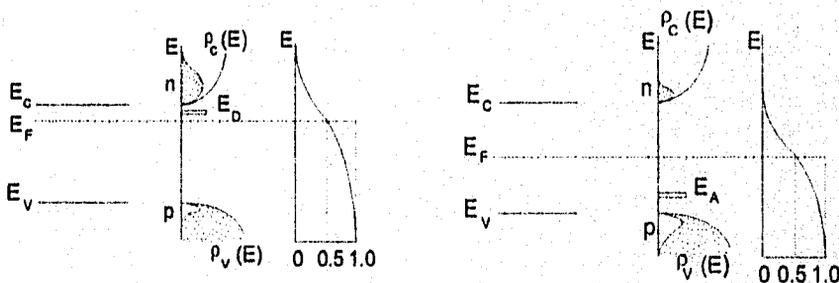


Fig.2.1.- Estructura de bandas, densidad de estados y concentración de portadores en materiales semiconductores; (a) material tipo n y (b) material tipo p.

donde  $\rho_c(E)$  es la densidad de estados electrónicos a una energía  $E$  en la banda de conducción,  $\rho_v(E)$  la densidad de estados en la banda de valencia,  $E_F$  el nivel de Fermi,  $n$  la concentración de electrones y  $p$  la concentración de huecos,  $E_A$  y  $E_D$  son los niveles aceptor y donador respectivamente y  $E_c$ ,  $E_v$  los bordes de las bandas de conducción y valencia respectivamente.

En equilibrio térmico, la probabilidad de ocupación esta dada por un nivel de Fermi. Sin embargo, bajo un estado excitado, un gran número de electrones y de huecos se genera en las bandas de conducción y de valencia respectivamente, los cuales no pueden ser expresados por un nivel de Fermi único.

Estos electrones y huecos excitados casi obedecen la función distribución de Fermi-Dirac, por tal razón se utilizan referencias de energía para cada tipo de portador llamados cuasi-niveles de Fermi, los cuales se designan por  $E_{Fc}$  y  $E_{Fv}$  respectivamente.

En general los materiales semiconductores se dividen en dos tipos: de bandas directas y de bandas indirectas.

En la siguiente figura se muestran los diagramas de bandas de dos de los materiales más utilizados en la fabricación de dispositivos electrónicos.

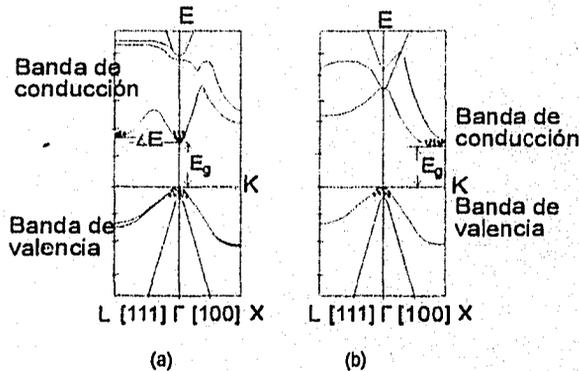


Fig.2.2 Diagramas de bandas de energía del a) GaAs y b) Si

donde  $\Gamma$ ,  $L$  y  $X$  son los ejes cristalinos y  $E_g$  el ancho de banda del material  $E$  la energía y  $K$  el momento.

En este caso el GaAs es un material de bandas directas y el Si es de bandas indirectas.

Puede notarse en estos diagramas que existe una región de energía prohibida en la cual estados permitidos no pueden existir (a este espacio en energía comúnmente se le llama *ancho de banda prohibido del material* y se designa como  $E_g$ ) y regiones o bandas permitidas de energía arriba y abajo de la banda prohibida. La banda superior se designa como *banda de conducción*  $E_c$  y la banda inferior como *banda de valencia*  $E_v$ .

Los materiales de bandas de energía directas tienen estructuras de bandas cuyo mínimo (en energía) coincide con el máximo de la banda de valencia. Una transición directa en la cual el momento es conservado, puede ocurrir entre ambos puntos.

Por otra parte, en materiales de bandas indirectas la posición del mínimo y del máximo de cada banda no corresponden al mismo punto (valores de momento en la bandas de conducción y de valencia diferentes), consecuentemente la transición de electrones no puede ocurrir sin que cambie el momento. Una transición indirecta ocurre gracias a la participación de una vibración de la red (fonón) para que exista conservación del momento.

La probabilidad de transición directa es mucho más pequeña en un material de bandas indirectas que en uno de bandas directas. Por esta razón, un material de bandas indirectas es de baja eficiencia luminiscente.

## 2.2.- Transiciones radiativas y no radiativas en un semiconductor

La luminiscencia es la emisión de radiación óptica (ultravioleta, visible, infrarrojo, etc.), que se produce como resultado de la excitación electrónica del material, excluyendo cualquier radiación que sea puramente el resultado de la temperatura del material (incandescencia). La *electroluminiscencia* se produce cuando el material se excita haciéndole pasar corriente eléctrica.

En un material tipo p en equilibrio térmico existe una alta densidad de huecos en la banda de valencia y unos cuantos electrones en la banda de conducción. Si de alguna manera un exceso de electrones es inyectado en el sistema, ocupando niveles de energía en la banda de conducción, el equilibrio térmico es alterado. El equilibrio es restablecido cuando los electrones se combinan con los huecos, al ocurrir este fenómeno, se libera energía y esta energía puede ser la emisión de un fotón (emisión radiativa).

Los fenómenos físicos relacionados a la recombinación radiativa en semiconductores son: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada. Estos fenómenos están muy relacionados uno de otro. Existen otros tipos de recombinación que también ocurre en semiconductores pero que no generan

emisión de fotones, a estas se les denomina como procesos de recombinación no radiativa.

En el proceso de recombinación radiativa la energía creada es emitida como luz (fotón) hacia afuera del semiconductor. En contraste en una recombinación no radiativa no se crean fotones, sino que la energía es liberada por una vibración de la red (fonón) en el semiconductor, que finalmente se convierte en calor.

Las transiciones radiativas pueden clasificarse en 3 grupos fundamentales:

Grupo 1) Transiciones interbanda entre las que están; (a) emisión intrínseca, esta transición se da cuando un electrón de la banda de conducción se recombina directamente con un hueco de la banda de valencia, por lo que el fotón emitido tendrá una energía  $h\nu \geq E_g$  y (b) emisión de alta energía, incluyendo portadores calientes, (a veces referida como emisión de avalancha).

Grupo 2) Transiciones incluyendo impurezas químicas y defectos físicos, entre ellas se encuentran; (a) transiciones desde la banda de conducción a un nivel aceptor, (b) transiciones desde un nivel donador a la banda de valencia, (c) transiciones desde un nivel donador a nivel aceptor y (d) recombinación vía niveles profundos.

Grupo 3) Transiciones intrabanda, este tipo de transiciones incluye portadores calientes, por tal razón también se le denomina emisión de desaceleración.

En la siguiente figura se muestran las transiciones radiativas básicas en un semiconductor (donde por simplicidad las bandas de conducción y de valencia se representan por las líneas  $E_c$  y  $E_v$ ).

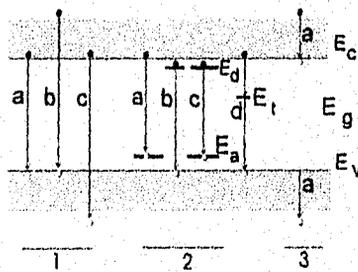


Fig.2.3 Transiciones radiativas en un semiconductor

$E_d$  y  $E_a$  son niveles donador y aceptor respectivamente y  $E_t$  un nivel profundo o trampa.

Algunas otras transiciones (transiciones no radiativas) no indicadas en la figura anterior son: *transiciones multifónicas*, en las que al recombinarse un electrón con un hueco, la energía liberada produce vibraciones en la red cristalina (fonones), y *recombinaciones Auger*, en las que al recombinarse un par electrón-hueco la energía es cedida a otro electrón de la banda de conducción, este último se convierte en portador caliente, cuya temperatura es mayor a la del cristal.

No todas las transiciones pueden ocurrir en cualquier material o bajo las mismas condiciones y tampoco son todas radiativas, esto a final de cuentas depende, como se ha mencionado de la estructura de bandas del sólido en cuestión.

Un material de alta eficiencia luminiscente es aquel en el cual las transiciones radiativas predominan sobre las no radiativas.

Las *transiciones láser* corresponden a transiciones banda a banda (intrínsecas), transiciones de portadores libres con la participación de impurezas y transiciones incluyendo estados en colas de banda en materiales altamente dopados. En diodos láser a temperatura ambiente, las transiciones láser más importantes son las dos primeras.

### 2.3.- Emisión estimulada en semiconductores

Como se mencionó previamente la absorción, emisión espontánea y emisión estimulada son los procesos de transición básicos en la operación láser.

A temperatura ambiente la mayoría de los átomos que conforman al sólido están en el estado de equilibrio. Esta situación es alterada cuando por ejemplo el material es iluminado con luz de energía  $\geq E_g$ , la luz es absorbida y los electrones son excitados tal que saltan a la banda de conducción, dejando los correspondientes huecos en la banda de valencia. A este proceso se le llama *bombeo óptico*.

El estado excitado es un estado metaestable por lo que después de un corto tiempo sin ningún estímulo externo, éste efectúa una transición hacia la banda de valencia (es decir al estado de equilibrio), si la recombinación es radiativa, se producirá un fotón de energía  $h\nu$ . Este proceso se le llama *emisión espontánea*.

La longitud de onda del fotón emitido esta dado por la siguiente expresión

$$\lambda = hc/E_g \quad (2.3)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $E_g$  el ancho de banda del material.

El tiempo de vida para emisión espontánea (es decir el tiempo promedio del estado excitado) varía en el rango de  $10^{-9}$  a  $10^{-3}$  segundos, dependiendo de varios parámetros del material semiconductor tal como ancho de banda (directo o indirecto), densidad de centros de recombinación, etc.

En la emisión espontánea los electrones se mueven aleatoriamente de la banda de conducción a la banda de valencia, por lo que la fase de la luz emitida es aleatoria (es decir es radiación incoherente).

Por otro lado cuando la luz de energía  $E_g$  incide sobre un material excitado, los electrones excitados son estimulados a moverse con la misma fase que la luz incidente y la luz producida es coherente. La luz emitida también coincide en frecuencia con la luz incidente<sup>4</sup>.

La razón de transiciones radiativas para emisión espontánea y estimulada y la razón de transición inversa por absorción son balanceadas en la condición de equilibrio térmico. Sin embargo la probabilidad de que la transición ocurra durante la emisión estimulada y la absorción, es diferente, ya que la emisión espontánea no tiene interacción con la luz en los procesos de recombinación.

Si calculáramos estas probabilidades encontraríamos que la probabilidad de emisión estimulada es igual a la probabilidad de absorción. En ambos casos la energía emitida es menor a la diferencia entre los cuasiniveles de Fermi y por tanto se cumple la siguiente relación

$$E_{FC} - E_{FV} > h\nu \quad (2.5)$$

donde  $\nu$  es la frecuencia del fotón involucrado

4.- Este fenómeno resulta de la vibración sincronizada de un dipolo formado por la polarización del átomo bajo la luz incidente con la misma frecuencia.

La ecuación 2.5 representa la condición necesaria para que se lleva a cabo la emisión estimulada y se ilustra en la figura 2.5.

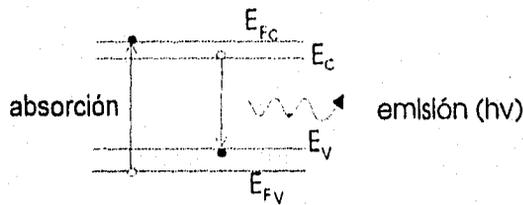


Fig.2.4.- Condición de inversión de población en un semiconductor.

Si se considera que las densidades de electrones en los estados  $E_1$  y  $E_2$  obedecen la estadística de Boltzmann, éstas, estarán dada por la siguiente expresión

$$(n_2/\rho_2)(n_1/\rho_1) = \exp[E_2 - E_1/kT] \quad (2.4)$$

donde  $n_1$ ,  $\rho_1$  y  $n_2$ ,  $\rho_2$  son las densidades de electrones y las densidades de estados electrónicos en los estados de equilibrio  $E_1$  y excitado  $E_2$  respectivamente.

En equilibrio térmico  $(n_1/\rho_1) > (n_2/\rho_2)$ . Sin embargo cuando se alcanza la inversión de población  $[(n_2/\rho_2) > (n_1/\rho_1)]$  por bombeo óptico, la luz es amplificada y es posible observar la emisión estimulada. Esto se ilustra en la siguiente figura

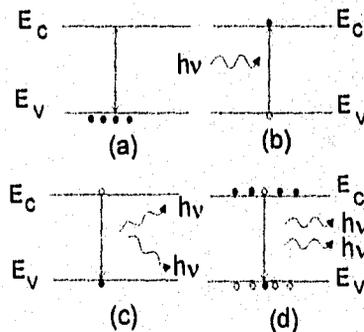


Fig.2.5.- Procesos básicos en la operación láser  
(a) equilibrio térmico, (b) absorción,  
(c) emisión espontánea y (d) emisión  
estimulada

## 2.4.- Inyección de portadores

En dispositivos ópticos, el bombeo de electrones a la banda de conducción se consigue inyectando electrones en la unión p-n. Esto a su vez se consigue polarizando directamente tal unión. A continuación describiremos la operación de estos dispositivos.

### 2.4.1.- Dispositivos de homounión

Una homounión es una unión p-n formada del mismo material, por ejemplo GaAs tipo n y GaAs tipo p (n-GaAs/p-GaAs). En equilibrio térmico se establece una barrera de potencial entre los dos materiales cuya altura depende de la concentración relativa de aceptores ( $N_A$ ) y donadores ( $N_D$ ) en cada región.

Al polarizar (en directa) la unión, disminuye la barrera de potencial por el voltaje aplicado. De este modo los electrones se difunden hacia el lado p mientras que los huecos lo hacen hacia el lado n, hasta una distancia que estará determinada por la longitud de difusión de los portadores, estableciéndose un flujo de corriente neta. Los portadores minoritarios inyectados se recombinan con los mayoritarios en el trayecto después de un cierto tiempo.

En la siguiente figura se muestra una unión en la condición de polarización directa.

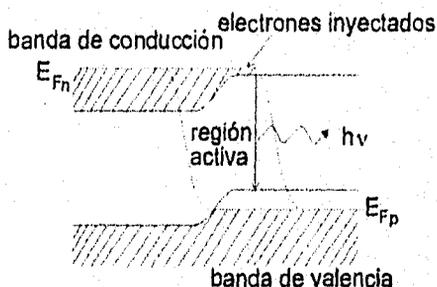


Fig.2.6.- Niveles de energía en una unión n'-p en polarización directa.

Si al menos un lado de la unión está degenerado<sup>5</sup>, de modo que el nivel de Fermi quede dentro de una banda como se muestra en la figura 2.6, una alta polarización

directa produce una región en la cual los cuasiniveles de Fermi son separados por una diferencia de energía mayor que el ancho de banda del semiconductor. Bajo esta condición, la condición de inversión de población se satisface en esta región y la generación de fotones puede ser amplificada.

En este caso particular, la extensión hasta la que se difunden los portadores inyectados es función exclusivamente de la longitud de difusión de los minoritarios, y no existe otro parámetro que nos permita modificar tal condición

### 2.4.2.- Dispositivos de heterounión

Una heterounión es formada por dos materiales diferentes, por ejemplo una unión p-n formada de n - GaAs/p - AlGaAs, p - InP/n - InGaAs, etc.

En una heterounión polarizada en directa, la barrera de potencial es reducida por el voltaje aplicado al igual que en una homounión. Sin embargo, en este caso, los electrones se difunden hacia el material de ancho de banda menor, pero los huecos no pueden difundirse hacia el material de ancho de banda grande debido a la gran barrera formada por la diferencia en los anchos de banda de los materiales que constituyen la unión. La siguiente figura ilustra este comportamiento

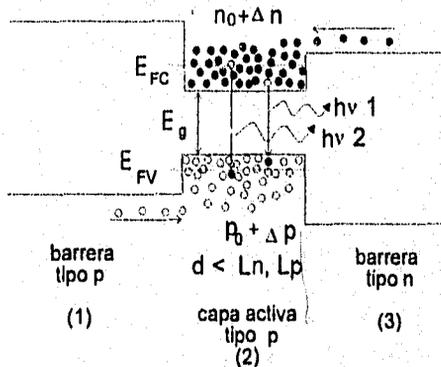


Fig.2.7.- Heterounión polarizada en directa

En el caso ilustrado en la figura 2.7, se tienen dos heterouniones. En la primera se tiene la unión de un material con ancho de banda grande (1) con uno de ancho de banda pequeño (2). La segunda esta formada por el material (2) y por otro material de ancho de banda grande (3).

Para el caso que se muestra, la recombinación se lleve a cabo en el material tipo p de ancho de banda pequeño.

El hecho de que la recombinación se lleve a cabo en el material de ancho de banda pequeño, favorece al confinamiento de portadores inyectados dentro de una cierta región y así obtener una alta razón de recombinación radiativa. A diferencia del dispositivo de homounión, en el que la región de recombinación estaba limitada por la longitud de difusión de los minoritarios, en este último caso, la región de recombinación se puede fijar a voluntad variando la extensión de la región tipo p.

#### 2.4.3.- Dispositivos de pozos cuánticos

Cuando la capa activa en un láser convencional se hace cada vez más delgada, los huecos y electrones inyectados son confinados dentro de ella. Si el espesor de la capa activa llega a ser comparable a la longitud de Broglie ( $\lambda_B = h/p$  donde  $p = mvr$  es momento de la partícula), el movimiento de los portadores inyectados se restringe a una sola dimensión y la energía cinética es cuantizada en niveles de energía discretos. Las capas extremadamente delgadas que muestran efectos mecánico-cuánticos se llaman estructuras cuánticas, en la cual la capa delgada es llamada pozo de potencial y las capas vecinas, barreras de potencial.

En las estructuras de pozos cuánticos los portadores inyectados son cuantizados en la dirección perpendicular a la capa activa, pero no en la dirección paralela a ella, de modo tal que forman un continuo de estados. La densidad de estados para una estructura de capa activa gruesa es expresado por una función parabólica, mientras que en una estructura de pozos cuánticos muestran una densidad escalonada. Esto introduce excelentes características al láser debido a que la distribución de la energía de los portadores inyectados es más angosto que en una distribución parabólica.

5.- Un material degenerado, es un material en el que la concentración de impurezas es de tal magnitud que el nivel de Fermi en equilibrio térmico queda dentro de la banda de conducción en un material tipo n y dentro de la banda de valencia en un material tipo p.

Estos conceptos se ilustran en la siguiente figura

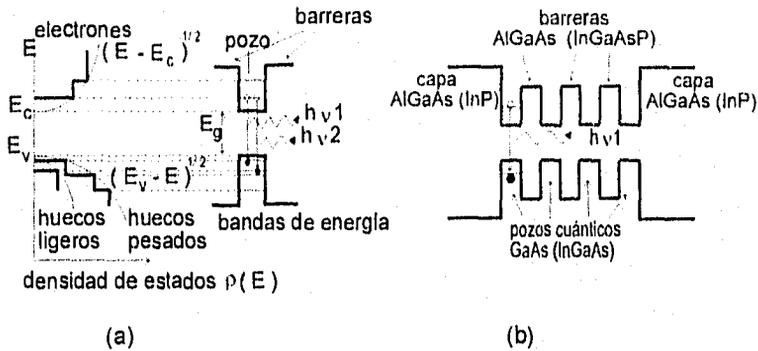


Fig.2.8.- (a) densidad de estados en una estructura QW,  
(b) diagrama de bandas de una estructura MQW.

En la estructura de pozos cuánticos de la figura 2.8 (estructura SQW), dado una cierta densidad de electrones esta en una posición energética (y también otra cantidad puede estar en otro nivel), en condiciones propicias puede darse la recombinación radiativa entre electrones que se encuentran en un mínimo de la banda de conducción con huecos que se encuentran en otro nivel (el nivel más superior por ejemplo) dando lugar a emisión de una sola longitud de onda. Agregando más pozos de potencial (estructura MQW) se consigue que una gran población de electrones se recombine produciendo luz coherente de mayor potencia.

## 2.5.- Cavity resonante (cavity de Fabry-Perot)

En láseres de doble heterounión, la región de la unión es terminada por caras espejo del semiconductor perpendiculares al plano de la unión y paralelas una con otra formando la así llamada cavity de Fabry-Perot. Estas caras paralelas se consiguen clivando la estructura en la dirección de los planos cristalinos que en el caso del GaAs son los planos {100}.

### 2.5.1.- Comportamiento operacional de la cavidad de Fabry-Perot

Cuando se aplica polarización directa al diodo láser con incrementos graduales, inicialmente se observa emisión espontánea, debido a que la densidad de portadores minoritarios en la capa activa es pequeña. Si el voltaje se incrementa aún más, la emisión estimulada llega a dominar después de una cierta condición de polarización. En tal punto las pérdidas de luz en la capa activa (pérdidas de cavidad) son balanceadas con la ganancia de amplificación de luz. La corriente en esta condición se le llama *densidad de corriente de umbral*. Después del punto de umbral, el sobreflujo de corriente produce la emisión estimulada con una alta eficiencia y el láser emite luz coherente.

En la siguiente figura se ilustra un esquema simplificado de la cavidad de Fabry-Perot en un diodo láser de doble heteroestructura

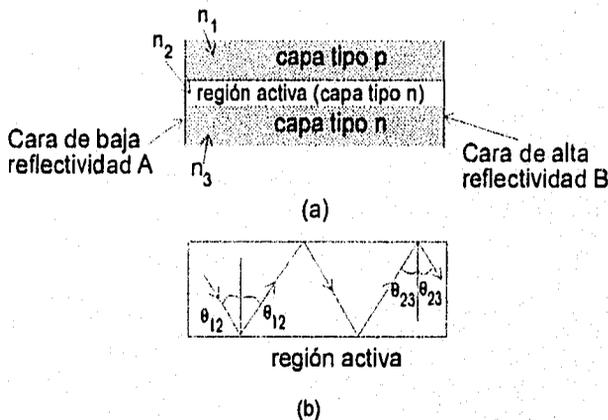


Fig.2.9 (a)Corte transversal de la cavidad resonante formada por tres materiales con índice de refracción  $n_1$ ,  $n_2$  y  $n_3$  y (b) vista ampliada de la región activa

donde  $n_1$ ,  $n_2$  y  $n_3$  son los índices de refracción de las capas 1, 2 y 3 respectivamente.

De acuerdo a la figura 2.9, si se cumple la condición  $n_2 > n_1 \geq n_3$ , el ángulo  $\theta_{12}$  del haz en la interfaz de las capas 1 y 2 excederá el ángulo crítico  $\theta_c = \text{sen}^{-1}(n_1/n_2)$  el haz incidente sufrirá reflexión total interna. Una situación similar ocurrirá para  $\theta_{23}$  en la interfaz de las capas 2 y 3.

Por tanto, cuando el índice de refracción en la región de la capa activa es más grande que el de las capas adyacentes, la propagación de la radiación electromagnética es

paralelas reflejante y semireflejante) en forma de ondas estacionarias, lo que se conoce como confinamiento óptico. En el esquema de la figura 2.9, las caras A y B son las caras reflejante y semireflejante de la cavidad de Fabry-Perot. La extensión de la cavidad deberá ser un múltiplo entero de la longitud de onda de la radiación, es decir;

$$m\lambda/2n = L \quad (2.6)$$

donde m es un entero,  $\lambda$  la longitud de onda de la radiación en la cavidad, n el índice de refracción y L la longitud de la cavidad.

La oscilación puede ocurrir en muchos espaciamento de longitud de onda o intermodos  $\Delta\lambda$  llamados *modos longitudinales*.  $\Delta\lambda$  puede ser calculado a partir de la ecuación anterior, esto es,

$$\Delta\lambda = \{\lambda^2/[2L(n - \lambda dn/d\lambda)]\} \quad (2.7)$$

Al aumentar la longitud de la cavidad L, disminuye  $\Delta\lambda$ . Pero como en un diodo láser la longitud L de la cavidad resonante es muy pequeña comparada con la de los otros tipos de láser,  $\Delta\lambda$  es más grande en diodos láser.

### 2.5.2.- Modos de oscilación

En una estructura de Fabry-Perot, se pueden propagar ambos modos transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM). Un láser usualmente oscila en el modo TE, por lo que aquí se tratará solamente con tal modo.

El modo TE se divide en dos modos; vertical (perpendicular a la capa activa) y lateral (paralelo a la capa activa). En el modo transversal vertical, el confinamiento del campo óptico en la capa activa esta determinado por el espesor de la capa activa y la diferencia en el índice de refracción entre la capa activa y las capas vecinas. En el modo TE lateral influyen fuertemente las características del dispositivo y por tanto es más complejo. A relativamente alta potencia de salida, el modo TE lateral se vuelve inestable.

La amplificación de la luz debido a la emisión estimulada ocurre solamente en la región en que fueron inyectados los portadores y la luz se propaga a lo largo de la región de ganancia

Se ha encontrado que para los modos de más bajo orden, en los cuales el campo electromagnético tiene un máximo en el centro de la región activa, los modos TE y TM tienen atenuaciones similares

### 2.5.3.- Condición de umbral de la cavidad

Por abajo del umbral, la luz emitida se propaga a lo largo de la capa activa y es reflejada en la cara espejo. Este proceso se repite entre las dos caras espejo que forman la cavidad. Durante el trayecto, la luz puede sufrir pérdidas o bien puede amplificarse: por ejemplo, las pérdidas debidas a la cavidad (las cuales están constituidas por las pérdidas de absorción en la capa activa), las pérdidas por reflexión (debidas a que la reflectividad de un espejo no es del 100%), pérdidas por dispersión (debidas a inhomogeneidades estructurales tales como rugosidades en la heterointerface)

La condición en la que la potencia de la luz después de un viaje completo coincide con la potencia inicial, las ganancias y las pérdidas son balanceadas y la amplificación comienza. Esta condición de umbral puede ser dada como

$$R_1 R_2 \exp[g(J) - \alpha] L = 1 \quad (2.8)$$

y el coeficiente de ganancia en la condición de umbral como

$$g_{th} = \alpha_1 + (\frac{1}{2}L) \ln(1/R_1 R_2) \quad (2.9)$$

donde  $g_{th}$  es la ganancia por unidad de longitud de la cavidad,  $L$  la longitud de la cavidad,  $\alpha_1$  representa las pérdidas de cavidad por unidad de longitud (este término es análogo al coeficiente de absorción para un material volumétrico),  $R_1$  y  $R_2$  son las reflectividades de las caras 1 y 2 respectivamente.

El coeficiente de absorción  $\alpha_1$  es casi constante bajo inyección de portadores, por tanto la ganancia  $g$  se incrementa proporcionalmente a la densidad de portadores inyectados. El máximo coeficiente de ganancia es función de la densidad de corriente y esta dado por la siguiente expresión aproximada

$$g_{m\acute{a}x} = \beta(J/d - J_0)^m \quad (2.10)$$

donde  $d$  esta en micras ( $10^{-4}$  cm) y  $J$  en ( $A/cm^2$ ) es definido para un espesor de capa activa de  $1 \mu m$ ,  $\beta$  es una constante y  $J_0$  es la corriente para obtener una ganancia determinada,  $m$  vale 2 para una región de baja ganancia y 1 para una región de alta ganancia.

El coeficiente de absorción es diferente en la capa activa y las capas adyacentes. Si la razón de luz esta da por un parámetro  $\Gamma$ , el coeficiente de absorción esta dado por

$$\alpha = \Gamma\alpha_{ac} + (1-\Gamma)\alpha_{ad} \quad (2.11)$$

donde  $\alpha_{ac}$  y  $\alpha_{ad}$  indican el coeficiente de absorción en la capa activa y la capa adyacente respectivamente y  $\Gamma$  el factor el factor de confinamiento, el cual es función del espesor de la capa activa y del índice de refracción de la capa activa y de las capas adyacentes.

Por tanto solo luz confinada en la capa activa puede ser relacionada a la ganancia y la ecuación (2.9) es reescrita como

$$g_{th} = (1/\Gamma)\{\alpha + (1/L)\ln(1/R)\} \quad (2.12)$$

Relacionando las ecuaciones (2.10) y (2.12), la densidad de corriente de umbral puede ser expresada aproximadamente por

$$J_{th}(A/cm^2) = (d/\beta)\{(1/\Gamma)\{\alpha + (1/L)\ln(1/R)\}\}^{1/m} + dJ_0 \quad (2.13)$$

Los parámetros típicos para láseres de InGaAsP/InP de 1.3  $\mu\text{m}$  son:  $d = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\Gamma = 0.2$ ,  $\alpha = 10$  a  $20 \text{ cm}^{-1}$  (con  $L = 300 \mu\text{m}$  y  $R = 30\%$ ),  $\beta = 0.02$ ,  $J_0 = 2000$  (y  $4000$  para diodos de AlGaAs/GaAs) y  $m = 1$ .

La corriente de umbral es obtenida multiplicando  $J_{th}$  por el área de la franja o región de emisión de luz. Si por ejemplo la amplitud es de  $10 \mu\text{m}$ ,  $I_{th}$  es alrededor de  $50 \text{ mA}$ .

Todos los parámetros mencionados anteriormente pueden ser utilizados bien para señalar los parámetros de diseño de un determinado láser de inyección o bien para examinar los diferentes comportamientos del mismo en función de parámetros tales como la longitud de la cavidad o los relacionados a los diferentes mecanismos de pérdida.

## CAPITULO 3

### FABRICACION DE ESTRUCTURAS LASER

Existen diversas técnicas para fabricar las diferentes estructuras de diodos láser, sin embargo, comúnmente se utilizan técnicas epitaxiales, ya que éstas permiten obtener capas epitaxiales de espesor grande y también extremadamente delgado, películas de muy alta calidad cristalina, con propiedades ópticas y eléctricas adecuadas, lo cual es un requerimiento para el buen funcionamiento de las sofisticadas estructuras láser.

En este capítulo se hace una revisión de estas técnicas de fabricación de las diferentes estructuras, los materiales semiconductores empleados en la fabricación de láseres y el encapsulado de los mismos.

#### 3.1.- Breve revisión de las técnicas de fabricación

La elaboración de estructuras a partir de compuestos semiconductores  $A^3B^5$  se han desarrollado principalmente por métodos epitaxiales, esto es, mediante el depósito de películas con propiedades adecuadas sobre obleas monocristalinas.

El depósito de capas epitaxiales se consigue transportando los materiales hacia la superficie del sustrato, donde reaccionan y se acomodan de acuerdo al arreglo cristalino del mismo.

La naturaleza o forma del transporte es la que da el nombre y tipo al método. Así se puede hablar de Epitaxia en Fase Líquida (LPE) cuando el transporte se realiza a través de una interfaz líquido-sólido, Epitaxia por Haces Moleculares (MBE) en el caso de evaporación de los compuestos en cámaras de ultra alto vacío y de Epitaxia en Fase Vapor (VPE) cuando los reactivos llegan a la superficie del sustrato en forma gaseosa. En VPE además se puede hablar de Depósito Químico cuando se efectúa

una reacción de esta naturaleza en el sistema. Así el método se denomina CVD y aún más si se emplean compuestos Metal-Organicos se habla de la técnica MOCVD.

De los métodos de crecimiento epitaxial, la tecnología LPE es la más simple para una amplia variedad de compuestos III-V y es la que más se ha utilizado para la fabricación de diodos láser de heterounión. MBE ofrece potencialmente el más amplio rango de posibilidades de materiales y el mejor control de las capas en espesores de unas cuantas capas atómicas, sin embargo es también la más compleja en cuanto a equipo e instrumentación y no siempre produce la calidad del material deseado. VPE es ampliamente utilizada para la producción comercial de LEDs de GaAs (o AsP) y ofrece un amplio rango de posibilidades con los requerimientos en el equipo, los cuales son más simples que en MBE pero más complejos que LPE.

### 3.2.- Epitaxia en Fase Líquida ( LPE)

Básicamente con esta técnica se crecen películas epitaxiales sobre substratos cristalinos por precipitación directa de la fase líquida (por enfriamiento), estando la solución compuesta de los elementos que formarán la capa, uno de los cuales actuará como solvente y los demás como solutos.

#### 3.2.1.- Cinética de crecimiento

La solución y el substrato son mantenidos separados en el aparato de crecimiento.

La solución se satura con el material a ser crecido hasta que la temperatura de crecimiento es alcanzada. En seguida la solución es puesta en contacto con la superficie del substrato, acto seguido se enfría a una razón ( $^{\circ}\text{C}/\text{min}$ ) y durante un intervalo de tiempo apropiados para la generación de capa deseada. Cuando el substrato es monocristalino y la constante de red del material a precipitar es muy cercano a la constante de red del substrato, se forma una capa epitaxial sobre la superficie del substrato.

Convencionalmente el crecimiento de películas de GaAs, se efectúa en un fundido de Ga, que se encuentra a una temperatura del orden de  $800^{\circ}\text{C}$ .

Existen algunas variantes de esta técnica de crecimiento; una forma es empezar con una solución de As en Ga, el cual es saturado a una cierta temperatura, luego se baja la temperatura del fundido de modo tal que este último llega a estar supersaturado. El substrato (que esta a una temperatura diferente) se inserta y mantiene durante un

tiempo finito. El crecimiento del cristal ocurre debido a la supersaturación en el fundido. Esta forma se conoce como "step-cooling" y es empleada para el crecimiento de capas extremadamente delgadas. Otra forma conocida como "equilibrium-cooling" consiste en lo siguiente, se empieza con una solución saturada de As con una composición dada a una determinada temperatura. Un sustrato (que esta a la misma temperatura) es introducido en la solución y luego se disminuye lentamente la temperatura del sistema provocando que la solución entre a un estado supersaturado del cual procede hacia el equilibrio debido a la pérdida de As por el crecimiento de GaAs. El crecimiento continua hasta que el sustrato es removido de la solución.

Debido a las temperaturas de crecimiento relativamente bajas comparadas al punto de fusión congruente (600 °C), se crecen capas con baja contaminación (impurificación no intencional) y buena calidad.

### 3.2.2.- Sistemas Para el crecimiento de películas

Los aparatos típicos empleados en LPE son tres: (1) horno inclinado, (2) horno vertical y (3) el sistema multibin (multicubas). Un diagrama del sistema multibin LPE se muestra en la siguiente figura.

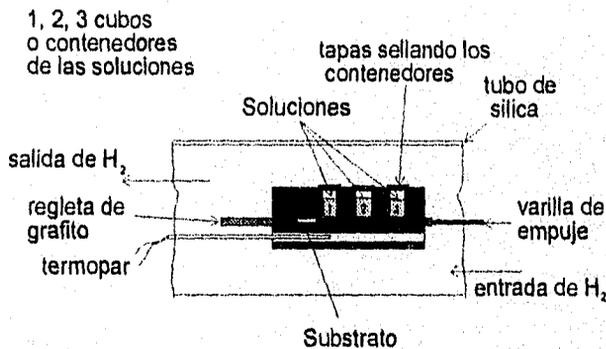


Fig.3.1 Sistema de depósito por Epitaxia en Fase Líquida (LPE).

En este sistema la posición del sustrato es controlada deslizando una regleta de grafito que contiene al sustrato y permite colocarlo bajo un fundido específico.

Esta técnica proporciona una muy buena uniformidad de las películas y la casi completa remoción del fundido.

### 3.2.3. Secuencia tecnológica para el depósito de películas

La secuencia que se sigue para crecer películas epitaxiales por esta técnica son supersaturación del fundido, introducción del sustrato, crecimiento de la película y remoción del sustrato

Un procedimiento típico para crecer películas de (Al, Ga)As por esta técnica es el siguiente;

- \*Primero se carga el Ga en el cubo del bote.
- \*Se calienta a 1000 °C por 4-10 hrs. para evaporar las impurezas.
- \*Se satura el Ga con As añadiendo GaAs policristalino a la solución de Ga.
- \*Se hace un tratamiento térmico a 800 °C por 4 hrs. para remover impurezas volátiles tales como oxígeno y azufre.
- \*Después del tratamiento térmico se carga el sustrato y se introducen las impurezas.
- \*El siguiente paso consiste en elevar la temperatura 15 °C mas de la temperatura de crecimiento durante 2-3 hrs. y luego bajar a la temperatura de crecimiento (700-800 °C).

La calidad de las capas es fuertemente dependiente de la calidad del sustrato. Por tanto los sustratos deberán estar limpios, libres de óxido y tener una baja densidad de dislocaciones ya que las imperfecciones estructurales del sustrato tienden a aparecer también en el crecimiento de las capas .

Una forma de obtener capas de buena calidad es crecer una capa buffer o capa colchón no impurificada intencionalmente entre el sustrato y la capa epitaxial con objeto de reducir el efecto que tendrían los defectos cristalinos del sustrato.

Con la técnica LPE se pueden crecer películas con espesores desde 0.1  $\mu\text{m}$  hasta cientos de micras. La dificultad para crecer películas muy gruesas se debe al gran tiempo de crecimiento, lo cual hace difícil mantener estrictamente el mismo parámetro en el sistema durante el crecimiento.

### 3.2.4.- Ventajas y desventajas de la técnica

Una gran ventaja de la técnica LPE es que el crecimiento de la capa puede contener menos impurezas que los componentes usados en el crecimiento debido a que las impurezas tienden a permanecer en la fase líquida durante la cristalización.

Otras ventajas son manejo de reactivos no peligrosos (no explosivos, tóxicos o corrosivos), simplicidad del equipo (no requiere vacío), razones de depósito altas (decenas de micras por minuto).

Como desventaja, se tiene que el coeficiente de distribución es dependiente de la temperatura y puede conducir a una distribución no uniforme de las impurezas en la capa. Sin embargo durante el crecimiento la concentración de impurezas se incrementa. En un crecimiento óptimo estos dos efectos casi se compensan uno al otro, conduciendo a capas uniformes.

Otras desventajas de la técnica son: la preparación de aleaciones ternarias o cuaternarias no es reproducible cuando los coeficientes de distribución de los elementos constituyentes varían mucho, también debido a que el crecimiento ocurre durante un pequeño intervalo de tiempo, la homogeneidad de la capa en la dirección de crecimiento es difícil de controlar.

Las desventajas de la técnica se deben principalmente a la dificultad de crecer películas de espesor uniforme debido a que la inclusión de Ga que produce ondulaciones de la superficie, la dificultad de evitar inestabilidades en el crecimiento y la necesidad de enjuagar el solvente después del crecimiento de la capa.

### **3.2.5.- Dopantes utilizados para crecer películas impurificadas**

Deben utilizarse dopantes con bajo coeficiente de distribución y baja presión de vapor para evitar la contaminación a través de las diferentes fundidos. Como dopantes tipo p, se usan elementos del grupo II y elementos del grupo VI como dopantes tipo n. También elementos del grupo IV pueden ser añadidos directamente al fundido para propósitos de impurificación.

### **3.3.- Epitaxia en Fase Vapor (VPE)**

En esta técnica los reactivos (elementos o compuestos) son transportados hacia el sustrato, es decir al lugar donde tendrá lugar la reacción, en forma de vapor. Puesto que en el GaAs, el As tiene una alta presión de vapor, puede ser transportado por sublimación directa, sin embargo comúnmente se utilizan otras fuentes tales como  $AsCl_3$  y  $AsH_3$  debido a su conveniencia y a su alta pureza. Como gas portador comúnmente se usa hidrógeno.

Cuando los reactivos llegan a la superficie del sustrato pueden ser adsorbidos o quimioadsorbidos, reaccionan y aportan los elementos de los que la capa será formada.

La temperatura de la superficie es lo suficientemente alta para que las especies puedan moverse por difusión superficial.

El crecimiento empieza una vez que las especies reactantes llegan a la superficie del sustrato donde chocan formando pequeños núcleos y luego por la fusión de estos núcleos, se forma un núcleo estable, éste a su vez se va expandiendo conforme los átomos que van llegando se van acomodando en el núcleo.

Existen dos modalidades de esta técnica; fuente líquida y fuente sólida. En el caso de fuente líquida se utiliza un burbujeador para proporcionar el vapor necesario para la reacción

En el crecimiento de capas de GaAs por este método usando fuente líquida el As es obtenido de  $AsCl_3$  y el Ga de una fuente líquida de galio. Mientras que en la técnica de fuente sólida el GaAs es usado como fuente de Ga y el As se obtiene de  $AsH_3$ , aunque puede usarse arsénico sólido.

### 3.3.1.- Aparatos de crecimiento de películas

Existen reactores horizontales de tubo abierto y de tubo cerrado así como reactores verticales. Cada uno de ellos tiene ventajas y desventajas.

Una representación esquemática de reactores horizontales se muestra en la siguiente figura

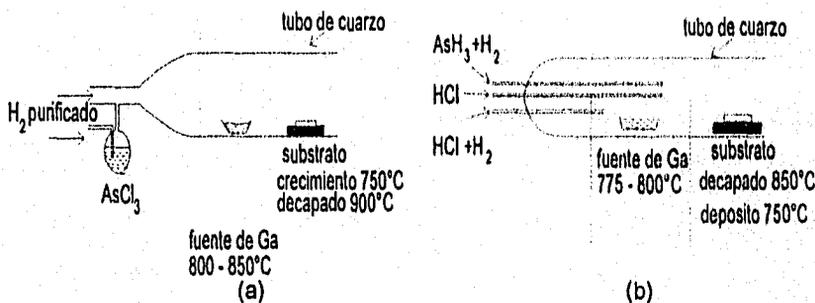


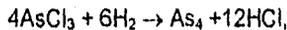
fig.3.2.- Sistema VPE a) proceso haluro, b) proceso hidruro.

El calentamiento puede hacerse con radiofrecuencia o con resistencias.

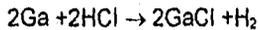
### 3.3.2.- Cinética de crecimiento

En el proceso haluro (llamdo así por la fuente de As, el  $\text{AsCl}_3$ ), la fuente de Ga es calentada alrededor de  $850\text{ }^\circ\text{C}$ . Mientras que la temperatura del sustrato es más baja ( $750\text{ }^\circ\text{C}$ ).

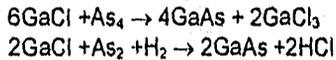
Sobrecalentando la  $\text{AsCl}_3$  se produce la siguiente reacción:



el HCl combinado con Ga o GaAs da:



En este proceso, el As inicialmente reacciona con el Ga hasta que llega a estar saturado y se forma una delgada costra de GaAs en la fuente de Ga. A esto se le llama saturación de la fuente; el GaCl y el As pasan a la corriente de gases y llegan hasta el sustrato donde ocurre la depósito de acuerdo a las siguientes reacciones;



La pureza de las capas crecidas es fuertemente dependiente de la fracción molar de  $\text{AsCl}_3$  fluyendo hacia el reactor. A bajas fracciones molares ( $10^{-3}$ ) pueden tenerse niveles de impurificación no intencionales tan altos como  $10^{16}\text{ cm}^{-3}$ .

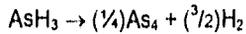
A grandes fracciones molares (arriba de  $10^{-2}$ ) estos niveles pueden caer a  $10^{13}\text{ cm}^{-3}$  o más bajos en un buen sistema. Este efecto se debe a la reducción de la interacción del HCl con el  $\text{SiO}_2$  del tubo del reactor.

Las capas crecidas pueden ser impurificadas introduciendo gases conteniendo  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{H}_2\text{Se}$ , Zn +  $\text{H}_2$ , etc. Los dopantes también pueden ser añadidos a la fuente de Ga.

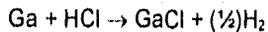
Con esta técnica pueden alcanzarse razones de crecimiento de decenas de micras por hora.

Otro proceso diferente conocido como proceso hidruro utiliza  $\text{AsH}_3$  en vez de  $\text{AsCl}_3$  como fuente de As. Aquí los flujos de Ga y de As son formados separadamente El HCl es añadido al  $\text{H}_2$  para transportar el Ga en la corriente desde la fuente.

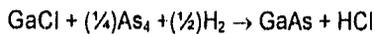
La arsina se descompone de acuerdo a la siguiente reacción



Por otro lado, al hacer pasar HCl sobre la fuente de Ga, se forman moléculas de GaCl a través de la siguiente reacción química



Finalmente estos flujos llegan al sustrato donde se lleva a cabo el crecimiento epitaxial, es decir;



Típicamente la fuente de Ga se mantiene a una temperatura entre 775 - 800°C y el sustrato a 750°C

Este método tiene gran flexibilidad pero requiere gas de HCl muy puro.

### 3.4.-Depósito Químico en Fase Vapor de Metalorgánicos (MOCVD)

Esta técnica es una modalidad de VPE la cual utiliza compuestos metal-organicos con el objeto de tener a todos los precursores directamente en fase vapor.

El compuesto metal-organicos (por ejemplo TMG) se transporta en forma de vapor haciendo pasar hidrogeno a través de un burbujeador conteniendo dicho compuesto. El flujo de arsénico es introducido en forma separada de una fuente de arsina o arsénico elemental.

El rango de temperaturas de crecimiento es 500-1100°C. Las altas temperaturas favorecen la calidad de las capas crecidas, pero incrementan la formación de defectos cristalinos como por ejemplo vacancias, conduciendo una alta impurificación no intencional debido a la incorporación de contaminantes. Típicamente el rango de temperaturas para un buen crecimiento es 650-750°C.

A diferencia de un sistema VPE estándar donde el crecimiento ocurre en un reactor caliente, en un proceso MOCVD solamente el sustrato es calentado y puede ser por radiofrecuencia o por radiación (aunque también se tiene calentamiento resistivo).

Una representación esquemática del proceso MOCVD se da en la siguiente figura

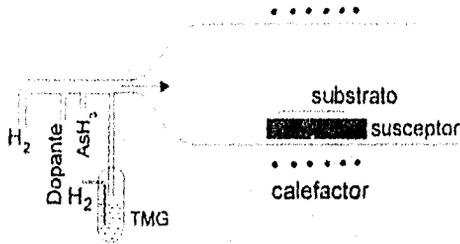


Fig.3.3. - Sistema de depósito por MOCVD.

El procedimiento típico de crecimiento por esta técnica incluye la preparación del sustrato (limpieza y decapado), purga del sistema, decapado térmico, y depósito.

El depósito con compuestos metal-orgánicos se basa en la descomposición pirolítica de diferentes reactivos para producir el compuesto deseado como producto final. En esta técnica se puede elegir entre una amplia gama de compuestos metal-orgánicos e hidruros para la reacción de acuerdo a las características del proceso y del material deseado.

Par el caso de crecimiento de capas de arseniuro de galio (GaAs), los más universalmente empleados son el trimetil galio  $Ga(CH_3)_3$  (comúnmente llamado TMG) o el trietil galio (TEG) como fuentes de Ga y la arsina como fuente de As.

Así mismo existe una gran variedad de dopantes para obtener películas tipo p o tipo n; entre ellos se tienen el dietilo de zinc (DEZn) para impurificación tipo p y silano ( $SiH_4$ ) para tipo n.

Las razones de crecimiento típicas son del orden de  $0.1 \mu m/min$ .

El principal problema de éste proceso es la contaminación con carbono que proviene de las fuentes orgánicas. Sin embargo la calidad de las películas obtenidas es muy buena, y el proceso es relativamente simple, de ahí que en los últimos años se haya establecido como una técnica comercial de amplio uso.

### 3.5.- Epitaxia por Haces Moleculares (MBE)

En esta técnica se utiliza la evaporación controlada desde una fuente elemental (o coevaporación de muchas fuentes) para depositar películas epitaxiales bajo condiciones de ultra-alto vacío.

Por este método pueden ser depositados una amplia variedad de materiales, incluyendo Si, compuestos  $A^3B^5$ , compuestos  $A^2B^6$  y aleaciones ternarias y cuaternarias.

#### 3.5.1.- Aparatos de crecimiento de películas

Existe una gran variedad de aparatos para realizar crecimientos por esta técnica. Uno de los más típicos se muestra en la siguiente figura.

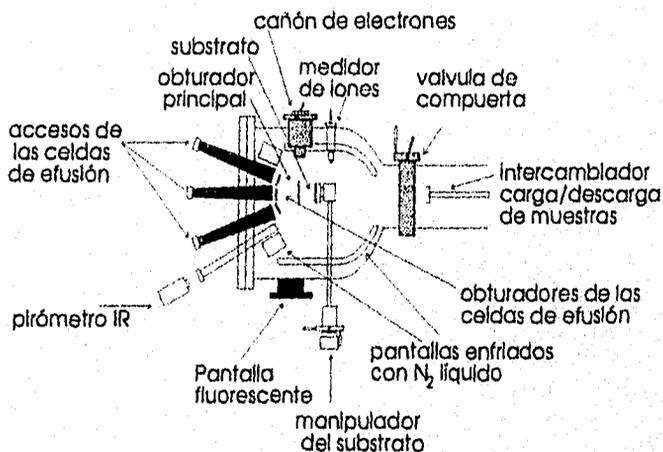


Fig.3.4.- Cámara de deposición por MBE.

Este sistema contiene un soporte del substrato, con un calefactor para fijar la temperatura requerida en la oblea y pequeñas celdas de efusión, con sus respectivas fuentes de calor y con salida de cara al substrato. Estas celdas de efusión son las fuentes de los haces atómicos o moleculares de las impurezas o

materiales a evaporar (Ga, As, Al, In, etc.), cada una de estas celdas esta separada una de otra por envolturas de nitrógeno líquido ( $N_2$ ) para evitar interferencia o intercontaminación de las fuentes. Con el mismo propósito, el soporte del sustrato, tiene una envoltura de  $N_2$  atrás de la muestra y esta manufacturado con materiales de baja presión de vapor tal como la alumina, tantalum o grafito.

El vacío de trabajo en la cámara de crecimiento es alrededor de  $10^{-10}$  torr. Para preservar este vacío, las muestras son insertadas a la cámara por medio de un sistema (secundario) auxiliar, que evita romper el vacío de la cámara principal (sistema interlock)

En este tipo de sistemas se dispone de dispositivos de monitoreo *in situ* tales como difractómetros de reflexión de alta energía, espectrómetros de masa, espectrómetros Auger, medidores de iones, etc., todos ellos son usados para controlar los haces moleculares y el crecimiento de las capas epitaxiales.

### 3.5.2.- Procedimiento de crecimiento de películas

En esta técnica el proceso de crecimiento se da de la siguiente manera. Considerando como ejemplo el GaAs, los átomos de Ga, de  $As_2$  y de  $As_4$  chocan con la superficie del sustrato. La proporción de átomos de Ga y As que se alimentan, se puede expresar como la relación  $J(As)/J(Ga)$  o razón VIII. Regularmente esta relación es mucho mayor a la unidad, así que todos los átomos de Ga se pegan, además de los necesarios de arsénico, el resto del flujo de As permanece en la superficie formando una composición estequiométrica de la capa. La intensidad del haz y así la razón de depósito puede ser controlada variando la temperatura de la fuente de Ga. La fuente de As usualmente es arsénico sólido.

La temperatura de crecimiento en el sustrato se mantiene relativamente baja (entre 500 y 650 °C), lo cual conduce a bajas razones de crecimiento (del orden de  $1^\circ A/s$ ) y una razón de difusión volumétrica baja.

El haz de átomos que inciden puede ser variado rápidamente con el obturador (shutter) de la celda de efusión. Esto hace posible realizar un cambio en la composición o impurificación de las estructuras crecidas, literalmente dentro de una distancia atómica.

Las intensidades de los haces moleculares y así las razones de depósito pueden ser controladas variando la temperatura de la fuente del material a evaporar. Otros factores que pueden modificar el flujo del haz es el peso molecular de los átomos o moléculas, el área del orificio y la distancia a la superficie de la oblea.

### 3.5.3.- Materiales para impurificación

Los elementos del grupo IV tales como Si, Ge y Sn son usados como materiales donores. Ellos pueden ocupar ya sea sitios de Ga o de As en la red del GaAs, dependiendo de la concentración de vacancias de Ga o de As que se tengan. Como dopante tipo p generalmente se usa Be, el Zn (otro dopante tipo p) es poco utilizado debido a su bajo coeficiente de permanencia.

### 3.5.4.- Ventajas y desventajas de la técnica

Entre otras ventajas, por MBE se pueden crecer capas delgadas (espesores del orden de nanómetros) con buena morfología. Esto hace posible el crecimiento de heterouniones, superredes y estructuras multicapa.

Si consideramos a la movilidad como valor indicativo de la calidad de los materiales, se tiene que la movilidad de los portadores obtenida en las películas crecidas, son comparables a las obtenidas por otros métodos epitaxiales.

La eficiencia radiativa del material preparado por esta técnica es más baja que la obtenida por LPE debido probablemente a los defectos puntuales nativos. Lo anterior posiblemente este relacionado a las bajas temperaturas de depósito que se utilizan

### 3.5.5.- Secuencia tecnológica de crecimiento de estructuras

Al igual que en otras técnicas epitaxiales, la preparación del sustrato es crucial para la calidad de las capas crecidas.

Una preparación típica incluye tratamiento químico con una solución de Bromo/metanol y algunas mezclas de ácido sulfúrico, peróxido de hidrogeno y agua deionizada.

Después de la preparación del sustrato, éste es montado y sometido a un calentamiento a  $555 \pm 5$  °C con flujo de arsénico para remover el óxido y restos de carbono.

### 3.6. - Principales materiales semiconductores para fabricar diodos láser

Se tienen una gran variedad de materiales semiconductores compuestos (binarios, ternarios y cuaternarios) utilizados en la fabricación de Láseres. Con ellos es posible cubrir el espectro de luz desde el azul hasta el infrarrojo.

Se usan compuestos semiconductores en todos los diodos láser porque los semiconductores elementales (tales como el silicio y el germanio entre otros), carecen de una estructura de niveles con energía adecuados para permitir el efecto láser.

La notación general en compuestos y aleaciones semiconductores frecuentemente usada es  $A_xB_{1-x}C$  para compuestos ternarios y  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$  o  $A_xB_{1-x}C_yD$  para compuestos cuaternarios, donde  $x$  y  $y$  indican la fracción molar del elemento,  $A$  y  $B$  los elementos del grupo III,  $C$  y  $D$  elementos del grupo V.

El arseniuro de galio (GaAs) fue el primer material donde se obtuvo el efecto láser y sus soluciones sólidas III-V  $Ga_{1-x}Al_xAs$  han sido las más estudiadas y desarrolladas.

El arseniuro de galio aluminio ( $Ga_{1-x}Al_xAs$ ) es un material ampliamente usado en la fabricación de diodos láser. Este material se forma sustituyendo átomos de Ga por átomos de Al en el GaAs.

Se ha encontrado que algunos sistemas ternarios tienen una energía de ancho de banda de energía suficiente para emitir a determinadas longitudes de onda para aplicaciones específicas, sin embargo sus espaciamientos interatómicos o constantes de red no les permiten acoplarse a compuestos binarios tal como el GaAs o el InP los cuales normalmente se usan como sustratos. Esto obliga a emplear compuestos cuaternarios tal como el InGaAsP, el cual presenta buen acople a un sustrato de InP por ejemplo, de otro modo se tendrían interfaces sustrato-capas crecidas con una gran cantidad de estados interfaciales.

Para conseguir heteroestructuras con trampas interfaciales despreciables (con muy baja densidad de estados interfaciales), entre las redes de la capa epitaxial y el sustrato deberá existir un acoplamiento de red extremadamente cercano. Así usando GaAs (con constante de red  $a = 5.6533 \text{ \AA}$ ) como sustrato, el compuesto ternario  $Al_xGa_{1-x}As$  deberá tener un desacople no mayor de 0.1%. Similarmente, usando InP (donde  $a = 5.8686 \text{ \AA}$ ) como sustrato, el compuesto cuaternario  $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ , puede tener un acople de red casi perfecto. En arquitecturas que incorporan capas esforzadas (strained-layers) es posible tener desacople en la red de hasta de 1%.

En la siguiente tabla se presentan los principales materiales semiconductores empleados en la fabricación de Láseres y se indica la longitud de onda de emisión.

Compuesto	Longitud de onda ( $\mu\text{m}$ )
ZnSe	0.525
AlGaInP	0.63 - 0.68
$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$	0.67
$\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	0.62 - 0.895
GaAs	0.904
$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	0.98
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	1.10 - 1.65
$\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.58}\text{P}_{0.42}$	1.31
$\text{In}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As}_{0.9}\text{P}_{0.1}$	1.55
InGaAsSb	1.70 - 4.4
PbEuSeTe	3.30 - 5.8
PbSSe	4.20 - 8.0
PbSnTe	6.30 - 29
PbSnSe	8.00 - 29

Tabla 3.1 Materiales semiconductores y longitud de onda de emisión.

Virtualmente todos los materiales utilizados en la fabricación de láseres son de bandas directas debido a que la probabilidad de transición radiativa es mucho más alta que en un material de bandas indirectas.

En materiales para láseres de compuestos III-V, la composición molar afecta dos características importantes como son: la energía del ancho de banda y la constante de red como se muestra en la siguiente figura.

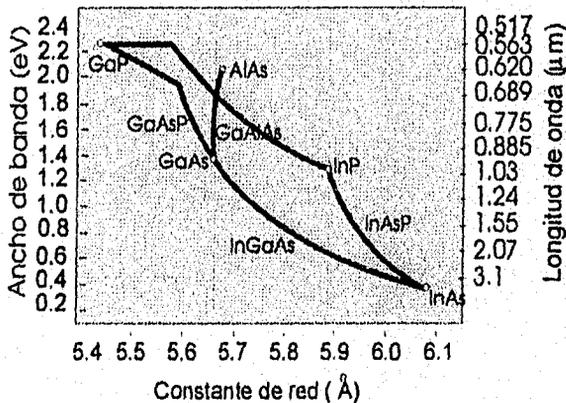


Fig.3.5.- Semiconductores compuestos para la fabricación de diodos láser

Los compuestos binarios tales como el GaAs, el InP y el InAs ocupan puntos únicos, debido a que su composición determina ambos; ancho de banda y constante de red.

Los compuestos ternarios tienen anchos de banda y constantes de red que caen a lo largo de las líneas que conectan esos puntos, dependiendo de su composición, así el InGaAs está en la línea entre el GaAs y el InAs. En muchos casos, añadiendo el tercer elemento cambia tanto el ancho de banda como la constante de red. Un caso excepcional es el AlGaAs debido a que tanto el GaAs como el AlAs, tienen constantes de red aproximadas de modo que se mueven a lo largo de la línea  $Al_xGa_{1-x}As$  desde el GaAs ( $x = 0$ ) hasta el AlAs ( $x = 1$ ), mostrando solo ligeros cambios en la constante de red y considerables cambios en el ancho de banda.

Para el caso del sistema InGaAsP, prácticamente no existen pares con características similares. Esto es, al cambiar la fracción molar ( $x$ ) de In en el compuesto de  $In_xGa_{1-x}As$  desde 0 hasta 1, se afectan tanto el ancho de banda como la constante de red. Lo mismo ocurre en otros sistemas ternarios, la única forma de hacer compatible el sustrato binario de InP, es usando el compuesto cuaternario InGaAsP, que ocupa el área definida por los puntos GaP, InP, InAs y GaAs en la figura 3.5.

En este último caso, el diseñador deberá variar ambas razones In/Ga y As/P en el compuesto  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ , para conseguir una capa activa compatible al sustrato de InP con la energía de ancho de banda necesaria (o longitud de onda de emisión).

### 3.7.- Crecimiento de estructuras láser

Los Láseres de semiconductores están formados de muchas capas depositadas sobre un sustrato o material de partida. El número y tipo de capas dependerá del tipo de estructura que se vaya a crecer. Los sustratos estándar son de GaAs y de InP, cuyas constantes de red son 0.566 y 0.587 nm respectivamente.

Generalmente la técnica de MOCVD es usada para crecer capas de InP dopadas con Fe y VPE es usada para crecer capas tipo n de InP y capas activas de InGaAsP y capas de contacto tipo p de InP.

Los láseres de semiconductores pueden estar constituidos de capas de diferente composición, pero sus constantes de red deberán diferir solo ligeramente como ya se mencionó, de lo contrario el dispositivo tendrá muchas posibilidades de falla. Esto significa que los diseñadores deberán seleccionar composiciones de la capa no solo para tener un ancho de banda y un índice de refracción específicos, sino también para acoplar la constante de red de las capas a la del sustrato.

Otro problema importante en los compuestos semiconductores es la estructura interna de los niveles de energía, la cual deberá ser de alta eficiencia en la transferencia de energía de la corriente de inyección a luz de salida. Por supuesto esto requiere de cuidado especial en el diseño de la estructura del dispositivo para optimar la transferencia de energía en un material dado, consecuentemente también requiere de un balance adecuado con las otras consideraciones que ya se discutieron.

### 3.8 - Estructuras láser típicas

Los primeros dispositivos emisores de luz prácticos tal como los LEDs (y los primeros Láseres) fueron hechos de una unión p-n de GaAs.

Un (LED) también hace un efecto láser pero con muy baja eficiencia. Un diodo láser en cambio consigue alto desempeño a través de sus sofisticadas estructuras internas, con lo cual se consigue controlar el flujo de electrones y de la luz a través de las diferentes capas semiconductoras. A continuación se describen algunas de las principales estructuras de diodos láser

#### 3.8.1.- Láseres de homounión

Básicamente este tipo de láser es una estructura como la de un LED, excepto que el diodo láser tiene dos caras reflectivas (o alguna cavidad de resonancia) y las corrientes que maneja son muy altas.

Un diseño de láser de homounión se muestra en la siguiente figura.

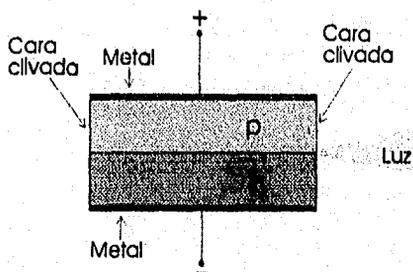


Fig 3.6 láser de homounión

Este tipo de diodos láser fueron hechos completamente de un solo compuesto, típicamente de arseniuro de galio (GaAs). La unión se consigue creciendo una capa de GaAs tipo p sobre un sustrato de GaAs tipo n, con sus respectivos contactos óhmicos (sobre la capa crecida y por atrás del sustrato).

Aplicando un voltaje negativo al material n y un voltaje positivo al material p (condición de polarización directa) se logra que los portadores fluyan a través de la unión. En la unión los *electrones libres* del material n son atrapados por los *huecos* del material p (como se indicó en la figura 2.6 del capítulo 2), liberando energía como fotones por medio del proceso llamado *recombinación*.

Estos Láseres requieren de altas corrientes para producir la inversión de población (condición de umbral), por lo tanto solo pueden operar en modo pulsado, con objeto de evitar fallas catastróficas por el acumulamiento de calor y además necesitan un enfriamiento criogénico y una eficiente disipación de calor.

### 3.8.2.- Láseres de heteroestructura

Los láseres de heteroestructura consisten de una capa activa no dopada situada a manera de emparedado entre dos capas de diferente composición y diferente ancho de banda, y por tanto de diferente índice de refracción.

Una estructura más sencilla es la del láser de una sola heterounión, formado por una capa de GaAs y una de AlGaAs. La diferencia en el ancho de banda de ambos materiales ayuda a confinar la luz y la excitación en la capa activa de AlGaAs, permitiendo que este tipo de láser produzca pulsos de luz con una potencia pico alta a temperatura ambiente, aunque no pueden operar en modo continuo (cw) o durante ciclos de trabajo largos.

El láser de doble heteroestructura esta formado por una delgada capa activa de GaAs (típicamente de 0.2  $\mu\text{m}$ ) entre dos capas de diferente material por ejemplo AlGaAs. Este confinamiento en ambos lados de la capa activa hace más eficientes a los láseres de doble heteroestructura que los de una sola heteroestructura. Este tipo de láser opera a temperatura ambiente y en régimen continuo.

La clave de este diseño es que la capa delgada tipo p, *capa activa*, es de un material con ancho de banda más pequeño que las capas gruesas tipo p y tipo n de cada lado.

En dispositivos utilizados en comunicaciones por fibra óptica, la capa activa es de InGaAsP:  $\text{In}_{0.73}\text{Ga}_{0.27}\text{As}_{0.58}\text{P}_{0.42}$  para láseres de 1.31  $\mu\text{m}$  y  $\text{In}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.1}$  para láseres de 1.55  $\mu\text{m}$ . Sin embargo es difícil conseguir proporciones exactas, por lo que las longitudes de onda de emisión anteriores son ligeramente diferentes. En

dispositivos prácticos, se especifica el rango de tolerancia para la longitud de onda de emisión.

En la siguiente figura se ilustra un láser de este tipo.

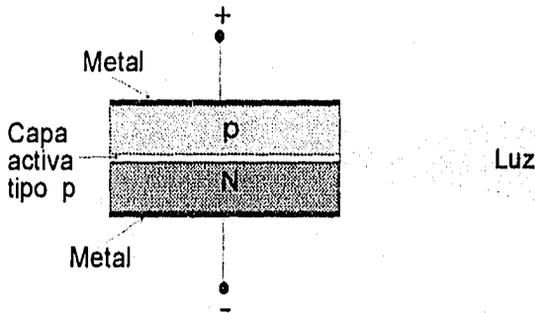


Fig.3.7 Láser de doble heteroestructura

Cuando a la estructura se le polariza en directa, se inyectan huecos y electrones desde las regiones p y n hacia la capa activa respectivamente. Estos portadores de carga llegan a ser atrapados entre las barreras de energía potencial creadas por los materiales de ancho de banda más grande.

Por tanto en polarización directa en una doble heteroestructura, los portadores (huecos y electrones) pueden entrar a la región activa pero no pueden escapar tan fácilmente como lo hacen en una homounión. A esto se le llama *confinamiento de portadores* y permite que un gran número de electrones y de huecos sean confinados en un pequeño volumen, lo cual para un diodo láser permite incrementar la ganancia, reducir la corriente de umbral e incrementar la eficiencia y por supuesto más alta eficiencia significa más luz y menos calor.

Los láseres de una sola heterounión permanecen en producción para ciertas aplicaciones militares pero son raramente usados comercialmente.

### 3.8.3.- Láseres de geometría de franja (stripe-geometry)

La gran mayoría de diodos láser comerciales en uso hoy en día son del tipo de geometría de franja. Estos se encuentran en dos variedades básicas: de ganancia guiada (gain-guided) y de índice guiado (index-guided).

Para conseguir eficiencias aún más grandes, la capa activa de un diodo láser de doble heteroestructura puede ser reducida en dos dimensiones en vez de solo una. Esto define la propuesta fundamental de los diodos láser de geometría de franja.

### 3.8.3.1.- Diodos de ganancia guiada (gain-guided)

Mediante diversas técnicas se puede restringir el área lateral del flujo de corriente a través de la capa activa en diodos láser de ganancia guiada. Un método simple consiste en poner una capa ranurada hacia abajo de un material aislador tal como el dióxido de silicio ( $\text{SiO}_2$ ) entre el contacto metálico y el resto de la película semiconductor.

En la siguiente figura se indica una estructura de este tipo

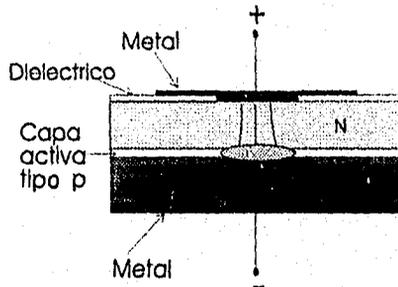


Fig.3.8.- Diodo láser de ganancia guiada

Esta estructura expone un delgado listón de metal desde el cual la corriente puede fluir a través de la capas semiconductoras como se indica por las líneas en la figura 3.8. Este control de corriente permite obtener la inversión de población solo en la franja, creando de esta manera un buen efecto de guía de onda. A esta franja comúnmente se le llama *región de ganancia* del láser, la cual actúa como una angosta guía de onda para la luz.

Los láseres de ganancia guiada son simples, pero su confinamiento óptico es pequeño, lo cual limita la calidad del haz y hace imposible obtener salida estable en modo longitudinal simple

### 3.8.3.2.- Diodos de índice guiado (index-guided)

Por otro lado, los diodos láser de índice guiado usan una cierta estructura de guía de onda para confinar ópticamente la luz láser a una angosta región de la capa activa.

Uno de los diseños más efectivos es el diodo láser de heteroestructura enterrada. Este diseño toma ventaja de la naturaleza de los materiales de ancho de banda grande y de bajo índice de refracción pequeño para contener la luz láser por medio de la reflexión interna total. Un esquema de este diseño se muestra en la siguiente figura.

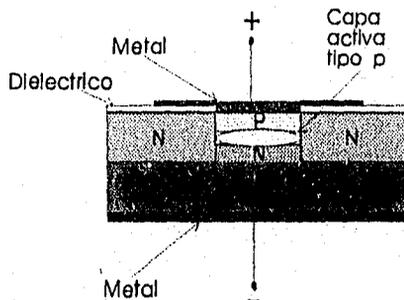


Fig.3.9.- Diodo láser de índice guiado

En este dispositivo una región activa angosta es rodeada por sus cuatro lados con materiales de ancho de banda grande e índice de refracción bajo, lo cual sirve para contener (o confinar) tanto la luz como los portadores de carga.

La ganancia guiada también puede ser usada con esta estructura para concentrar el flujo de corriente a través de la franja activa.

Muchas estructuras de diodos láser de ganancia guiada e índice guiado han sido desarrolladas para diversas aplicaciones. Por ejemplo la corriente eléctrica en diodos de ganancia guiada pueden ser confinados por capas aislantes, por regiones implantadas por protones ó incluso con uniones polarizadas en inversa.

Para diodos de índice guiado las estructuras más importantes incluyen heteroestructuras enterradas, media luna enterrada, heteroestructuras enterradas de doble canal, de guía de onda de lomo (ridge) y substratos planares canaleados.

A causa del angosto confinamiento de los portadores de carga y de la luz emitida que se consigue con las diferentes estructuras de índice guiado, los diodos láser basados sobre esta arquitectura son muy eficientes.

En los diodos láser de índice guiado la angosta región activa también genera un estrecho haz de luz coherente lo cual es un requerimiento en aplicaciones tales como comunicaciones por fibra óptica, almacenamiento óptico, e impresión láser.

Por otro lado los diodos de ganancia guiada generan un haz de luz más ancho y menos coherente, sin embargo tienen la ventaja de lograr mayor potencia que los diodos de índice guiado.

### **3.8.4. - Láseres de pozos cuánticos**

Con el desarrollo de las avanzadas técnicas de fabricación de dispositivos semiconductores tales como MBE y MOCVD, ha llegado a ser posible crecer estructuras extremadamente delgadas. Usando MOCVD por ejemplo, es factible crecer películas de sólo unas capas atómicas.

Cuando el espesor de las capas activas de una doble heteroestructura están por abajo de 50 nm, el movimiento de los huecos y los electrones estará limitado a una sola dimensión. Esto hace cambiar la energía y el momento de los portadores dentro del material y consecuentemente se modifican las propiedades ópticas en forma significativa.

Un efecto importante es que las bandas de conducción y de valencia, cada una se divide en sub-bandas discretas con distribuciones de energía que dependen del espesor del material.

Otra consecuencia directa es que la probabilidad de transición entre una sub-banda de conducción y una sub-banda de valencia cambia.

El primer efecto implica que la longitud de onda de la luz emitida puede ser ajustada variando el espesor de la capa activa y el segundo efecto propicia que la inversión de población sea más fácil de lograr.

#### **3.8.4.1. - Láseres de un solo pozo cuántico (SQW)**

Un pozo cuántico es esencialmente una muy delgada capa (del orden de 20 nm), colocada entre dos capas con ancho de banda más grande. Al igual que un diodo láser fabricado de una unión de doble heteroestructura pero con una capa activa menor de 50 nm de espesor, este diodo se denomina láser de un solo pozo cuántico ó láser SQW (Single Quantum Well). Esta estructura confina los electrones a la capa de

pozo cuántico, la cual es tan delgada que los estados de energía en las bandas de valencia y conducción son cuantizados y no forman un continuo en el volumen del material.

Las capas adyacentes también confinan la luz en la capa activa. En una heteroestructura de confinamiento separado de portadores y óptico, las capas adyacentes tienen capas con índice de refracción gradual (cuyo valor está entre el de la capa de pozo cuántico y el material que rodea la zona activa).

Los láseres SQW tienen mucha mayor ganancia y la corriente de umbral mucho más baja que en los dispositivos convencionales de doble heteroestructura.

También la luz de salida es substancialmente más coherente y tiene una longitud de onda que puede ser finamente modulada ajustando el espesor de las capas.

#### **3.8.4.2.- Láseres de múltiples pozos cuánticos (MQW)**

Para conseguir ganancia y potencia mayores, las capas de heteroestructuras SQW deberán ser apiladas como en un mazo de cartas obteniéndose una nueva estructura que se denomina láser de pozos cuánticos múltiples o láser MQW (Múltiple Quantum Well).

Los láseres MQW consiguen alto desempeño al combinar el confinamiento extremadamente angosto de portadores de un SQW con el confinamiento óptico de las capas superiores múltiples. Esto es porque aumenta el volumen del material excitado, lo cual permite obtener mayor potencia.

Como las estructuras de pozos cuánticos de doble heteroestructura convencionales pueden acomodar arquitecturas de ganancia guiada e índice guiado, la aplicación de MQW ha permitido realizar diseños de diodos altamente eficientes desde láseres de una sola capa activa hasta arreglos de alta potencia.

La barrera de energía formada por la diferencia en el ancho de banda del material deberá ser lo suficientemente gruesa para evitar el tunelamiento cuántico.

En la siguiente figura se muestran este tipo de estructuras

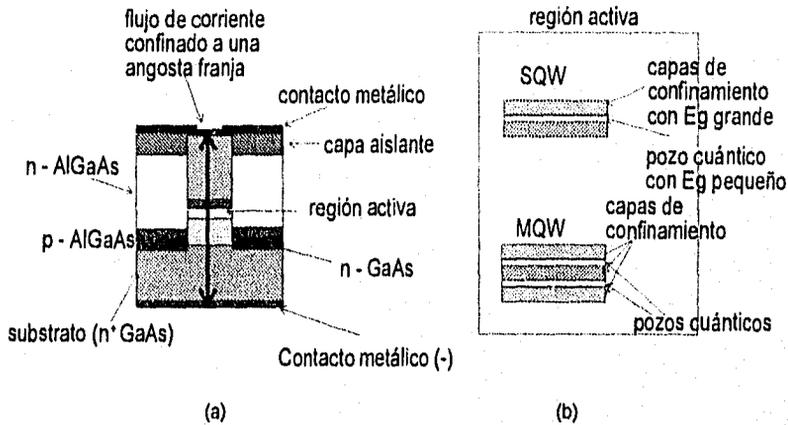


Fig.3.10.- (a) Estructura de diodos láser de pozos cuánticos, (b) vista ampliada de la región activa

### 3.8.5.- Arreglos de diodos láser

Para aplicaciones de muy alta potencia, diodos láser simples son empacados en arreglos de varios diodos (arreglos monolíticos). Mientras que para aplicaciones donde se requiere una sola longitud de onda, se usan arreglos de cavidad.

#### 3.8.5.1.- Arreglos monolíticos

Modernos arreglos monolíticos de diodos son fabricados usando ambos tipos de geometría; de índice guiado y de ganancia guiada.

En la siguiente figura se ilustra un arreglo de fase agrupada y ganancia guiada en el cual cada franja activa es de alrededor de  $10\ \mu\text{m}$ .

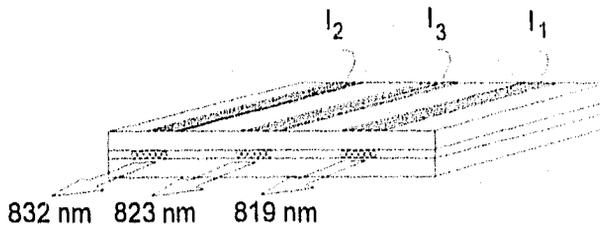


Fig.3.11.- Arreglo monolítico multi-longitud de onda de diodos láser de franja agrupados en 3 elementos.

La proximidad de cada franja facilita el acoplamiento óptico de la luz de salida entre ellas, lo cual ayuda a sincronizar o agrupar, no obstante que las fases de los haces de luz cercanos llegan a afectar la calidad del haz de todo el arreglo.

El agrupamiento en fase se ha conseguido en arreglos de índice guiado así como en arreglos anti-índice.

En arreglos anti-guiados el índice de refracción de las franjas activas es más bajo que el de los materiales que las rodean, lo cual permite interferencia óptica entre ellas. Si la separación entre franjas iguales, y si existe un número no múltiplo de medias longitudes de onda, la radiación que sale entre ellas llega a estar acoplada en resonancia (en fase) y al arreglo de diodos se denomina arreglo de guía de onda resonante óptico o arreglo ROW (Resonant Optical Waveguide array).

Con los arreglos ROW se han conseguido haces de difracción limitada con niveles de potencia de  $0.5\ \text{W}$  en *cw* y  $2.1\ \text{W}$  en modo pulsado.

Los arreglos de diodos láser con mayor potencia, consisten de barras monolíticas con un conjunto franjas activas dispuestas en una línea de alrededor de  $1\ \text{cm}$  de longitud. Estos dispositivos han alcanzado niveles de potencia *cw* del orden de decenas e incluso centenas de watts de salida.

La principal aplicación de estos arreglos de alta potencia es en medicina, como por ejemplo el DIOMED 25, constituido por diodos de AlGaAs que libera una luz de color rojo (a  $805\ \text{nm}$ ) de  $25\ \text{W}$  y el sistema INDIGO que puede liberar  $20\ \text{W}$  a  $830\ \text{nm}$ .

Como fuentes de bombeo de láseres de estado sólido y aplicaciones industriales cuyos arreglos pueden liberar potencias desde 30 W, hasta 1.5 y 350 kW.

### 3.8.5.2.- Arreglos de cavidad óptica

Otras cavidades resonantes aparte de la convencional (la cavidad de Fabry-Perot), han sido diseñadas para aplicaciones que requieren alta coherencia del haz de luz con una angosta banda de frecuencias, como las necesarias en comunicaciones ópticas.

En la cavidad de Fabry-Perot, la retroalimentación es proporcionada por la reflexión de la luz en los espejos. Otra alternativa es usar una rejilla de reflexión como por ejemplo un espejo trasero. Una cubierta antirreflejante, evita el exceso de pérdidas por reflexión de Fresnel, e inclinando la rejilla se puede modular la frecuencia de la luz de salida del láser.

Sin embargo, se han diseñado estructuras que incorporan los beneficios de la rejilla externa; estas estructuras son la cavidad de Retroalimentación Distribuida (DFB) y la cavidad de Reflexión de Bragg Distribuida (DBR).

En el láser DFB, una estructura de rejilla es colocada a lo largo de la región. Esta rejilla refleja selectivamente una cierta longitud de onda (todas las demás sufren de altas pérdidas de cavidad y no pueden alcanzar el umbral) dada por la siguiente expresión

$$\lambda_{DFB} = 2n_r\Lambda/m \quad (3.1)$$

para  $m = 1, 2, 3$

donde  $\Lambda$  representa a la longitud de un surco de la rejilla (pitch),  $n_r$  el índice de refracción y  $m$  corresponde al orden de rejilla (primer, segundo y tercer orden en este caso).

El índice de refracción cambia periódicamente por el pitch. Este cambio produce reflexión de la luz hacia atrás (reflexión de Bragg) y forma un espejo distribuido.

La intensidad reflejada esta determinada por la altura de la rejilla por medio de la magnitud del cambio en el índice de refracción y por la distancia entre la rejilla y la capa activa. La ganancia en el umbral es disminuida por la contribución del espejo distribuido, por tanto, el nivel de umbral es menor en láseres DFB que en aquellos que tienen estructura de Fabry-Perot.

El láser DBR, aplica el mismo concepto, solo que la rejilla esta más allá de la capa activa y requiere de una capa index-guiding para enlazar ópticamente la región de ganancia de la cavidad.

Estas arreglos se ilustran en la siguiente figura

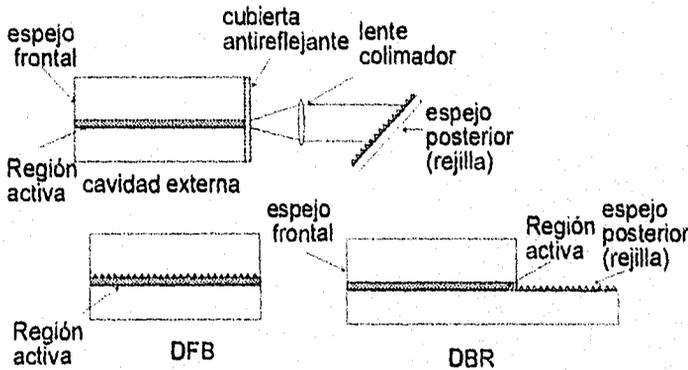


Fig.3.12.- Tres diseños de cavidad (cavidad externa, DFB y DBR) usadas para obtener luz de una banda angosta en diodos láser.

Ambos arreglos de cavidad (especialmente los DFBs) son usadas comercialmente para comunicaciones por fibra óptica en las regiones espectrales de 1.3 y 1.55  $\mu\text{m}$ .

### 3.9.- Encapsulado de diodos láser

Un diodo láser es solo un diminuto chip semiconductor, por lo que para ser utilizado deberá ser encapsulado.

Aunque algunos láseres de AlGaAs son hechos para uso de propósito general, la mayoría son diseñados y encapsulados para aplicaciones específicas. Así algunos diodos láser de InGaAsP son vendidos en un porta-chip, otros son montados en encapsulados que acoplan la luz de salida del láser por medio de conectores de fibra óptica integrados, fibras pigtail o encapsulados similares a los de los transistores estándar.

Algunos proveedores también usan encapsulados electrónicos dual-in-line. Algunos de estos encapsulados se muestran en la siguiente figura

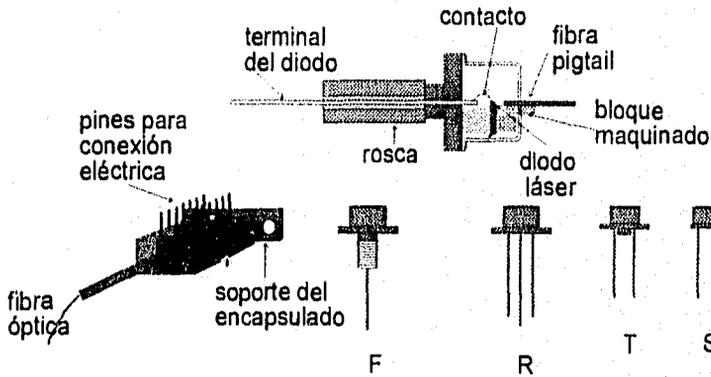


Fig..3.13.- Encapsulados típicos de diodos láser.

Virtualmente todos los encapsulados constan de muchos elementos (excepto los porta-chips), incluyendo: (1) una protección para simplificar su manejo al realizar las conexiones eléctricas, (2) un disipador de calor para remover el exceso de calor o para conectarlo a un enfriador termoeléctrico, (3) óptica o una fibra óptica para dirigir el haz, y (4) un fotodiodo para monitorear la salida desde la parte de atrás del láser que permite controlar la salida mediante un ciclo de retroalimentación.

Algunos encapsulados de diodos láser de InGaAsP pueden incluir otros componentes tales como un enfriador termoeléctrico para estabilizar la temperatura de operación y circuitería electrónica para controlar la potencia del láser.

## CAPITULO 4

### CARACTERIZACION DE DIODOS LÁSER

Experimentalmente se ha encontrado que muchas de las características importantes de los láseres están relacionadas por expresiones simples. Por ejemplo la densidad de corriente de umbral aumenta linealmente con el incremento de las pérdidas ópticas, la potencia de salida es función lineal de la corriente sobre un amplio rango de niveles de bombeo. En este sentido, las expresiones que a continuación se presentan están simplificadas, evitando el tedioso tratamiento matemático de manera que se puedan interpretar mejor los resultados experimentales.

Los resultados experimentales así como la forma de llegar a ellos que en este capítulo se discuten consisten en la medición de los parámetros más importantes de los diodos láser como son: su características de salida, su respuesta espectral y su lóbulo de emisión. Para tal efecto se realizaron estas mediciones en diodos comerciales, etiquetados como # 0, # 1, # 2 y # 3.

#### 4.1.- Densidad de corriente de umbral

Si la región activa tiene un volumen  $V = Lwd$ , donde  $L$  es la longitud,  $w$  es la amplitud y  $d$  su espesor, la densidad de corriente de umbral ( $J_{th}$ ) en operación continua (cw) puede ser expresada en la siguiente forma

$$J_{th} = \frac{q}{wL} \int \frac{1}{\eta_l} r_l dV + \frac{q}{wd} \int r_{sl} dV + J_f \quad (4.1)$$

donde  $q$  es la carga del electrón,  $\eta_l$  es la eficiencia cuántica luminiscente,  $r_l$  y  $r_{sl}$  son las razones de luminiscencia y superluminiscencia por unidades de volumen,  $J_f$  es la densidad de corriente de fuga.

La eficiencia cuántica luminiscente ( $\eta_l$ ) se representa por la formula siguiente

$$\eta_l = r_l / (r_l + r_{nr}) \quad (4.2)$$

donde  $r_{nr}$  es la razón de recombinación no radiativa por unidad de volumen

Si la capa activa es espacialmente uniforme y  $r_l$ ,  $r_{nr}$  son cantidades insignificativamente pequeños, la ecuación (4.1) puede simplificarse a la siguiente forma;

$$J_{lh} = \frac{ed}{\eta_l} r_l \quad (4.3)$$

La razón de luminiscencia  $r_l$  es un valor que se calcula para  $J = J_{lh}$ . Igualmente la ganancia  $g(v_g)$  en cw se calcula en función de las pérdidas ópticas  $\alpha(v_g)$ , es decir  $\alpha(v_g) = \alpha_{loss}(v_g)$ , la cual es una función del coeficiente de absorción  $\alpha_a(v)$  y de la potencia luminiscente  $w_l(v) = r_l(v)hv$ .

En condiciones de operación, se puede considerar que los electrones y los huecos, en las bandas de conducción y de valencia respectivamente, están en cuasiequilibrio (salvo casos especiales) aun cuando el material este altamente excitado. Por lo que el coeficiente de absorción se puede representar por:

$$\alpha_a(v) = -g(v) = \alpha_{a0}(v)[f_v(E_v) - f_c(E_c)] \quad (4.4)$$

donde  $f_v(E_v)$ ,  $f_c(E_c)$ , son las densidades de población de electrones en la banda de valencia y conducción respectivamente y  $\alpha_{a0}$  es el coeficiente de absorción cuando  $f_v(E_v) = 1$  y  $f_c(E_c) = 0$ , es decir que todos los electrones están en la banda de valencia.

Por otro lado para las condiciones de excitación la potencia luminiscente es prácticamente igual a la emisión espontánea, es decir  $w_l(v) = w_{sp}(v)$ , esta última se puede expresar por:

$$\frac{w_{sp}(v)}{\alpha_a(v)} = \frac{8\pi h v^3}{u^2} \frac{1}{\exp[(hv - \Delta F) / KT] - 1} \quad (4.5)$$

donde  $u$  es la velocidad de fase de la luz y  $\Delta F = E_{Fn} - E_{Fp}$

Teniendo presente lo anterior, de manera simple, la ganancia puede ser expresada en función de una densidad de corriente nominal ( $J_{nom}$ ). Esta última está definida, para una eficiencia cuántica unitaria ( $\eta = 1$ ), como la densidad de corriente requerida para excitar uniformemente una capa de espesor activo de  $1 \mu m$ .

Luego entonces la densidad de corriente de umbral puede expresarse como:

$$J(A/cm^2) = J_{nom}d/\eta \quad (4.6)$$

El comportamiento de la ganancia es superlineal a bajos valores de corriente y se incrementa linealmente con la corriente nominal  $J_{nom}$  para valores de ganancia en el rango de 50 a 400  $cm^{-1}$ .

Cuando la variación es lineal, la ganancia se define como:

$$g = (g_0/J_0)(J_{nom} - J_0) \quad (4.7)$$

donde  $(g_0/J_0) = 5 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}\mu\text{m}/\text{A}$  y  $J_0 = 4.5 \times 10^3 \text{ A/cm}^2\text{-}\mu\text{m}$ .

Como se discutió previamente, a bajas corrientes se genera emisión espontánea que se propaga en todas direcciones. Conforme la corriente de polarización se incrementa, la ganancia también aumenta hasta que la condición de umbral es alcanzada; esto es, se satisface la condición de que la onda de luz realiza un trayecto dentro de la cavidad sin atenuación, condición que se expresa por

$$R \exp[(Lg - \alpha)L] = 1, \quad (4.8)$$

o bien 
$$\Gamma g_{th} = \alpha + (1/L)\ln(1/R) \quad (4.9)$$

donde  $\Gamma$  es el factor de confinamiento,  $\alpha$  es el factor de pérdidas por unidad de longitud por la absorción de portadores libres y por la dispersión por defectos centrales,  $L$  es la longitud de la cavidad,  $R$  es la reflectancia de los extremos de la cavidad y  $g_{th}$  es la ganancia para la condición de umbral. Si las reflectancias de los extremos son diferentes entonces habrá que sustituir  $R = (R_1 R_2)^{1/2}$ .

Combinando las ecuaciones anteriores se obtiene la expresión para la densidad de corriente de umbral.

$$J_{th}(A/cm^2) = \frac{J_0 d}{\eta} + \frac{J_0 d}{g_0 \eta} \left[ \alpha + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \right] \quad (4.10)$$

Esta es una expresión simple que nos permite describir el comportamiento de la corriente de operación del dispositivo variando parámetros físicos, por ejemplo, para disminuir la densidad de corriente de umbral, deberá incrementarse ya sea la  $\eta$ , el  $\Gamma$ , la  $L$  o la  $R$  o bien reducir  $d$  y  $\alpha$ .

De resultados experimentales se observa que la densidad de corriente disminuye con la reducción del espesor  $d$ , alcanza un mínimo y luego se incrementa nuevamente.

## 4.2. - Principales factores que afectan la densidad de corriente de umbral

Básicamente se tienen los siguientes parámetros que afectan la densidad de corriente de umbral; el espesor de la cavidad, las pérdidas ópticas, la temperatura, la luminiscencia y la corriente de fuga.

### 4.2.1. - Efecto del espesor de la cavidad

Cuando el volumen de la región activa es muy pequeño se tendrá una mayor concentración de portadores inyectados, es decir, el nivel de llenado de las bandas será alto y disminuirá conforme el espesor de la capa se incremente.

Si el espesor de la región activa es comparable a la longitud de onda de emisión, las pérdidas ópticas serán muy dependientes del espesor de la cavidad a través del parámetro  $\alpha_{\text{loss}}$ .

Otro parámetro importante es el factor de confinamiento, el cual depende del espesor de la región activa y de la variación de la magnitud de la permitividad dieléctrica  $\epsilon$  en las heterointerfaces y del tipo de modo de propagación electromagnética.

Para un bloque de guía de onda dieléctrica, el factor de confinamiento puede ser especificado en función de un espesor efectivo adimensional de la región activa, dado por;

$$D = \frac{2\pi d \Delta\epsilon}{\lambda \epsilon} \quad (4.11)$$

En base a cálculos se ha demostrado que existe un valor de espesor crítico para cada modo electromagnético junto al modo de orden cero. Si  $D < D_{\text{crit}}$ , la onda electromagnética no puede localizarse dentro de la guía de onda. Mientras que cuando  $D > D_{\text{crit}}$ , el factor de confinamiento se eleva abruptamente tendiendo a 1. A mayor  $\Gamma$ , más bajas son las pérdidas ópticas de la guía de onda.

De la ecuación (4.11) se sigue también que en el caso de láseres de heterounión las magnitudes de  $D$  y  $\Gamma$  serán más grandes que para láseres de homounión para la misma relación  $d/\lambda$ .

De este análisis se deduce la existencia de un espesor óptimo  $d_{\text{opt}}$  de la región activa en el cual el umbral de láseres de homounión así como de láseres de heterounión sea pequeño. Cuando  $d < d_{\text{opt}}$ , el umbral láser se incrementa debido a un deterioro de las

propiedades de guía de onda de la capa activa. Si por el contrario  $d > d_{opt}$ , el umbral láser se incrementa debido a la disminución de la concentración de huecos y electrones en la región activa. Nuevamente el umbral se incrementa como resultado del aumento de la superluminiscencia a grandes valores del espesor  $d$ .

El umbral es pequeño en láseres de heterounión con confinamiento óptico y electrónico, debido a que el espesor de la capa activa puede ser hecho en este caso mucho menor que  $d_{opt}$  sin incrementar las pérdidas por difracción.

Por ejemplo para un espesor dado de una capa activa de  $Al_{1-x}Ga_xAs$ , la  $J_{th}$  disminuye con el incremento de la composición molar  $x$  de  $AlAs$  a causa del mejoramiento del  $\Gamma$ . Resultados similares han sido obtenidos para láseres de doble heteroestructura de  $InP-Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ . Para estos láseres con una capa activa de  $Ga_{0.25}In_{0.75}As_{0.54}P_{0.46}$  ( $\lambda = 1.23 \mu m$ ), la  $J_{th}$  a temperatura ambiente alcanza un valor mínimo de alrededor de  $1.5 kA/cm^2$  con un espesor de capa activa cercana a  $0.2 \mu m$ .

#### 4.2.2.- Efecto de las pérdidas ópticas

Las pérdidas ópticas para una cavidad de Fabry-Perot se expresan en la siguiente forma;

$$\alpha_{loss} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} = \alpha_i + \alpha_R \quad (4.12)$$

donde  $R_1$  y  $R_2$  son los coeficientes de reflexión de los espejos de la cavidad,  $\alpha_i$  representa las pérdidas internas y  $\alpha_R$  las pérdidas en los espejos.

La relación lineal entre  $J_{th}$  y  $\alpha_{loss}$  para  $\alpha_{el}$  constante, implica que el umbral es una función lineal del inverso de la longitud de la cavidad  $1/L$ . Comportamiento de este tipo generalmente se encuentran en láseres del tipo de contacto ancho y de franja con  $L < L^*$ .

Una mayor longitud del diodo conduce a un aumento en la densidad de corriente de umbral, debido al incremento de las pérdidas internas  $\alpha_i$ .

Recientemente con el uso de procedimientos térmicos rápidos (RTP), la  $\eta_i$  de diodos láser SQW se ha podido aumentar por un factor de 80 y la  $J_{th}$  ha sido reducida por un factor de 5 a 7.

#### 4.2.3 - Efecto de la temperatura

Una relación empírica para la densidad de corriente de umbral con respecto a la temperatura empíricamente esta dada por la siguiente expresión

$$J_{th} = J_{th,0} \exp(\Delta T_j / T_0) \quad (4.13)$$

donde  $\Delta T_j$  es la temperatura de la unión y el término  $T_0$  se conoce como temperatura característica e indica la magnitud de cambio de la emisión con la temperatura

En el caso general la curva de la densidad de corriente en función de la temperatura  $J_{th}(T)$  se divide en tres regiones; de 0 a  $T_1$  donde el incremento de  $J_{th}(T)$  es gradual, de  $T_1$  a  $T_2$  donde los incrementos de  $J_{th}(T)$  son exponencialmente suaves y de  $T_2$  en adelante es una región de incrementos abruptos. La segunda y tercera regiones pueden representarse por la siguiente ecuación;

$$J_{th}(T > T_i) = J_{th}(T_i) \exp \frac{T - T_i}{T_{0i}} \approx \exp \frac{T}{T_{0i}} \quad (4.14)$$

donde  $i = 1, 2$ ,  $T_{01}$  y  $T_{02}$  son parámetros de la aproximación. Los pares  $T_i$  y  $T_{0i}$  son características individuales para cada diodo láser y varían sobre un amplio rango incluso para láseres fabricados de un mismo material.

Pequeños valores de  $T_{0i}$  para láseres con longitud de cavidad corta indican altas pérdidas ópticas; conforme la longitud de la cavidad se incrementa por tanto, se requiere un nivel de llenado más grande para observar la emisión láser. Este efecto causará incrementos en la razón de recombinación no-radiativa y en la corriente de fuga.

#### 4.2.4.- Efecto de la luminiscencia

La luminiscencia es una fuente de radiación inevitable. En la cavidad esta aparece como un resultado de la emisión espontánea que tiene lugar por la tendencia natural del material excitado a regresar al estado de equilibrio termodinámico.

Ya que la creación de inversión de población, la cual es indispensable para la emisión láser es acompañada por una alta excitación del material, el medio activo se vuelve intensamente luminiscente y el espectro de ganancia es parcialmente traslapado con el espectro de luminiscencia.

La densidad flujo de energía luminiscente en la región activa esta determinada por la razón de recombinación espontánea en cada punto del medio, de la ganancia y de las pérdidas ópticas. La intensidad de la ganancia de luminiscencia (superluminiscencia) depende de las dimensiones de la región activa y de la reflectividad de las caras de la misma. Las pérdidas por luminiscencia son debidas a la salida de la luminiscencia de la cavidad o absorción de luminiscencia en la estructura del diodo.

En el régimen cw, la emisión luminiscente es compensada por las pérdidas. Esto permite que la razón de emisión estimulada sea derivada de la ecuación de densidad de corriente de umbral para cw,

$$J_{th} = J_{th,0} \left\{ 1 + \eta \frac{\int \frac{g(v)}{\alpha_{los}} \Gamma(v) dv}{\int \Gamma(v) dv} \right\} \quad (4.15)$$

donde  $J_{th,0}$  es la densidad de corriente de umbral cuando la superluminiscencia es insignificante.

El segundo término en la ecuación anterior depende del signo de la ganancia (positivo y negativo), cuando es positivo aumenta  $J_{th}$  debido al aumento de la razón de recombinación estimulada, mientras que cuando es negativa aumenta la inversión de población. Esta última parte actúa como un bombeo óptico adicional al cristal y su influencia se incrementa con el aumento de la eficiencia cuántica luminiscente.

#### 4.2.5.- Efecto de la corriente de fuga

Se distinguen dos tipos de corriente de fuga; la causada por huecos y electrones que pasan por la región activa sin recombinarse y la causada por los portadores que se mueven más allá de las fronteras de la región activa en direcciones laterales (perpendicular a la unión). En algunos casos por ejemplo en diodos láser de franja con regiones activas ligeramente dopadas, la corriente de fuga es una parte importante de la corriente de umbral.

El primer tipo de corriente de fuga es debido a la difusión y deriva de los portadores en las capas vecinas a través de las barreras de potencial. Solamente aquellos portadores cuya energía es mayor o igual que la altura de la barrera de potencial tienen posibilidad de difundirse.

Las densidades de corriente de fuga para huecos y electrones están dados como:

$$J_{in} = (eD_n n_3 / L_n) \text{cth}(d_3 / L_n) \quad (4.16)$$

$$J_{ip} = (eD_p P_1 / L_p) \text{cth}(d_1 / L_p) \quad (4.17)$$

donde  $D_n$ ,  $D_p$ ,  $L_n$  y  $L_p$  son las difusividades y las longitudes de difusión de electrones y huecos respectivamente y  $d_3$ ,  $d_1$  y  $n_3$ ,  $p_1$  son los espesores y concentraciones de las capas vecinas n y p.

Normalmente  $J_{ip} < J_{in} < J_{th}$  (como en los láseres de InGaAsP/InP a temperatura ambiente). Sin embargo la corriente de fuga total  $J_l = J_{ip} + J_{in}$  se eleva exponencialmente como  $J_l \cong \exp(-E_a/KT)$  con el incremento de la temperatura.

Para disminuir las componentes de deriva y difusión de la corriente de fuga, el espesor de las capas vecinas y el nivel de impurificación de la capa activa deberán ser fijados adecuadamente.

La corriente de fuga lateral se puede reducir por la formación de mesas, bloqueando las uniones n-p y las capas de aislamiento.

### 4.3.- Potencia y eficiencia del láser

La potencia de láseres de semiconductores se expresa como

$$P_g = s \frac{h\nu_g}{e} [J - f(J)] \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_l} \quad (4.18)$$

donde  $f(J)$  es una función de la densidad de corriente con  $f(J_{th}) = J_{th}$ .

A través de la ecuación (4.18), se observa que la potencia generada depende de la luminiscencia, de la radiación dispersada, de las inhomogeneidades espaciales de la región activa y de la temperatura.

Cuando la corriente excede el umbral, las razones de luminiscencia radiativa  $r_r$  y no radiativa  $r_q$  son constantes en una capa semiconductor ideal y no dependen del nivel de bombeo si la temperatura es fija. Esto es evidente de la condición de que la ganancia  $g(\nu)$  (la cual solo está relacionada a la  $r_r$ ), permanece constante para operación en régimen continuo (cw) e igual a las pérdidas ópticas totales.

Cualquier incremento en la razón de bombeo es compensado por un incremento igual en la razón de emisión estimulada. Por tanto, la función  $f(J)$  a veces se considera constante e igual a  $J_{th}$ .

En diodos láser reales el volumen efectivo de la región activa puede ser menor que el volumen total de tal región, en la cual  $r_1$  y  $r_2$  tiene lugar. Pueden existir grandes áreas donde no se lleva a cabo el efecto láser (áreas no lasing) dentro de la región activa del láser de contacto ancho, esto se manifiesta como puntos oscuros y brillantes en el patrón de campo cercano de tales dispositivos.

Al incrementarse la corriente de bombeo, los diodos láser se calientan resultando un espectro de ganancia más ancho. Podría esperarse que una fracción de la corriente de umbral aumente las razones  $r_1$  y  $r_2$  en las áreas no lasing donde la condición  $g = \alpha_{tot}$  no tiene validez.

Si se observa experimentalmente una dependencia lineal de la potencia de salida con respecto a  $J$ , entonces se espera que  $f(J)$  sea también una función lineal y puede expresarse como;

$$f(J) = J_{th} + \gamma(J - J_{th}) \quad (4.19)$$

por lo que al sustituirla en la ecuación (4.18) queda como

$$P_g = \eta_{g,i} s \frac{h\nu_g}{e} (J - J_{th}) \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_I} \quad (4.20)$$

donde  $\eta_{g,i} = (1 - \gamma)$  es la razón del número de fotones emitidos dentro de la región activa al número de electrones pasando a través de ella en exceso del umbral, aquí  $(1 - \gamma)$  coincide con la eficiencia cuántica diferencial interna.

Por analogía con  $\eta_{g,i}$ , la eficiencia cuántica diferencial externa  $\eta_{g,e}$  puede definirse como la razón del número de fotones de la emisión estimulada dejando la cavidad al número de portadores de corriente pasando a través de la capa activa en exceso del umbral, es decir;

$$\eta_{g,e} = \frac{\Delta p_g / h\nu_g}{s \Delta J / e} = \eta_{g,i} \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_I} \quad (4.21)$$

En contraste a la eficiencia cuántica, la cual solo depende de la  $r_1$  y  $r_2$ , la eficiencia cuántica interna del láser caracteriza al diodo láser, la región activa y la cavidad como un todo. Si por ejemplo los espejos de la cavidad son dañados,  $\eta_i$  permanece como antes, pero  $\eta_{g,i}$  podría reducirse enormemente. Ordinariamente la eficiencia cuántica diferencial interna esta en el rango de 60 a 90 %.

El valor de la  $\eta_{g,i}$  es una medida que muestra en que grado las propiedades de la región activa son similares a las de una capa homogénea, en la cual las razones de todos los procesos de recombinación, excepto la razón de emisión estimulada son mantenidas constantes arriba del umbral y la energía de bombeo en exceso del umbral se convierte en potencia de salida, esto es  $\eta_{g,i} = 1$ .

La correlación entre los valores de  $\eta_{g,i}$  y el patrón de campo cercano ha sido establecido para los diodos láser de contacto ancho; a mayor área total de los puntos brillantes, mayor eficiencia cuántica interna. En este sentido el patrón de campo cercano ha sido utilizado para medir la  $\eta_{g,i}$ .

Tomando en cuenta todos estos parámetros podemos deducir una expresión más detallada de la potencia de salida;

$$P_g = \eta_{g,i} s \frac{h\nu_g}{e} [J - J_0 - \beta^{-1}(\alpha_R + \alpha_i)] \frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_i} \quad (4.22)$$

Si  $\eta_{g,i}$ ,  $J_0$ ,  $\beta$ ,  $\alpha_i$  son invariables y  $J = \text{cte.}$ , la potencia de salida se incrementa al incrementar la longitud del diodo, tendiendo a un valor de saturación, el cual es alcanzado una vez que  $\alpha_R < \alpha_i$ .

La ecuación (4.22) puede ser aproximada por la siguiente ecuación

$$P_0 = (\frac{1}{2})\eta_{g,i}(h\nu/q)(l-l_{th}) = \eta_{g,i}(l-l_{th}) \quad (4.23)$$

La potencia de salida por unidad de longitud como función de  $\alpha_R$ , para  $J = \text{cte.}$ , tiene un máximo definido por la expresión siguiente:

$$\alpha_R^{opt} = \sqrt{\beta(J - J_0)\alpha_i} - \alpha_i = \sqrt{g^0\alpha_i} - \alpha_i \quad (4.24)$$

donde  $g^0$  es la ganancia máxima en la región activa a una corriente dada sin que exista acción láser.

Designando el voltaje aplicado al diodo láser por  $V_{apl}$  y la resistencia serie por  $\text{cm}^2$  como  $R_s$ , la eficiencia de la potencia de salida puede expresarse como

$$\eta = \frac{P_g}{s(JV_{apl} + R_s J^2)} \quad (4.25)$$

De acuerdo a esta expresión, el máximo valor de  $\eta$  puede ser encontrado haciendo  $d\eta/dJ = 0$  para una densidad de corriente dada.

Para casos prácticos, la eficiencia cuántica diferencial externa se obtiene de la pendiente de la curva *Potencia vs. Corriente* y esta definida como

$$\eta_q = \Delta P_o / (\Delta I h\nu) \quad (4.26)$$

Una expresión más simplificada que la ec. 4.26, esta dada por la siguiente ecuación

$$\eta_q \approx (\Delta P_o / \Delta I) \lambda / 12400 \quad (4.27)$$

donde  $\lambda$  esta dada en Angstroms y el término  $\Delta P / \Delta I$  resulta de calcular la pendiente de la curva P-I.

#### 4.4.- Características I-V e I-P de diodos láser

En polarización directa y por abajo del umbral, un diodo láser satisface las ecuaciones de un diodo normal. Sin embargo, las características cambian abruptamente una vez que se rebasa el punto de umbral.

En la siguiente figura se muestra un trazo de una característica I-V de un diodo láser típico

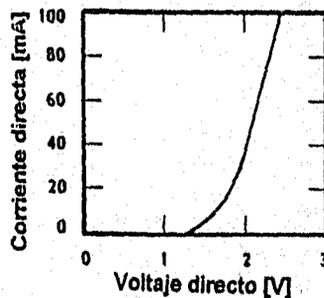


Fig.4.1.- Característica I-V de un diodo láser.

Este comportamiento es porque la densidad de portadores inyectados se incrementa gradualmente en proporción al voltaje aplicado, pero es casi constante una vez que se alcanza el nivel de umbral. Esto a su vez se debe a que el tiempo de vida radiativo para emisión estimulada es alrededor de tres ordenes de magnitud más pequeño que para emisión espontánea. Entonces los portadores inyectados se recombinan

inmediatamente en la capa activa y una luz de cierta potencia es emitida con alta eficiencia.

En la siguiente figura se muestra un trazo I-P para un diodo láser típico

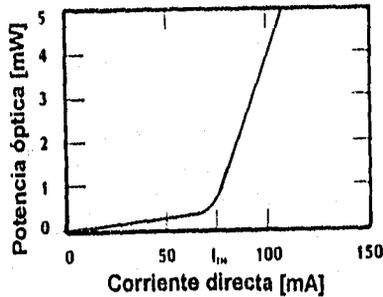


Fig..4.2.- Relación Potencia - Corriente para un diodo típico.

Puede verse que por abajo del nivel de umbral existe un pequeño incremento en la potencia óptica con la corriente de polarización y un incremento abrupto en la potencia de salida por arriba de tal nivel, mientras que la corriente es casi constante.

Los valores típicos de la corriente de umbral en muchos diodos están en el rango de 20 a 250 mA, mientras que los voltajes de umbral están en el rango de 11.2 V. La potencia en cw (operación continua) están en el rango de 110 mW. Láseres pulsados pueden generar mayor potencia pico.

La potencia de la luz de salida idealmente es expresada por la ecuación (4.22). Sin embargo los diodos láser son muy sensibles a la temperatura. A altas temperaturas se observa una saturación de la potencia óptica bajo operación cw.

En la siguiente figura puede observarse el efecto de la temperatura sobre la potencia óptica de salida de un diodo láser utilizado en comunicaciones por fibra óptica

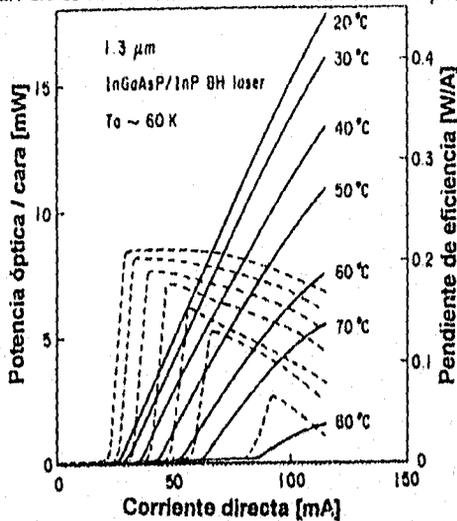


Fig.4.3.- Características potencia de salida vs. corriente en función de la temperatura para un diodo láser de 1.3  $\mu\text{m}$ . Las líneas continuas representan la eficiencia y las líneas a trazos la potencia óptica.

Además con el incremento de la temperatura, la corriente de umbral se desplaza a valores más grandes como puede apreciarse en la figura 4.3

La saturación de potencia es más alta en diodos de InGaAsP/InP que en diodos de AlGaAs/GaAs y tiende a ser más grande a temperatura ambiente como resultado de la dependencia de la emisión estimulada con respecto a la temperatura.

El umbral de láseres de heteroestructura de AlGaAs no muestran dependencia de la temperatura arriba de  $T_1 = 40$  a  $60$  K, pero comienza una elevación exponencial de  $J_{th}$  con  $T_{01} = 160$  a  $180$  K.

Para láseres de AlGaAsP, la dependencia de la temperatura es más abrupta con  $T_{10} = 70 - 80$  K. a  $T_2 = 240$  a  $350$  K, la curva  $J_{th}(T)$  sufre un doblamiento, siendo el parámetro  $T_{20} = 40$  a  $60$  K. El umbral de diodos láser de AlGaAsP sufre incrementos aún más abruptos a  $T_{01} = 60$  K y  $T_{02} = 30$  K.

#### 4.5.- Medición de la corriente de umbral

Básicamente se trata de medir la potencia óptica de salida en función de la corriente de excitación del dispositivo en regimen continuo.

El método consiste en una simple determinación del tipo punto a punto, susceptible de ser obtenida directamente utilizando un registrador gráfico.

El diodo a medir se coloca enfrente de un fotomultiplicador, en el interior de un cono integrador. De esta manera la totalidad de la potencia óptica emitida será captada por el fotomultiplicador. Este, junto con el medidor al cual va acoplado, deben constituir un sistema perfectamente calibrado para la longitud de onda de la radiación emitida por el diodo. Por tanto, la salida eléctrica Y del medidor será representativa de la potencia óptica radiada por el emisor (Láser en este caso), la cual depende de la corriente con que se excita al mismo.

Para tal efecto, la corriente de excitación fue aplicada gradualmente a intervalos y la correspondiente lectura de potencia óptica registrada en un fotometro es tomada. De esta manera, por cada pareja de datos se obtiene la curva P-I de cada diodo.

En la siguiente figura se ilustra un montaje comúnmente usado para obtener esta característica

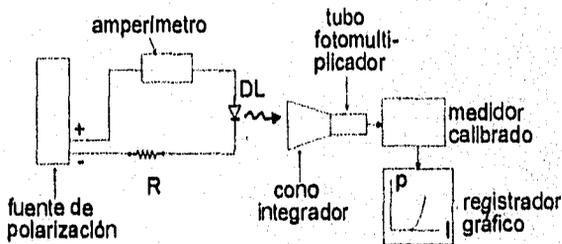


Fig.4.4.- Sistema de medición de la potencia óptica de salida en función de la corriente de excitación.

Para realizar un registro automático se dispone de un trazador de curvas, de manera que sus entradas X e Y se conecten respectivamente a tensiones proporcionales a la corriente de excitación del fotoemisor y a la potencia óptica emitida (salida del medidor calibrado).

Al variar la corriente de excitación dentro del margen especificado por el fabricante, el registrador irá dibujando la dependencia  $P = f(I)$ . La determinación de la corriente de umbral es inmediata una vez que se dispone de la curva  $I$  vs.  $P$ .

En nuestro caso las mediciones se realizan en un equipo que todavía está en desarrollo y se tienen algunas limitaciones de manipuleo como son desplazamientos precisos, pero los resultados son congruentes con los reportados en la literatura y puede asegurarse que la medición está bien realizada.

Una vez que se dispone de la curva Potencia óptica vs. Corriente de excitación, la determinación de la corriente de umbral se consigue intersectando las dos pendientes que presentan las curvas.

#### 4.5.1.- Resultados de la medición de corriente de umbral

A continuación se presentan resultados de la medición de la corriente de umbral de algunos diodos. Resultados análogos fueron obtenidos en los demás.

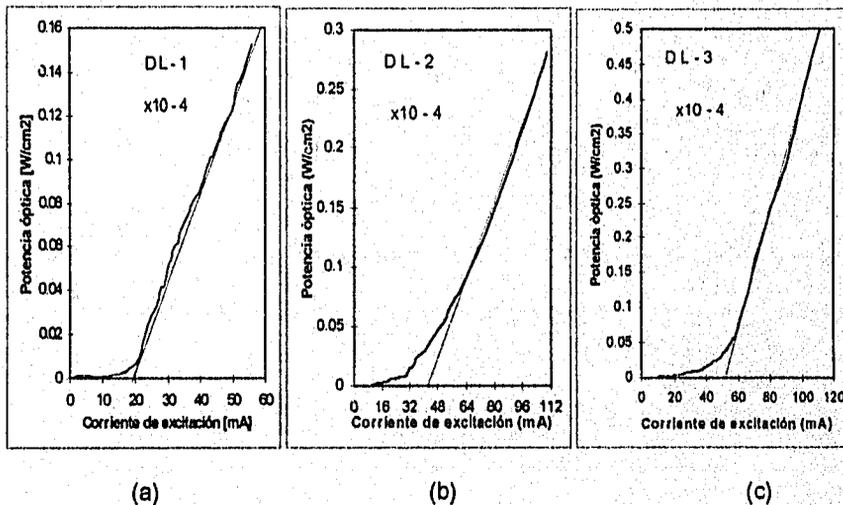


Fig.4.5.- Características P-I de diferentes diodos láser (a) diodo # 1, (b) diodo # 2 y (c) diodo # 3

Todos los diodos fueron medidos a temperatura ambiente y a la misma distancia de separación entre la fuente y el detector, esta última fue de 16.5 cm. Los valores de corriente de umbral en estos diodos son 20, 40 y 55 mA respectivamente.

Puede verse de estas gráficas que por abajo del nivel de umbral la potencia óptica aumenta solo ligeramente y una vez rebasado tal nivel, el incremento es abrupto manifestándose claramente la diferencia entre los modos de operación como LED y como LASER.

Los resultados obtenidos de estas mediciones concuerdan con los reportados en la literatura. Sin embargo es de notarse que las curvas experimentales no son muy aproximadas a las teóricas.

#### 4.6.- Espectro de emisión

Una vez conseguida la inversión de población, las recombinaciones espontáneas darán una emisión con un espectro determinado, pero al pasar el tiempo, los fotones más numerosos, es decir los del espectro de emisión espontánea, estimularan cada vez más fotones y estos nuevos harán lo propio.

Transcurrido un intervalo de tiempo serán los fotones del pico del espectro los que dominen sobre los de los extremos del mismo. De este modo poco a poco se va estrechando el espectro de emisión haciéndose cada vez más intenso. A este crecimiento de la intensidad se le llama ganancia. Ya se ha mencionado que en el punto de umbral, las pérdidas son balanceadas con la ganancia.

Por otro lado la emisión ocurre a longitudes de onda donde la ecuación (2.6) se cumple. La forma del haz de salida es fijado por las ondas electromagnéticas estacionarias (las ondas de luz) delimitadas por la forma y el espaciamiento de las paredes transversal y lateral de la cavidad. El ancho de banda del semiconductor de que esta hecha la capa activa, determina también la longitud de onda del haz de salida. Por otro lado los modos de la cavidad de Fabry-Perot (el patrón de ondas que se establece entre los dos espejos de la cavidad) causan que el láser emita en líneas espectrales discretas. El perfil de ganancia es ancho y generalmente son emitidos multimodos  $\Delta\lambda$ , como puede apreciarse en la figura 4.4. A este modo de emisión que refleja una situación de ondas de luz en la dirección de la cavidad láser es llamado *modo longitudinal*. Por otra parte, la amplitud del espectro en láseres de semiconductores son más grandes que en un láser de gas. Esto se debe a que las transiciones radiativas en el semiconductor son entre líneas distintas. Este fenómeno causa un ensanchamiento en la amplitud de línea, mayor que el producido por el efecto Doppler en gases.

En la siguiente figura se muestran los modos longitudinales para un láser de InGaAsP/InP.

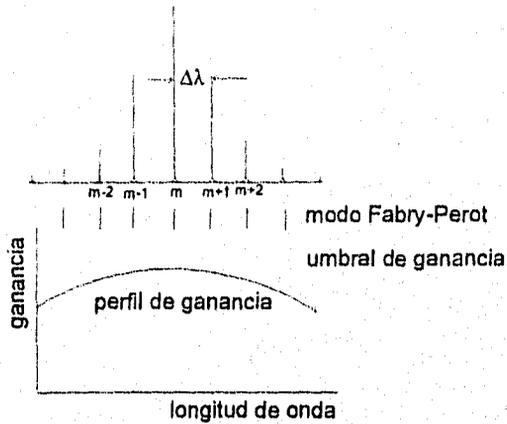


Fig.4.6.- Espectro de emisión (modo longitudinal) y perfil de ganancia.

El ancho medio en el punto de máxima intensidad (FWHM) de una envolvente para un modo longitudinal excede solo unos cuantos nanómetros, del orden de 1 a 5 nm. En la siguiente figura se muestra un espectro antes y después de alcanzar el nivel de umbral para un láser de InGaAsP con una longitud de cavidad resonante de 300  $\mu\text{m}$ . El espacio en longitud de onda  $\Delta\lambda$  es alrededor de 0.8 nm

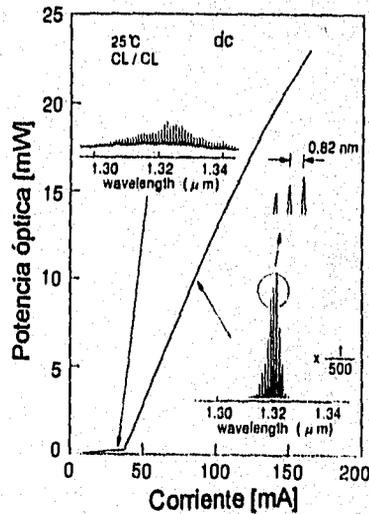


Fig.4.7.- Cambio en el espectro de emisión antes y después de alcanzar el nivel de umbral en un diodo láser de cavidad de Fabry-Perot.

En la siguiente figura se muestra el espectro de un diodo láser emitiendo a una longitud de onda cercana a  $1.3 \mu\text{m}$

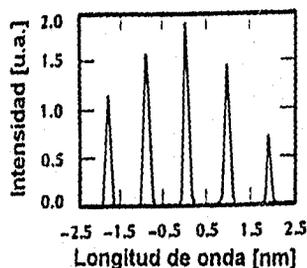


Fig.4.8.- Espectro de salida de un diodo láser típico.

Los diferentes picos corresponden a los modos longitudinales del dispositivo.

Incrementando la corriente de polarización la amplitud de línea puede ser disminuida y el número de modos longitudinales también. A corrientes suficientemente altas, el espectro contendrá justo un solo modo como se muestra en la siguiente figura

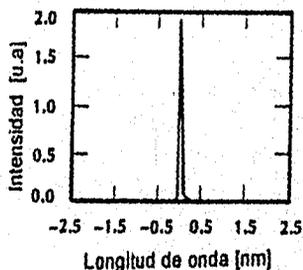


Fig.4.9.- Espectro de salida de un diodo láser conteniendo un solo modo longitudinal.

donde la amplitud de línea es alrededor de  $0.2 \text{ nm}$ .

Otra forma de obtener un espectro con un solo modo longitudinal es usando una estructura DFB, debido a su capacidad de selección de longitud de onda. Una cierta longitud de onda dada por la ecuación (3.1) es seleccionada y la emisión se da precisamente a esa longitud de onda. Por tanto con este tipo de estructura, es fácil obtener un solo modo longitudinal.

La longitud de onda emitida no es aleatoria en este tipo de estructura de diodo láser, esta es ajustada a las proximidades del pico de ganancia controlando el paso o separación entre líneas (pitch) de la rejilla o la composición de la capa activa.

En la siguiente figura se muestra un espectro de emisión de un diodo láser de este tipo

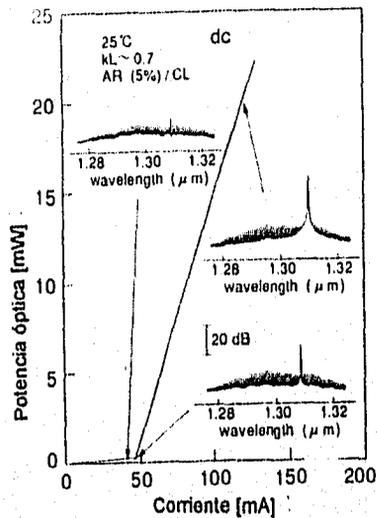


Fig.4.10.- Espectro de emisión antes y después de rebasar el nivel de umbral en un diodo DFB.

#### 4.6.1.- Patrones de campo

Los patrones de campo para describir el campo de luz emitido, para un láser normalmente se usan; el patrón de campo cercano o NFP (Near-Field Pattern) y el patrón de campo lejano o FFP (Far-Field Pattern).

Por abajo del nivel de umbral se observa una franja luminosa aproximadamente homogénea en diodos de contacto ancho. Una vez que la corriente cruza el umbral uno o más puntos brillantes aparecen arriba de la franja luminosa inicial. Incrementando aún más la corriente de bombeo, los puntos brillantes se multiplican y dan una distribución de la luz en la superficie del espejo. Esta distribución corresponde al NFP.

En láseres de contacto de franja (con una amplitud de franja menor a  $15 \mu\text{m}$ ) solamente un filamento es observado. La siguiente figura muestra el NFP de un diodo láser de AlGaAs/GaAs con una amplitud de franja de  $6 \mu\text{m}$  fabricado sobre un sustrato de Si, a diferentes corrientes de bombeo

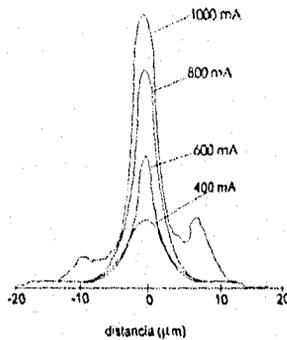


Fig.4.11.- Patrón de campo cercano de un diodo láser de AlGaAs/Si.

#### 4.6.1.1.- Patrón de campo lejano

El FFP resulta de la difracción de la luz a través de la rendija de salida en la capa espejo semitransparente y cuya amplitud es determinada por la amplitud del NFP (la amplitud del FFP es inversamente proporcional al de la amplitud del NFP). La amplitud del FFP esta definida por los ángulos en el punto medio del máximo de la intensidad (FWHM) corresponde al patrón emitido. El rango de los ángulos sobre los cuales el láser emite depende del área de emisión efectiva y de los modos de oscilación dentro del láser.

Es conocido que bajo difracción de ondas planas sobre un hueco circular con diámetro  $d$ , el primer anillo oscuro alrededor del haz central satisface la condición

$$\text{sen}\theta_0 = 1.22 (\lambda/d) \quad (4.28)$$

donde  $\theta_0$  es el ángulo en el cual el radio es visto desde el hueco.

Para  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$  y  $d = 2, 3, 4, 5 \mu\text{m}$ ,  $\theta_D = 31, 20, 15$  y  $12$  grados respectivamente. En este sentido, cuando la rendija es más angosta, la difracción se vuelve muy severa.

Debido a que la amplitud de la región activa de un diodo láser, es típicamente grande comparada con su espesor, un ángulo de divergencia en el plano paralelo a la capa activa ( $\theta_{||}$ ) es menor que el ángulo en el plano perpendicular a la misma ( $\theta_{\perp}$ ).

La sección transversal del haz de salida forma una elipse en el caso de emisión en un simple modo. La emisión en modo simple produce un patrón de forma gaussiana y se le conoce como modo de más bajo orden o modo de orden 0. Sin embargo, el láser puede emitir en otros modos diferentes al modo fundamental. Si más de un modo es activado o modos de alto orden son permitidos, los ángulos de divergencia se incrementan en ambos planos y aparecen muchos lóbulos a ambos lados del patrón emitido.

Para propósitos de aplicación, se requieren láseres con FFP estable y que su potencia se pueda variar en un amplio rango. Se han conseguido considerables avances en este campo. Así los valores de  $\theta_{||}$  y  $\theta_{\perp}$  para láseres de contacto de franja con canal en "V" en el sustrato y espejos pasivados, permanecen sin cambio cuando la potencia de salida se incrementa de 50 a 200 mW. Por otro lado, se han usado diferentes cavidades externas para disminuir los ángulos de divergencia

En la siguiente figura se da una representación esquemática de la emisión de campo lejano para un diodo láser de doble heteroestructura.

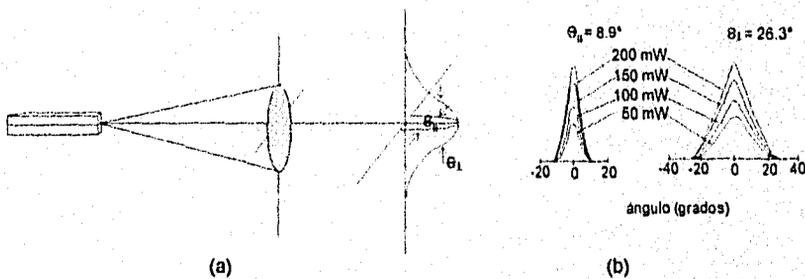


Fig. 4.12.- (a) Diagrama esquemático del patrón de campo lejano, (b) FFP de diodos láser de AlGaAs a diferentes potencias de salida.

En diodos láser, típicamente  $\theta_{||}$  es del orden de  $10^\circ$  mientras que  $\theta_{\perp}$  del orden de  $35^\circ$  a  $65^\circ$ .

#### 4.7.- Medición del lóbulo de emisión (patrón de campo lejano)

El interés para realizar esta medición es de utilidad cuando van a emplearse emisores (DL's o LED's) carentes de fibra integrada en comunicaciones por fibra óptica, en cuyo caso será de gran importancia para el acople fibra-emisor.

La medición del lóbulo de emisión pone de manifiesto la dependencia del valor de potencia óptica radiada con la dirección en que tal magnitud se mide. Las direcciones se especifican con respecto al eje óptico, virtualmente definido al encapsular el chip emisor.

Un montaje típico para realizar esta medición se ilustra en la siguiente figura

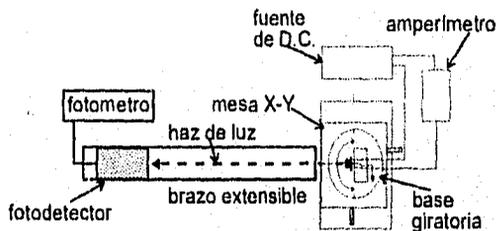


Fig.4.13.- Sistema de medición del lóbulo de emisión de LED's y DL's

De acuerdo a esta disposición, el diodo a medir se sitúa sobre una plataforma que soporta una base giratoria graduada. Adicionalmente, se coloca un fotodetector cuyo elemento sensible está dirigido hacia el fotoemisor.

Al girar la plataforma, el fotodetector explora la radiación emitida como función del ángulo de girado. La medición se lleva a cabo con dos barridos angulares idénticos de la base giratoria (normalmente de  $+90^\circ$  a  $-90^\circ$  respecto al eje óptico del diodo).

#### 4.7.1.- Resultados de la medición del lóbulo de emisión

Para realizar esta medición, los diodos fueron polarizados con corrientes por arriba del nivel de umbral. Se observó un patrón de emisión muy delgado centrado en el eje del dispositivo, manifestándose la baja divergencia (o poca dispersión) del haz de luz emitido. En las siguientes figuras se muestran los resultados

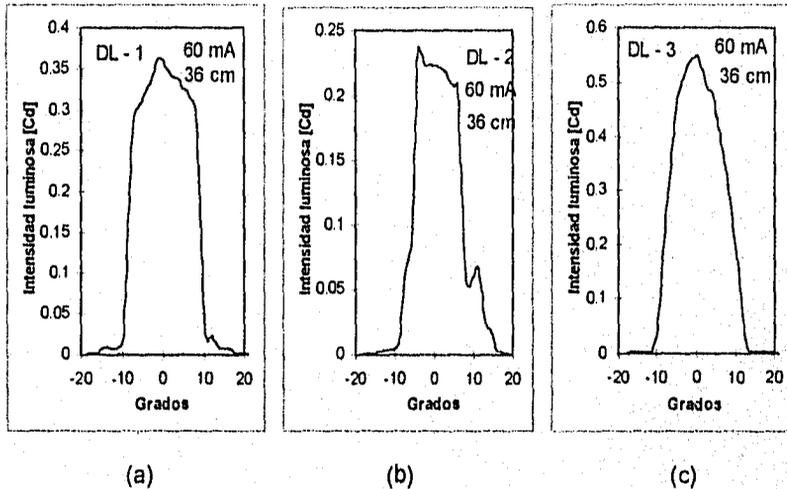


Fig.4.14.- Lóbulos de emisión medidos en los diodos láser: (a) # 1, (b) # 2 y (c) # 3. Polarizados con una corriente de 60 mA y a una distancia fotoemisor-fotodetector de 36 cm.

Nótese, que en cada uno de ellos, el lóbulo de emisión no está más allá de 21°. El diodo # 1 tiene un lóbulo de exactamente 20°, el diodo # 2, presenta un pico un poco más ruidoso y menos intenso comparado al de los otros dos, con un ancho de 19° y en el diodo # 3, el lóbulo es de aproximadamente 21° y es el más intenso de todos.

Estas mediciones nos permiten verificar que éstos diodos pueden ser utilizados confiablemente en lectores de CD, impresoras láser y comunicaciones por fibra óptica, puesto que el haz emitido es adecuadamente estrecho, es decir de baja divergencia espacial.

#### 4.8. - Medición de la respuesta espectral

Se trata ahora de determinar la longitud de onda de emisión o de trabajo y ancho de banda óptico del dispositivo. Para ello se dispone del siguiente montaje

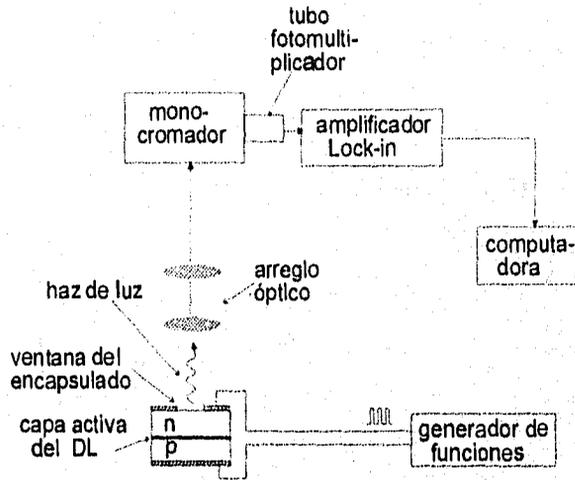


Fig.4.15.- Sistema de medición de respuesta espectral de diodos láser.

De esta forma, una vez que el diodo es alimentado con un valor típico de corriente de trabajo, la radiación emitida se focaliza sobre la ranura de entrada de un monocromador, que actúa a manera de filtro óptico pasa banda de factor de calidad Q elevado y sintonía variable mediante un control exterior. La posición de este control esta relacionada con la frecuencia central de la banda en paso, de manera que puede tomarse como barrido horizontal del registrador gráfico.

La salida del monocromador se focaliza sobre un fotodetector, normalmente un diodo PIN, tras el que se alimenta a la entrada vertical del registrador. Luego la señal de salida de este fotodetector, es amplificada a niveles adecuados mediante el amplificador Lock-in. El lugar del fotodetector puede ser ocupado por un fotomultiplicador, con su región de respuesta adecuada a la respuesta de emisión del láser.

Una vez realizado el barrido espectral con el mando del control del monocromador, se obtendrá una gráfica de corriente detectada en función de la longitud de onda (fijada por el control del monocromador). Los datos son almacenados en una computadora donde mediante un programa, se realiza el gráfico de Intensidad del haz de luz contra longitud de onda ( $I$  vs.  $\lambda$ ).

El valor máximo de la corriente detectada define la longitud de onda de trabajo, mientras que la separación entre los puntos correspondientes al 50 % de la corriente máxima detectada determinan el ancho espectral de radiación emitida por el dispositivo.

#### 4.8.1.- Resultados de las mediciones de respuesta espectral

De la medición de respuesta espectral realizada en diodos representativos, se tienen los siguientes resultados

Cuando los diodos fueron polarizados con una corriente por abajo del valor de umbral, se observó una respuesta con muchas contribuciones en un amplio rango de longitud de onda, aunque mucho menor al obtenido en LED's. Se hicieron mediciones bajo diferentes valores de corriente aplicada para verificar posibles cambios. Los resultados se muestran en la siguiente figura

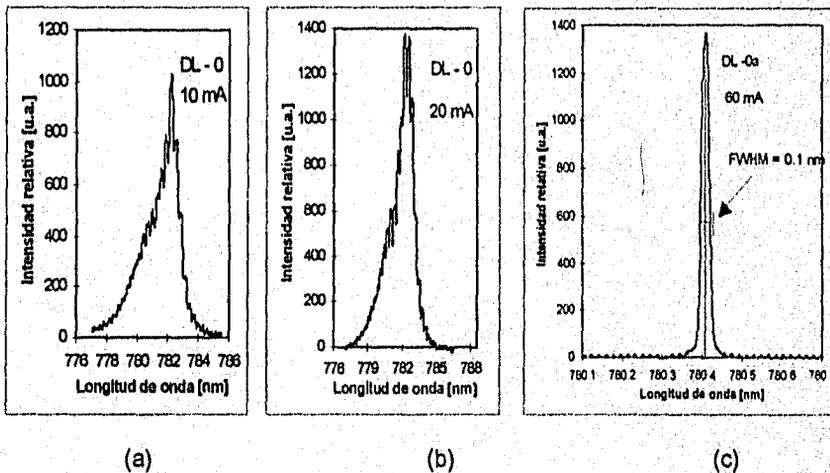


Fig.4.16.- Espectro de fotocorriente para el diodo láser # 0 con tres diferentes corrientes de excitación

Nótese que conforme se incrementa la corriente de excitación, la respuesta se va angostando hasta que finalmente se tiene un solo pico centrado en 780 nm. Antes de alcanzar el umbral, la respuesta de éste diodo es amplia, en un rango de 8 nm en promedio, con un pico centrado en 782 nm.

Los resultados análogos se obtuvieron en los demás diodos, como se muestra en las siguientes figuras

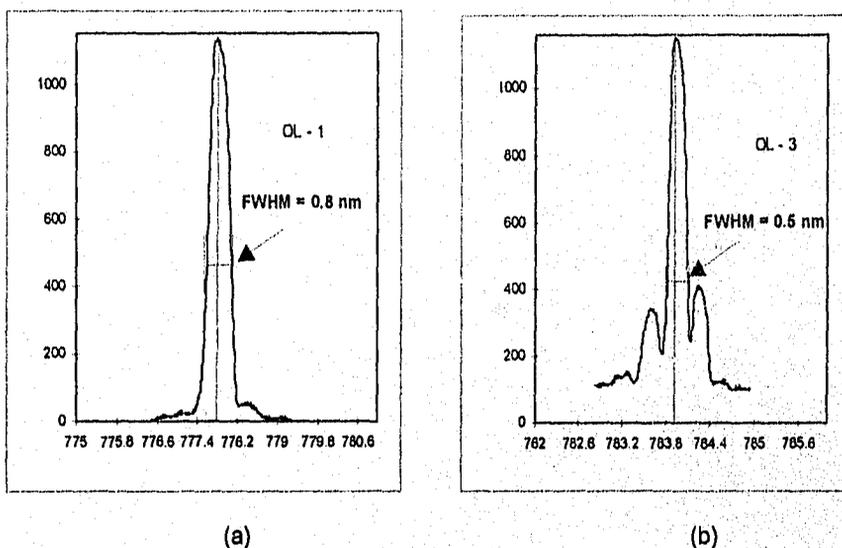


Fig.4.17.- Espectro de fotocorriente medido en diferentes diodos láser (a) diodo #1, polarizado con 60 mA, y (b) diodo #3, polarizado con 100 mA

Puede observarse de los espectros de la figura 4.16c, 4.17a y 4.17b el predominio de una sola longitud de onda una vez que el diodo es polarizado con una corriente por arriba del umbral.

Es de estos espectros de los que se determina la longitud de trabajo y el ancho de banda de estos diodos. Como puede verse, sus longitudes de onda son: 780.4 nm, 777.7 nm y 784 nm, mientras que sus anchos de banda de son de 0.1 nm, 0.8 nm y 0.5 nm para los diodos # 0, # 1 y # 3 respectivamente.

Es claro que aunque estos diodos son especificados para operar a una longitud de onda de 780 nm, pueden emitir en otras longitudes de onda y se debe entre otras cosas, a variaciones en el contenido de aluminio (Al) en la aleación GaAs-AlAs con que están hechas las estructuras de estos diodos láser.

#### 4.9.- Tiempo de vida del láser

La confiabilidad y tiempo de vida de diodos láser cw han mejorado desde que fueron inventados. En la actualidad, el tiempo de vida de diodos láser operando a temperatura ambiente exceden los 11 años. Los diodos láser se degradan más rápido cuando son operados a temperaturas elevadas. Sin embargo el tiempo de vida de muchos diodos operando a 70 °C tienen una vida útil mayor de 10000 horas.

#### 4.10.- Mecanismos de envejecimiento de diodos láser

Durante la operación, antes y después de fallar, ocurren una combinación de cambios en la características de operación. Cambios en el espectro y el patrón de campo lejano con oscilación automantenida pueden ocurrir y no ser acompañadas por la disminución de potencia (a corriente constante) o el incremento en la corriente de umbral.

Las causas de la degradación del diodo láser pueden ser separadas en tres áreas: daños catastróficos y erosión de las capas espejo, degradación de contactos óhmicos y fallas internas, las cuales propician la formación de defectos de líneas oscuras. Los daños de espejo y la degradación de contactos óhmicos son más importantes conforme el nivel de potencia es aumentada.

##### 4.10.1.- Daños en los espejos

Cuando un láser es operado a altos niveles de potencia pueden resultar en grandes daños en las capas espejo de la cavidad. La potencia pico crítica para causar daños de espejo es aproximadamente de  $10^6$  W/cm<sup>2</sup> para operación cw y alrededor de  $10^7$  W/cm<sup>2</sup> para operación pulsada.

Se ha encontrado que el nivel de potencia en la cual ocurren daños catastróficos en el espejo en un láser dado, varían con el recíproco de la raíz cuadrada de la longitud del pulso para longitudes abajo de 1  $\mu$ s.

El límite de densidad de potencia óptica en la cara de un diodo de AlGaAs, se cree que se debe a la alta recombinación por estados superficiales, lo que causa absorción de la luz que puede llegar a fundir la superficie de la capa espejo o propagar líneas oscuras y otros defectos en la región activa. En diodos de AlGaAs esto se corrige haciendo una capa ventana o espejo no absorbente en la estructura del diodo.

En láseres de AlGaAs la erosión del espejo ocurre a niveles de potencia por abajo de los que ocurren daños catastróficos y resultan de la oxidación de la superficie de la capa espejo en la región activa por un proceso activado por la radiación emitida en presencia de vapor de agua. Este daño disminuye la reflectividad de los espejos e incrementa la recombinación no radiativa con la consecuente disminución de la eficiencia interna y el aumento de la corriente de umbral. Este se corrige cubriendo la cara espejo con una película de  $Al_2O_3$  para limitar la oxidación.

#### 4.10.2.- Daños internos

Los daños internos en el láser, los cuales incrementan la corriente de umbral y a veces disminuyen la eficiencia interna, aparecen como defectos de línea oscuras, que pueden formarse durante la operación del diodo en la región activa del dispositivo. Una vez iniciado, éste puede crecer extensivamente en poco tiempo. Estos defectos producen una relativamente alta absorción de la luz emitida. Este tipo de defectos pueden reducirse usando sustratos de baja densidad de dislocaciones y haciendo cuidadosamente el contactado (la colocación) del láser al disipador de calor para minimizar los esfuerzos.

#### 4.10.3.- Degradación de contactos óhmicos

El deterioro de los contactos óhmicos es un problema común en todos los dispositivos semiconductores sujetos a altas densidades de corriente y altas temperaturas de operación.

Puesto que la densidad de corriente de umbral depende mucho de la temperatura, un incremento en la resistencia térmica y/o eléctrica afecta el desempeño del diodo.

El incremento en la resistencia térmica produce una elevación de la temperatura de la unión a una corriente de operación dada y como la corriente de umbral se incrementa, se observa una disminución en la potencia óptica del dispositivo. Por otro lado, un incremento en la resistencia eléctrica causa poco efecto en el desempeño del láser.

#### 4.10.4.- Otros afectos de la degradación

Además del incremento en la densidad de corriente (para mantener un cierto nivel de potencia) ocasionado por los daños al dispositivo, otros cambios se manifiestan, estos son; cambios en espectro de emisión (longitud de onda, patrón de emisión y amplitud espectral) y oscilaciones automantenidas en la potencia óptica de salida. Cambios en el espectro de emisión láseres index-guided es mostrado En la siguiente figura se muestran los cambios que se manifiestan en los espectros de emisión en láseres de guía de índice (gain-guided)

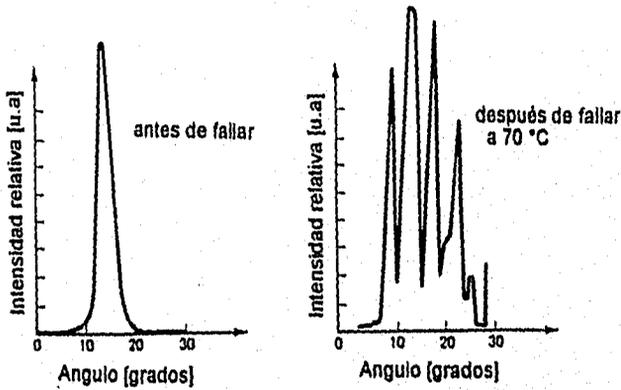


Fig.4.18.- Patrón de emisión antes y después de sufrir daños.

#### 4.10.4. - Otros afectos de la degradación

Además del incremento en la densidad de corriente (para mantener un cierto nivel de potencia) ocasionado por los daños al dispositivo, otros cambios se manifiestan, estos son; cambios en espectro de emisión (longitud de onda, patrón de emisión y amplitud espectral) y oscilaciones automantenidas en la potencia óptica de salida. Cambios en el espectro de emisión láseres index-guided es mostrado En la siguiente figura se muestran los cambios que se manifiestan en los espectros de emisión en láseres de guía de índice (gain-guided)

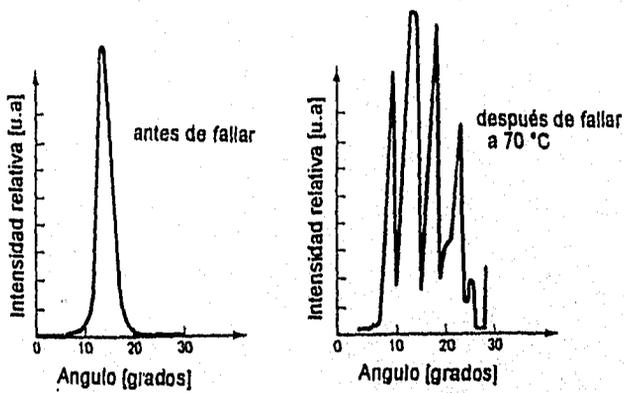


Fig.4.18.- Patrón de emisión antes y después de sufrir daños.

## CAPITULO 5

### APLICACIONES

Las propiedades únicas que tiene el láser lo hacen una herramienta indispensable en: investigación, medicina, industria y comunicaciones. Además su bajo costo, alta potencia y versatilidad propician que el campo de aplicación se vaya expandiendo

Los diodos láser que emiten en longitudes de onda en el visible (630 a 670 nm) actualmente son candidatos en aplicaciones que usan láseres de He-Ne. Por ejemplo en la lectura de códigos de barras, inspección y medición, lectores de discos compactos (CD players), impresión, diagnóstico y tratamientos médicos, holografía y como fuentes de bombeo de láseres de estado sólido.

Los láseres que emiten en longitudes de onda corta, en el verde y el azul, son usados en almacenamiento óptico a altas razones e impresión láser de alta velocidad [20] Y láseres que emiten en longitudes de onda larga (980 a 1550 nm), en el rojo e infrarrojo cercano son usados principalmente en terapia médica y tratamiento del cáncer, para bombeo de amplificadores de fibra dopada con erbio en comunicaciones ópticas.

Otras aplicaciones son como medio de alineación en el ensamble de precisión de estructuras largas tales como aviones comerciales.

Agruparemos estas aplicaciones en cinco áreas: almacenamiento óptico (incluyendo holografía y lectores de CD), comunicaciones ópticas (incluyendo enlace vía satélite), aplicaciones en medicina, impresión láser y otras.

## 5.1.- Almacenamiento óptico

El almacenamiento óptico consiste en grabar datos en forma digital sobre un medio.

Las unidades o medio donde se realiza la grabación se denominan discos compactos (CD's). Estas unidades se encuentran en varios formatos: CD's de solo lectura (y su contraparte el CD-ROM), CD regrabables, llamados WORM (Write Once, Read Many Times) y discos magneto-ópticos. Estos últimos son los más prevalecientes hoy en día. Los formatos de discos de solo lectura y regrabables se encuentran comercialmente en medidas de 5.25, 12 y 14 pulgadas, mientras que los discos magneto-ópticos se hallan en medidas de 3.5 y 5.25 pulgadas. Los CD's no tienen rivalidad porque representan una forma de almacenar una alta densidad de datos a un bajo costo. Un disco puede almacenar 650 Mbytes de audio digital, video o texto.

El almacenamiento óptico tiene múltiples y variadas aplicaciones que van desde los sistemas de playback de música grabada (el mercado de mas alto consumo de láseres), video juegos de entretenimiento, computadoras personales (PCs), almacenamiento de fotografías en forma de datos digitales, así como películas con alta calidad de sonido e imagen, sistemas de librería, sistemas de almacenamiento masivo, etc.

### 5.1.1.- Fundamentos del almacenamiento óptico

La tecnología de almacenamiento óptico de datos hace uso de la luz láser para producir interacciones con el medio activo con una resolución espacial micrométrica sobre un disco rotando

El ancho medio de la máxima amplitud (FWHM) del patrón de difracción sobre el medio de grabación generalmente define el área de grabado de muchos sistemas de grabación. El diámetro del haz es aproximadamente

$$d_0 = 0.56\lambda/NA \quad (5.1)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz láser para grabación y NA es la apertura óptica del objetivo del lente de enfoque, el cual básicamente es un lente objetivo de un microscopio.

De este modo la cantidad de información que puede ser almacenada en un disco de una magnitud dada es inversamente proporcional al cuadrado de la longitud de onda.

La razón a la cual los datos pueden ser transferidos hacia y desde el disco varía linealmente con la medida del diámetro del haz  $d_0$  y por tanto con la longitud de onda. Consecuentemente es indispensable el uso de fuentes de luz de longitud de onda corta para aumentar la razón de almacenamiento, siempre que potencia necesaria pueda ser liberada para causar el efecto térmico requerido.

La máxima razón a la cual los datos pueden ser grabados en general depende de la densidad de potencia óptica del haz enfocado sobre el disco, de la sensibilidad óptica del medio de grabación, de la velocidad de rotación del disco y de la respuesta del servomecanismo requerido para mantener enfocada la luz sobre el blanco en movimiento.

Pueden emplearse láseres de gas como el de He-Ne, pero, éstos son de gran tamaño, de baja eficiencia y no pueden ser modulados directamente. Por esta razón se prefieren diodos láser con suficiente potencia, los cuales son dispositivos más eficientes para convertir potencia eléctrica a potencia óptica que los láseres de gas, amén de que pesan menos de un gramo aun después de ser encapsulados y pueden ser modulados en amplitud por el simple control de la corriente. Considerando todo, esto los láseres de AlGaAs (emitiendo entre 780 a 830 nm) y diodos de InGaAlP (emitiendo en 670 nm) tienen ventajas que imponen su uso en esta aplicación.

Los requerimientos críticos para el láser son alta calidad del frente de onda, bajo ruido y alta confiabilidad.

El almacenamiento óptico es caracterizado por la combinación de alta densidad de área, intercambiabilidad de discos y el rápido tiempo de acceso al disco. La intercambiabilidad del disco proporciona ilimitada capacidad de crecimiento y conveniente importación y exportación de datos. También permite el diseño de librerías de discos ópticos, a veces llamadas sinfonolas (jukeboxes), que utilizan robótica para acceso automatizado a un gran número de discos.

### **5.1.2.- Proceso de escritura en CD's**

En los CD-WORM, bits de datos (unos y ceros) son escritos sobre un disco, recubierto con una capa para este propósito. Normalmente es una capa de aleación de telurio emparedada con una de aire entre dos hojas protectoras de vidrio o plástico. Cuando un haz pulsado del láser es enfocado a su punto de mínima difracción, una pequeña área se calienta arriba de una temperatura crítica a la cual una modificación del medio ópticamente detectable ocurre de manera que se hace un hueco (pit) sobre la capa de grabación. En este formato pueden almacenarse arriba de 10 Gbits sobre un disco de 14 pulgadas de doble lado.

En el caso de discos magneto-ópticos, la grabación se realiza aprovechando el efecto de cambio de dirección de los dominios magnéticos del material por efecto del calentamiento localizado, producido al enfocar luz láser sobre un disco cubierto con una capa de aleación ferromagnética (por ejemplo TbFeCo o el FeTbGd) en presencia de un campo magnético. Una delgada bobina magnética montada en la cabeza de lectura/escritura suministra el campo externo y define cada dato invirtiendo la polaridad del campo de norte a sur o viceversa. Los datos quedan permanentemente almacenados cuando la luz láser es quitada y el material se enfría por abajo de una temperatura crítica llamada *punto de Curie*. Actualmente, las capacidades de almacenamiento en estos formatos es de 230 Mbytes y 1.3 Gbytes en unidades de 3.5 y 5.25 pulgadas respectivamente.

Existe otra forma de grabación (no disponible en sistemas magneto-ópticos) la cual aprovecha el cambio de fase cristalina a amorfa de algunas aleaciones. Luego la diferencia en las reflectividades proporciona el mecanismo para lectura de datos. Esta última técnica es atractiva debido a su simplicidad.

En el caso de CD's de solo lectura, los datos son grabados en forma de una serie de incisiones o muescas en relieve en el disco recubierto por una capa de aluminio y esta a su vez esta cubierta por una capa protectora de plástico durante el denominado proceso de inyección/moldeo.

Los datos digitales grabados en estos discos son primero grabados sobre un master o disco original, luego los CD's son reproducidos de estos masters.

En la siguiente figura se ilustra un sistema típico de grabación de datos sobre un CD.

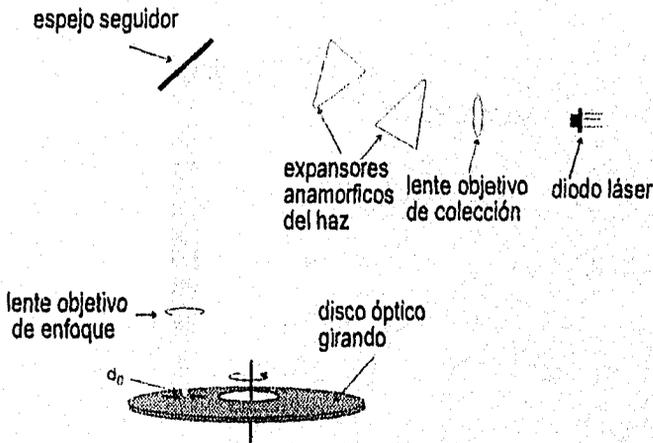


Fig. 5.1.- Sistema de grabación de datos en un CD.

En el sistema mostrado en la figura 5.1, el diodo láser produce un haz de luz extremadamente fino, generalmente de un color rojo. Este haz es colectado mediante una lente. Luego el haz es circularizado y colimado por medio de unos expansores anamorficos para que pueda ser enfocado sobre una diminuta area circular en el disco que esta girando, por medio del lente de enfoque. Mediante un espejo seguidor o de posicionamiento el haz es dirigido hacia el disco, el cual al girar, irá describiendo una trayectoria helicoidal. De esta manera se hacen una serie de incisiones sobre el disco que representan los datos digitales, los cuales pueden ser leidos posteriormente haciendo incidir luz láser de más baja potencia que el usado para grabar datos.

En los sistemas regrabables, el proceso de borrado, tanto en los sistemas magneto-ópticos como en los de cambio de fase, el láser deberá ser operado en cw al nivel de potencia requerido. Típicamente se usan láseres de 30 a 50 mW, con pulsos del orden de 20 a 30 ns junto con elementos de modulación para controlar la potencia del haz de salida.

Durante el proceso de borrado/escritura, se requiere que la fuente de luz opere en cw a toda la potencia durante el ciclo de borrado, los sistemas WORM pueden operar a una duración de 50 % de ciclo en promedio dependiendo del código de modulación usado. En ambos casos al menos 30 mW de luz del diodo láser es requerida para codificar los datos con una razón señal/ruido suficiente para tener una razón bit-error baja.

La luz deberá ser colectada y colimada por un sistema óptico. Para el mejor uso de la potencia óptica en este proceso, un diodo láser con un  $\theta_{1/2} = 35^\circ$  de FWHM y un NA = 0.5, para formar un intenso haz sobre el medio de grabación. El NA del lente objetivo deberá ser igual al total de la amplitud en  $1/e^2$  (dónde e es el número de Euler) de la máxima intensidad del haz emitido (FWHM). Este parámetro es alrededor 1.7 veces el patrón de emisión.

Para conseguir la más pequeña circularidad simétrica posible en el patrón de emisión, la sección transversal del haz debería ser redonda para llenar el objetivo del lente usado para enfocar la luz sobre el medio. Esta corrección anamorfica, usualmente se hace por uno o dos prismas entre los dos lentes objetivo para expandir o contraer el haz en una dimensión.

Muchos diodos index-guided, tienen astigmatismo estático de unas cuantas micras, éste puede ser cancelado también ajustando adecuadamente los elementos de expansión anamorfica.

### 5.1.3.- Proceso de lectura de CD's

La información grabada en forma de una serie de pits (los cuales siguen una trayectoria helicoidal desde el centro hacia afuera similar al surco de un LP de música grabada) de diferentes longitudes puede ser leída subsecuentemente enfocando un haz de láser en cw de baja potencia ( $\approx 3$  mW) mediante un objetivo de longitud focal corta montado sobre la cabeza óptica móvil.

Los cambios de la intensidad o de la polarización de la luz reflejada producida por las incisiones el disco son detectados y usados para reconstruir los datos como una secuencia de pulsos de longitud e intensidad diversa (representando 1's y 0's). Luego un fotodetector convierte las reflexiones de la luz modulada en señales eléctricas para su decodificación y amplificación.

Un sistema de lectura de CD's se muestra a continuación.

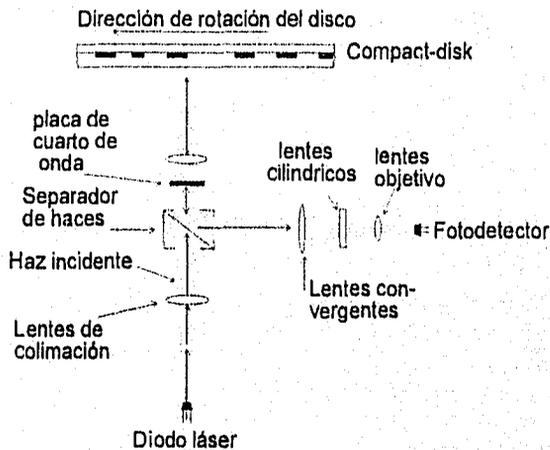


Fig..5.2.- Sistema de lectura de CD's.

En el sistema mostrado en la figura 5.2, el haz de luz de forma elíptica (linealmente polarizado) producido por el diodo láser es colimado mediante una lente, pasa a través del cristal separadores de haces y luego mediante la placa de cuarzo de onda se polariza circularmente para luego enfocarlo mediante una lente objetivo de longitud focal corta (del orden de 3 a 5 mm) sobre los pits en el disco que esta girando. El haz reflejado de los bordes de los pits (que sigue estando circularmente polarizado) es reconvertido a luz linealmente polarizada por la placa de cuarzo de onda y como su

plano queda rotado 90° respecto al haz incidente, es desviado hacia el fotodetector mediante el separador de haces. Ya en el fotodetector, la señal óptica es convertida a señal eléctrica para ser decodificada y amplificada posteriormente.

Los drives ópticos comerciales usan diodos láser de AlGaAs de 780 nm con una potencia óptica de alrededor de 3 mW. Estos drives son diseñados de tal forma que tengan un peso mínimo para poder moverse rápidamente a la posición correcta y evitar errores de lectura. Servomotores ayudan a enfocar el haz sobre cada pit, controlando ambos movimiento arriba/abajo y derecha/izquierda.

Hasta hace poco, este tipo de drives usaban cabezas ópticas consistiendo de elementos discretos, es decir un láser en un encapsulado de 5.6 ó 9 mm y uno o más fotodetectores. Los lectores de CD actuales están cambiando hacia el uso de pequeñas cabezas en la cual los chips del láser y el fotodetector son integrados.

La lectura de discos magneto-ópticos es más compleja que la lectura de CD's de solo lectura o CD's WORM, ya que cada dato almacenado sobre el disco afecta la polarización de la luz de baja potencia más que su intensidad. El proceso descansa sobre el efecto Kerr en la capa ferromagnética, el cual rota el plano de polarización de la luz reflejándose en su superficie. Sistemas de lectura de discos magneto-ópticos usan una combinación de divisores de haz y detección diferencial para adquisición de datos a una razón señal/ruido aceptable.

#### 5.1.4.- Almacenamiento holográfico

En este caso el proceso de almacenamiento es muy diferente al usado en CD's, aquí la escritura es de una página a la vez, donde cada página es codificada en un haz láser por un modulador espacial de luz como un patrón de píxeles iluminados y oscuros, llamado patrón SLM, por sus siglas en inglés *spatial light modulator*, en un plano bidimensional representando 1's y 0's. Luego la luz láser codificada es enfocada por una lente sobre un material de alta sensibilidad óptica, normalmente un material fotorefractivo como por ejemplo emulsiones fotográficas o algunos fotopolímeros, donde este haz de escritura interfiere con otro haz láser, llamado haz de referencia para formar un holograma. El holograma obtenido dependerá de la técnica empleada, por ejemplo con la técnica holográfica off-axis (en el eje), se obtiene un holograma de transmisión. Con otra técnica llamada de Denisyuk (llamada así por su inventor), se producen hologramas de reflexión o de volumen.

En la siguiente figura se muestra un diagrama a bloques de un sistema de almacenamiento holográfico de volumen

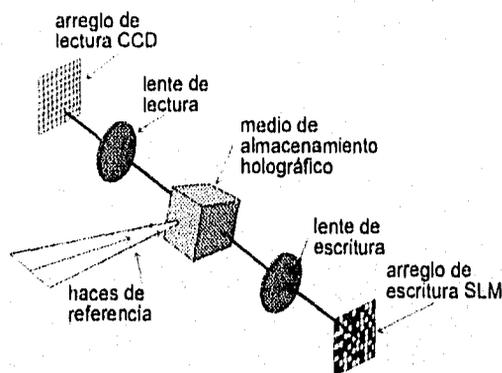


Fig.5.3.- Sistema de grabación holográfico.

Esta técnica de almacenamiento aprovecha el fenómeno de que al iluminar el material fotosensible con un haz de potencia desigual<sup>6</sup>, cargas móviles en la sustancia (huecos y electrones) emigran lejos de la región brillante hacia regiones oscuras. Estas cargas continúan moviéndose en esta forma mientras el patrón de iluminación persista y consecuentemente dejan cargas fijas positivas o negativas en la región iluminada. El resultado es un desbalance de carga que genera un fuerte potencial eléctrico (arriba de 10000 V/cm) entre los átomos de las dos regiones, lo cual distorsiona la red cristalina y cambia el índice de refracción del material.

Si los dos haces del sistema de almacenamiento holográfico convergen en el volumen del material, la migración de carga resultante causada por el patrón de interferencia cambiará el índice de refracción del material y forma una fase de holograma de volumen, es decir un conjunto de rejillas de difracción, donde cada rejilla tendrá una frecuencia espacial, una amplitud de transmisión y una orientación propias. El criterio más importante es sin embargo que la carga quede atrapada en su nueva posición después de quitar el haz, ya que de otro modo el holograma se irá opacando gradualmente conforme la carga vaya regresando a su posición original.

6.- Para este propósito puede emplearse láseres de He-Ne, emitiendo en 633 nm, un láser de rubí emitiendo en 694 nm o un diodo láser de InGaAlP emitiendo en 690 nm.

Para leer el holograma, éste deberá iluminarse con una haz de luz láser de baja potencia. Aquí puede emplearse un diodo láser de InGaAlP operando a 690 nm, con una potencia óptica de 30 mW.

Cuando el holograma es iluminado por un frente de onda plano de luz coherente, cada rejilla genera su propio patrón de difracción, el cual puede ser visto en el plano focal posterior. Este patrón de difracción define un solo conjunto de frentes de onda secundario que mutuamente interfieren creando la imagen grabada.

Cuidado especial deberá tenerse de iluminar el holograma con una fuente de luz potente y uniforme para evitar borrado accidental, ya que iluminando así el material, se remueve la carga atrapada regresándola a su posición original.

Lo atractivo de esta técnica de almacenamiento es que no solamente una pagina puede ser almacenada en el cristal sino un gran volumen en un espacio no mayor que un dime (moneda americana de 10 centavos). Cada pagina conteniendo megabits de información. Para hacer esto, cada pagina de información es asignada a un haz de referencia único, lo cual se consigue al variar el ángulo, la longitud de onda o la fase del haz. Grupos de paginas holográficas también pueden ser apiladas a través del espesor de un medio de almacenamiento, lo cual aumenta aún más la capacidad de almacenamiento.

Otra ventaja del almacenamiento holográfico, es su redundancia, lo cual resulta del hecho de que cada elemento de una sola imagen holográfica es distribuida sobre todo el volumen del medio de almacenamiento expuesto. Por tanto defectos discretos en el medio, afectarán el nivel de señal de toda la pagina pero no borrarán datos individuales. Esto se traduce en un aumento de la integridad de los datos almacenados. Otra ventaja más, la velocidad de acceso aleatorio depende de la naturaleza del proceso holográfico. Si la pagina de datos son definidos por un ángulo del haz de referencia, entonces la pagina puede ser escrita o leída tan rápido como el ángulo pueda ser cambiado, por tanto el escaneo ópto-acústico puede conducir a un rápido acceso de datos.

## **5.2.-Comunicaciones por fibra óptica**

La segunda área de mayor consumo de diodos láser son las telecomunicaciones por fibra óptica.

Los sistemas de comunicación por fibra óptica ofrecen la alternativa más adecuada al problema de mover montañas de información de un lugar a otro.

Básicamente un sistema de fibra óptica convierte una señal eléctrica en señal de luz infrarroja, transmite esta señal luminosa a través de la fibra óptica y hace la reconversión a señal eléctrica en el otro extremo de la fibra.

En un sistema de fibra óptica o enlace por fibra óptica, tres son las partes principales que realizan la tarea de comunicación: una fuente de luz, una fibra óptica y un detector de luz o receptor. La siguiente figura ilustra un sistema de comunicación típico.

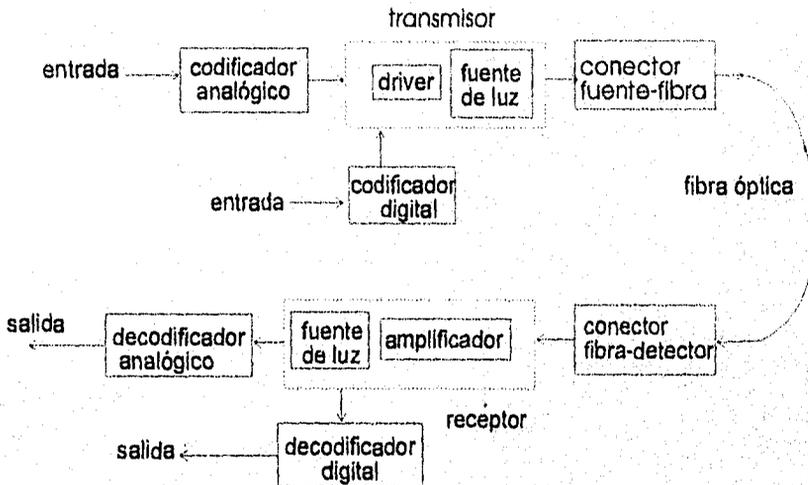


Fig.5.4.- Sistema de comunicación por fibra óptica.

La fuente de luz puede ser un LED o un diodo láser. El detector puede ser un fotodiodo de avalancha o un diodo PIN y la fibra óptica puede ser una hebra tan corta como 1 m o tan larga como 7 km de longitud.

Los sistemas de fibras ópticas son bidireccionales, por lo que se requieren dos fibras trabajando en par para entablar una conversación.

### 5.2.1 - Modulación

Como cualquier sistema de comunicación, la señal a ser transmitida deberá ser codificada sobre la portadora en la fuente (transmisor) y decodificada o demodulada desde la portadora una vez que la señal ha llegado a su destino (en el receptor). En el caso en que la portadora es una onda de luz, la codificación o modulación de la señal se hace ya sea por modulación directa o externa de la fuente de luz. Por ejemplo variando la corriente en el diodo láser.

Dos tipos de modulación son posibles en un sistema de comunicación por fibra óptica: analógica y digital. En la modulación analógica la intensidad (la fase o la frecuencia) del haz de luz del transmisor, es variada continuamente. En otras palabras la fuente de luz emite un haz continuo de intensidad o frecuencia variable.

En la modulación digital en cambio la intensidad del haz es cambiado abruptamente en dos estados encendido/apagado (on/off) a una razón extremadamente rápida.

Un ejemplo de modulación (de los diversos existentes) es el sistema PCM (del Inglés Pulse-Code Modulation), en el cual la señal de entrada es muestreada por la altura de la onda. En el caso de señales de voz esto usualmente se realiza a una razón de 8000 veces por segundo. Cada altura de onda luego es asignada a un número binario de 8 bits el cual es transmitido en una serie de intervalos de tiempo individuales de la fuente de luz. En la transmisión un 1 es representado como un pulso de luz y un 0 como la ausencia de luz en un intervalo de tiempo dado.

El tipo de modulación y codificación usados en un sistema de transmisión por fibra óptica depende de muchos factores sin embargo algunas fuentes de luz son más adecuadas para algunos esquemas que otros. Por ejemplo en transmisores que emplean LED's y láseres de baja coherencia, la modulación de la intensidad es el método más directo de codificación.

### 5.2.2 - Requerimientos de la fuente y detector

Además de los requerimientos de modulación y codificación, las señales de luz viajan a través de muchas fibras y deberán mantenerse con suficiente intensidad detectable al llegar al receptor. Por tanto la fibra deberá tener bajas pérdidas (por dispersión, absorción, etc.) y baja dispersión en la longitud de onda de la fuente.

Una fibra óptica típica usada para telecomunicaciones, consiste de un núcleo de fibra de vidrio de aproximadamente 5 milésimas de pulgada de diámetro. Normalmente las fibras individuales son agrupadas para formar cables. Un cable de fibra óptica puede

contener de 1 a 24 fibras y en algunos casos un alambre de acero para añadir fuerza al cable.

Cuando el enlace es muy largo, la fibra óptica atenúa las ondas de luz que viajan a través de ella de modo que no pueden ser distinguidas del ruido por lo que además de lo indicado en la figura 5.3, se necesita de repetidoras a determinadas distancias para amplificar la señal a niveles adecuados.

La atenuación en fibras ópticas es más baja a 1.55 (cero dispersión) y 1.33  $\mu\text{m}$  (pérdidas mínimas), sin embargo las fibras estándar en modo simple tienen gran dispersión de longitud de onda a esas longitudes de onda, lo cual limita las razones de transmisión.

Como ya se ha mencionado las fuentes y detectores pueden ser un LED o un láser. Un LED es usado en sistemas de transmisión cuyas distancias son menores a 3 km y a razones de transmisiones de alrededor de 500 Mbits/s, mientras que los láseres son usados en sistemas de transmisión de larga distancia y razones de transmisión altas. Un diodo láser es más caro que un LED, sin embargo el diodo láser puede acoplar mayor potencia a la fibra óptica y es idealmente adecuado para sistemas digitales de alta velocidad. Aunque su tiempo de vida útil sea menor que el de un LED.

Las pérdidas y dispersión en las fibras no son significativas en aplicaciones tales como comunicaciones intra-oficina y sistemas localizadas en áreas pequeñas donde las distancias son cortas y las razones de transmisión de datos usualmente son bajas que pueden usarse LED's de AlGaAs y de InGaAsP, emitiendo a 0.87  $\mu\text{m}$ , fibras multimodo y fotodetectores de silicio, tales como diodos PIN y fotodiodos de avalancha.

Para altas razones de transmisión de datos y distancias largas (no mayor de 5 km), la atenuación se vuelve importante. Las fuentes y detectores deberán operar en longitudes de onda cercanas a 1.33 y 1.55  $\mu\text{m}$ , donde las fibras presentan pérdidas mínimas.

A distancias aún más largas o razones de transmisión más altas (cientos de Mbits/s), se emplean láseres de InGaAs (puesto que cumplen los requerimientos de altas coherencia y velocidad de modulación), los cuales pueden ser ajustados para emitir a 1.33 ó 1.55  $\mu\text{m}$ . También pueden ser usados láseres multilongitud de onda emitiendo cerca de 1.33  $\mu\text{m}$  como fuentes para sistemas de altas razones de transmisión digital.

Los sistemas que operan cerca de 1.55  $\mu\text{m}$ , con fibras de sílica convencionales de alta dispersión cromática  $\sim 15$  ps/km-nm (15 picosegundos por kilómetro de fibra por nanómetro de amplitud del espectro láser), limitan la aplicabilidad de láseres multilongitud de onda a bajas razones de transmisión de datos. Las fibras cuyo punto de dispersión cero se establece de acuerdo al diseño del núcleo, coincide con el

mínimo de pérdidas a  $1.55 \mu\text{m}$ , permiten el uso de láseres multilongitud de onda en sistemas que operan a altas razones de transmisión de datos.

### 5.2.3.- Estructuras láser empleadas

Las estructuras láser más empleados en los sistemas de comunicación óptica son:

- 1).- Láseres Index-Guided, debido a su alta linealidad óptica, estabilidad temporal y larga vida.
- 2).- Láseres de pozos cuánticos emitiendo en el infrarrojo cercano (920 a 1650 nm) cubren ambos mínimos de dispersión de longitud de onda ( $1.3 \mu\text{m}$ ) y el mínimo de atenuación de longitud de onda ( $1.55 \mu\text{m}$ ), lo cual los hace muy útiles en los sistemas de transmisión óptica como sistemas por computadora y sistemas telefónicos.
- 3).- Láseres DFB y DBR son usados cuando se emplea la tecnología de Multiplexado por división de longitud de onda o WDM (wavelength-division-multiplexing) mediante la cual señales a distintas longitudes de onda son simultáneamente transmitidas a través de una sola fibra, por ejemplo transmisión de tres canales a 2.5 Gbits/s cada una.

En la tecnología WDM las fuentes deberán emitir en un angosto rango de longitud de onda. Normalmente la fuente consiste de tres láseres DBR modulados. Las salidas son combinadas por una guía de onda montada pasiva y luego es amplificada usando un láser amplificador. Cada láser DBR puede ser modulado a una longitud de onda específica, variando la corriente por medio de la rejilla externa del láser DBR. El amplificador óptico compensa las pérdidas ópticas en el interno multiplexor y otras pérdidas ópticas en el chip.

### 5.2.4.- Perspectivas

Para sistemas de comunicación por fibra óptica a distancias de más de 100 km, el reto es como amplificar las señales ópticas. Tradicionalmente se ha hecho colocando repetidoras a intervalos regulares a lo largo de enlace por fibra. Por ejemplo el enlace trasatlántico de 7500 km usa alrededor de 100 repetidoras, una cada 75 km.

Las repetidoras son dispositivos electro-ópticos que trabajan a la inversa de un sistema de comunicaciones. En una repetidora, un fotodiodo (usualmente un detector PIN o un fotodiodo de avalancha de bajo ruido) primero convierte la onda de luz

atenuada en señal electrónica, la cual es amplificada y regenerada. Luego un diodo láser reconvierte la señal electrónica en señal luminosa para retransmitirla por la fibra.

El problema con las repetidoras es que la compleja circuitería fija la velocidad electrónica de cada dispositivo, haciendo el enlace más difícil y costoso.

Entre los años 1985 a 1986 se diseñó un sistema totalmente óptico que consiste de una fibra de silica dopada con erbio, la cual es bombeada ópticamente por un láser a 0.098 ó 0.15  $\mu\text{m}$ . La radiación bombeada es introducida al núcleo por un acoplador dicróico (separador de haces) dejando que la señal y las ondas de bombeo viajen juntas a través del núcleo.

Debido a que el angosto núcleo mantiene la radiación de bombeo concentrada en un pequeño volumen, unos cuantos mW de potencia de bombeo genera considerable ganancia en la longitud de onda de la señal. Para evitar resonancia de absorción indeseable en la onda de señal por los átomos de erbio excitados, en toda su longitud la fibra a través de la cual viaja la señal deberá ser bombeada.

### 5.3.- Comunicaciones espaciales

Un sistema de comunicaciones por láser vía satélite es muy similar a los sistemas de radiofrecuencia (RF) o microondas. En general un sistema de comunicaciones por láser o *lasercom*, consiste de un sistema transmisor (un láser), de electrónica de manejo de datos, una fuente portador modulada, un sistema de transmisión (óptica), y una antena (usualmente un telescopio).

El marcado interés en las comunicaciones láser para aplicaciones en satélite resulta ser la de mayor frecuencia de operación (7 u 8 ordenes de magnitud que en sistemas de RF). Esta característica conduce a las tres principales ventajas; ancho de banda más grande, ángulos de divergencia más pequeños que conduce a usar antenas más pequeñas y que se tengan nuevas regiones disponibles en el espectro electromagnético.

Puesto que los ángulos de divergencia, y la medida de la antena son todos dependientes de la longitud de onda, en un sistema de RF las longitudes de onda están en el rango de cientos de metros hasta menos de un centímetro, mientras que en un sistema de comunicación láser están en el rango de 1 micra hasta 10 micras. Por otro lado la divergencia del haz varía inversamente con el diámetro de la apertura y directamente con la longitud de onda

Una ventaja adicional del uso de láseres es lo angosto del pulso (amplitud de línea del pico de potencia que hace posible la transmisión a altas razones. Por ejemplo

en 5 Gbits/s, alrededor de un millón de canales telefónicos deberían estar disponibles para proporcionar un tipo de línea troncal gigante en el cielo.

los diodos láser de AlGaAs y láseres Nd:YAG bombeados por diodos láser de AlGaAs son las fuentes más convenientes para esta aplicación. El diodo láser tiene las ventajas de ser muy pequeño, relativamente eficiente, disponible en el rango de longitudes de onda de 0.8 a 1.7  $\mu\text{m}$ , puede ser directamente modulado y tiene un tiempo de vida largo. Pero tienen la desventaja de manejar relativamente bajas potencias ópticas de salida. Esta desventaja se ve parcialmente resuelta al usar arreglos de diodos láser, sin embargo esto conduce a problemas de combinación de haces. Los láseres Nd:YAG no tienen el problema de combinación de haces, tienen suficiente potencia disponible, emiten haces altamente colimados para realizar el enlace, pero tienen la desventaja de que su modulación es externa y compleja. Así pues la elección de la fuente depende de la razón de datos y del formato de modulación

La siguiente figura muestra la interrelación de los diversos elementos que conforman un sistema de comunicación láser

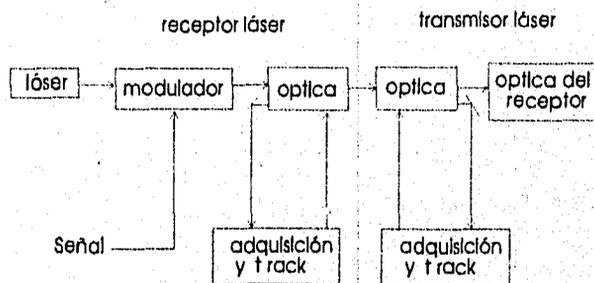


Fig.5.5.- Sistema de comunicación láser.

El marcado interés en las comunicaciones láser para aplicaciones en satélite resulta ser la de mayor frecuencia de operación (7 u 8 ordenes de magnitud que en sistemas de RF). Esta característica conduce a las tres principales ventajas; ancho de banda más grande, ángulos de divergencia más pequeños, antenas más pequeñas y nuevas regiones disponibles en el espectro electromagnético.

Puesto que los ángulos de divergencia, y la medida de la antena son todos dependientes de la longitud de onda, en un sistema de RF las longitudes de onda están en el rango de cientos de metros hasta menos de un centímetro, mientras que en un sistema de comunicación láser están en el rango de 1 micra hasta 10

micras. Por otro lado la divergencia del haz varia inversamente con el diámetro de la apertura y directamente con la longitud de onda

Una ventaja adicional del uso de láseres es lo angosto del pulso (amplitud de línea del pico de potencia que hace posible la transmisión a altas razones. Por ejemplo en 5 Gbits/s, alrededor de un millón de canales telefónicos deberían estar disponibles para proporcionar un tipo de línea troncal gigante en el cielo.

los diodos láser de AlGaAs y láseres Nd:YAG bombeados por diodos láser de AlGaAs son las fuentes más convenientes para esta aplicación. El diodo láser tiene las ventajas de ser muy pequeño, relativamente eficiente, disponible en el rango de longitudes de onda de 0.8 a 1.7  $\mu\text{m}$ , puede ser directamente modulado y tiene un tiempo de vida largo. Pero tienen la desventaja de manejar relativamente bajas potencias ópticas de salida. Esta desventaja se ve parcialmente resuelta al usar arreglos de diodos láser, sin embargo esto conduce a problemas de combinación de haces. Los láseres Nd:YAG no tienen el problema de combinación de haces, tienen suficiente potencia disponible, emiten haces altamente colimados para realizar el enlace, pero tienen la desventaja de que su modulación es externa y compleja. Así pues la elección de la fuente depende de la razón de datos y del formato de modulación

#### **5.4.- Aplicaciones en medicina**

Con el desarrollo de arreglos de diodos láser para conseguir haces de alta potencia ha sido posible su aplicación en diferentes áreas de la medicina. La luz láser produce diversos efectos sobre el tejido biológico, los cuales son aprovechados para realizar terapia y diagnóstico médicos.

##### **5.4.1.- Interacción de la luz láser con el tejido**

La luz láser produce fundamentalmente 4 efectos sobre el tejido: efectos fototérmicos, ablativos, ruptura óptica y acústica.

#### **5.4.1.1.- Efectos fototérmicos**

Cuando el tejido absorbe luz de un láser cw o pulsado, se produce calentamiento localizado, lo cual puede provocar la desnaturalización de proteínas, coagulación y vaporización del tejido.

Por arriba de 40 °C, las proteínas se desnaturalizan y alrededor de 50 °C se coagulan.

El efecto sobre el tejido circundante depende de la energía láser y del efecto del enfriamiento de los vasos sanguíneos. A temperaturas cercanas a 100 °C los fluidos intracelulares y extracelulares hierven formando un vapor que transforman el tejido en diminutas partículas

#### **5.4.1.2.- Efectos ablativos**

La luz láser de alta potencia y de corta longitud de onda (en el ultravioleta) puede romper los enlaces moleculares con insignificante calentamiento, permitiendo así aclarar tejidos pigmentados o removerlos sin producir daño térmico al tejido adyacente. El efecto ablativo se refiere al transporte mecánico o vaporización del material de esta manera se consigue remover tejido corneo.

#### **5.4.1.3.- Ruptura óptica**

Cuando luz láser pulsada de muy corta duración (del orden de pico o nanosegundos) y de alta potencia es enfocada sobre una pequeña mancha, puede romper el tejido debido a que las moléculas se ionizan produciéndose un plasma. Durante el proceso de decaimiento del plasma, ondas de choque emanan del plasma para distribuir la energía y enfriarse. La expansión simétrica de la onda de choque produce vaporización del tejido. De esta manera pueden hacerse huecos o remover tejidos internos en el ojo sin causar daños a tejidos cercanos.

#### **5.4.1.4.- Ruptura acústica**

La energía láser pulsada suministrada a un blanco por medio de una fibra óptica puede desintegrar cálculos biliares y del riñón cuando se forma un plasma que

absorbe la energía adicional y genera ondas acústicas que fracturan el cálculo. Este procedimiento (llamado lithotripsia) es ampliamente utilizado en Urología.

#### **5.4.1.5.- Fotoreacción**

Cuando la energía láser es absorbida por un cromóforo (un color fotoreactivo), éste excita los colores de la molécula sin producir calentamiento. El color excitado puede relajarse al estado de equilibrio produciendo fluorescencia (la cual es aprovechada para hacer diagnósticos) o bien se convierte en una o más formas excitadas que reaccionan químicamente (efecto utilizado en terapia). Un ejemplo es la excitación de la hematoporfirina, la cual reacciona con el oxígeno para producir simple oxígeno. El proceso mata las células huésped conteniendo la hematoporfirina. Esta destrucción selectiva es la base del tratamiento en cánceres llamado terapia fotodinámica.

#### **5.4.1.6.- Absorción**

La bioestimulación del tejido por la absorción de energía láser de baja potencia puede aliviar el dolor y facilitar el curamiento deseado. El mecanismo aún no se entiende, pero, se cree que se liberan enzimas o se transforman prostaglandinas.

#### **5.4.2.- Ventajas con respecto a la terapia tradicional**

En los procedimientos quirúrgicos comúnmente se usa un escalpelo para hacer incisiones en la piel u otros tejidos. Cuando el cirujano corta con el escalpelo se produce sangrado, y esto hace más complicada y alargada la cirugía. Por otro lado, los vasos son suturados y materia extraña al tejido queda junto a la herida, lo cual puede convertirse en un foco de infección.

Mientras que cuando se usa electrocauterización (vaporización de tejidos haciendo pasar una corriente eléctrica a través de ellos) para coagular o cortar tejidos, se produce extensivo daño subsuperficial. Además, cuando los tejidos son muy pequeños tal como vasos sanguíneos, la corriente es conducida a través de la sangre produciendo daño a tejidos distantes no relacionados al área de tratamiento.

Con fototerapia láser en cambio los procesos son más limpios, rápidos, seguros y sin daño más allá del área tratada.

Muchas de estas aplicaciones aun están en desarrollo, pero están madurando continuamente conforme al avance de estos dispositivos. Un ejemplo de estas aplicaciones se tiene en el tratamiento de glándulas inflamadas en la próstata empleando un equipo que usa un arreglo de 25 diodos láser de AlGaAs, produciendo un haz de 25 W en 805 nm. Actualmente se dispone en el mercado de módulos láser con fibra óptica acoplada de 7.5 y 30 W para tratamientos médicos así como módulos con fibra óptica reusable para usos industriales.

### 5.5.- Impresión láser

De manera resumida, el proceso de impresión láser consiste en las siguientes etapas:

- 1.- Conversión de los datos (texto o elementos gráficos) a imprimir en señal electrónica.
- 2.- Transferencia de la señal electrónica a señal codificada a un tambor fotoconductorivo.
- 3.- Transferencia de la señal codificada en el tambor al papel.

En la siguiente figura se ilustra este proceso

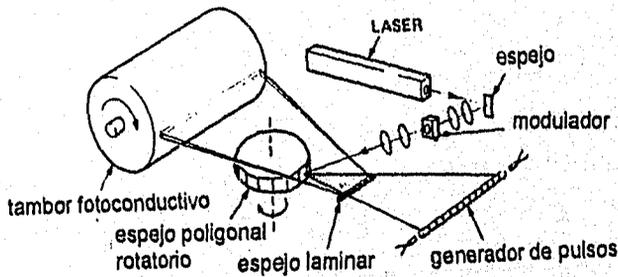


Fig.5.6.- (a) proceso de Impresión láser.

Existen dos modalidades de impresora láser. Para realizar copias igual que en una fotocopiadora xerox y para realizar copias desde una computadora.

En la siguiente figura se ilustra un modelo de impresora láser del primer tipo. Este modelo aunque ya es antiguo nos permite comprender el proceso de impresión.

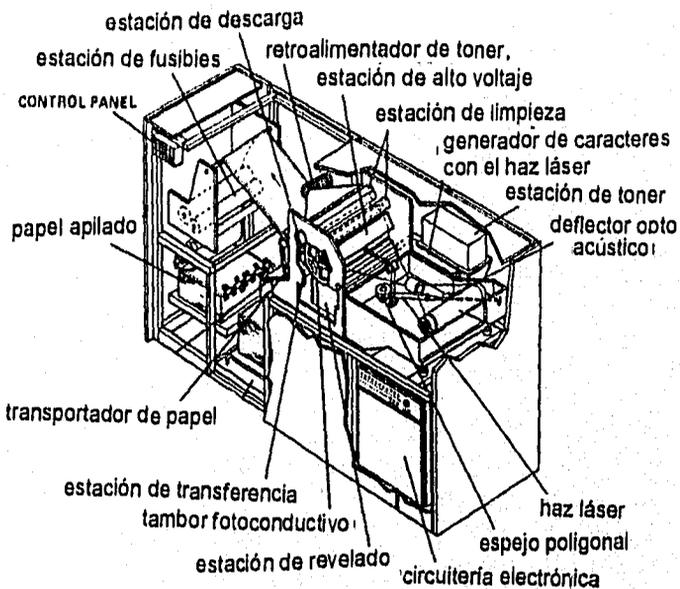


Fig.5.7.- Modelo de impresora láser.

En el caso de una impresora láser conectada a una computadora, el proceso se realiza de la siguiente manera: los datos a imprimir son transferidos de la computadora a la impresora vía un puerto serie o paralelo en forma de una mezcla de caracteres ASCII y comandos.

Una vez que los datos llegan a la impresora, pasan a una porción de la memoria de la impresora llamada *buffer I/O* donde son almacenados temporalmente. En esta etapa los datos son analizados y se hace una separación de los caracteres ASCII de los comandos por medio del microprocesador de la máquina. Luego, tanto los comandos como los caracteres ASCII son movidos a otra etapa llamada *pagina intermedia* (la cual es una replica electrónica de la pagina que será impresa en el papel), donde los datos gráficos son convertidos a un formato de mapa de bits. Este mapa de bits, es una serie de 1's y 0's, los 1's representando puntos de toner requeridos para formar el elemento gráfico y los 0's representan espacios en blanco alrededor de los elementos gráficos.

Una vez que la pagina intermedia esta completa, los datos son pasados a otra área de memoria llamada *strip buffer*, en donde los datos son ordenados en líneas

horizontales secuenciales. En este punto, los caracteres ASCII son convertidos al formato de mapa de bits.

Una vez que la etapa *strip* esta concluida, los datos son enviados al láser en forma de códigos On/Off. Estos códigos corresponden a puntos y espacios en blanco entre ellos. La magnitud de los puntos se controla manipulando la duración de los pulsos del láser (pulsos largos crean puntos grandes) y la posición de los puntos se controla ajustando el tiempo de los pulsos (acortando el periodo del pulso entre un punto y el siguiente, los puntos quedarán localizados más cerca uno del otro, el efecto opuesto se consigue alargando el periodo).

La transferencia de la señal láser codificada se hace a través de un espejo giratorio, mediante el cual se escanea horizontalmente un tambor fotoconductor que se encuentra girando sobre un cartucho de toner.

Debido a las propiedades especiales del material fotoreceptor cubriendo el tambor, la carga será removida de aquellas áreas que sean iluminadas por el láser, quedando cargadas negativamente. De este modo, conforme el láser (con los códigos On/Off) escanea el tambor va transfiriendo los datos del *strip buffer*. El patrón invisible de áreas cargadas y no cargadas sobre el tambor se denomina *imagen electrostática*.

La imagen electrostática es convertida a imagen visible mediante un proceso de revelado. Durante el revelado, un cilindro revelador girando en sentido contrario al tambor, distribuye una capa uniforme de toner sobre este último. Como el toner contiene partículas de hierro, la superficie queda cargada negativamente al rozar con el cilindro revelador (ya que este último contiene carga negativa).

Al girar juntos tambor y cilindro revelador las partículas de toner cargadas negativamente, son repelidas por las cargas negativas de las áreas del tambor no expuestas a la luz láser creando de esta manera una imagen visible.

Una vez que la imagen esta formada sobre el tambor, el microprocesador activa el mecanismo de alimentación de papel. El papel al pasar por un área de alto voltaje cerca del tambor se carga positivamente. De esta manera, al pasar sobre el tambor, las partículas de toner cargadas negativamente sobre el tambor son atraídas hacia el papel.

Las partículas quedan pegadas por gravedad sobre el papel. Para fijarlas, la impresora láser pasa el papel a través de un juego de rodillos con fusibles para fundir (a 400 °F) las partículas de toner sobre la superficie del papel.

Finalmente el papel es expulsado de la máquina.

Los requerimientos de potencia de los diodos láser para impresoras, dependen de la velocidad de impresión y de la sensibilidad espectral del material fotoconductor, el

horizontales secuenciales. En este punto, los caracteres ASCII son convertidos al formato de mapa de bits.

Una vez que la etapa *strip* esta concluida, los datos son enviados al láser en forma de códigos On/Off. Estos códigos corresponden a puntos y espacios en blanco entre ellos. La magnitud de los puntos se controla manipulando la duración de los pulsos del láser (pulsos largos crean puntos grandes) y la posición de los puntos se controla ajustando el tiempo de los pulsos (acortando el periodo del pulso entre un punto y el siguiente, los puntos quedarán localizados más cerca uno del otro, el efecto opuesto se consigue alargando el periodo).

La transferencia de la señal láser codificada se hace a través de un espejo giratorio, mediante el cual se escanea horizontalmente un tambor fotoconductor que se encuentra girando sobre un cartucho de toner.

Debido a las propiedades especiales del material fotoreceptor cubriendo el tambor, la carga será removida de aquellas áreas que sean iluminadas por el láser, quedando cargadas negativamente. De este modo, conforme el láser (con los códigos On/Off) escanea el tambor va transfiriendo los datos del strip buffer. El patrón invisible de áreas cargadas y no cargadas sobre el tambor se denomina *imagen electrostática*.

La imagen electrostática es convertida a imagen visible mediante un proceso de revelado. Durante el revelado, un cilindro revelador girando en sentido contrario al tambor, distribuye una capa uniforme de toner sobre este último. Como el toner contiene partículas de hierro, la superficie queda cargada negativamente al rozar con el cilindro revelador (ya que este último contiene carga negativa).

Al girar juntos tambor y cilindro revelador las partículas de toner cargadas negativamente, son repelidas por las cargas negativas de las áreas del tambor no expuestas a la luz láser creando de esta manera una imagen visible.

Una vez que la imagen esta formada sobre el tambor, el microprocesador activa el mecanismo de alimentación de papel. El papel al pasar por un área de alto voltaje cerca del tambor se carga positivamente. De esta manera, al pasar sobre el tambor, las partículas de toner cargadas negativamente sobre el tambor son atraídas hacia el papel.

Las partículas quedan pegadas por gravedad sobre el papel. Para fijarlas, la impresora láser pasa el papel a través de un juego de rodillos con fusibles para fundir (a 400 °F) las partículas de toner sobre la superficie del papel.

Finalmente el papel es expulsado de la máquina.

Los requerimientos de potencia de los diodos láser para impresoras, dependen de la velocidad de impresión y de la sensibilidad espectral del material fotoconductor, el

cual típicamente es más sensitivo a longitudes de onda más cortas. Una impresora láser de alta velocidad puede necesitar una potencia de 5 mW en 750 nm o de 10 a 15 mW a 780 nm, mientras que sólo 5 mW a 780 nm puede ser suficiente para un modelo más lento.

#### 5.6.- Otras aplicaciones de diodos láser

En la manufactura de aviones, tales como el Boeing 777, con una longitud de 200 pies, se presentan problemas de alineamiento y posicionamiento cuando se realiza el ensamblado de las diferentes partes. Actualmente se emplean sistemas de alineamiento por láser para resolver estos problemas.

El sistema empleado consiste en una cabeza láser, una unidad de control y display, y un objetivo final.

La cabeza láser contiene un diodo láser que emite en 670 nm y detectores de posición PSD (del inglés Position-Sensing Detector). La corriente de salida del PSD es proporcional a la posición x,y del haz del láser sobre la superficie fotosensible.

Cada objetivo contiene también un PSD y puede sensar la posición x,y del haz del láser con una exactitud de 0.001 pulgadas. Luego los datos son digitalizados y la información de la posición es calculada en un tablero de control y los datos son subsecuentemente transmitidos vía un cable bus a la unidad de control principal, el cual despliega los desplazamientos del haz en el blanco seleccionado.

Alternativamente el PSD en el blanco u objetivo puede ser reemplazado por un espejo para hacer mediciones angulares precisas por autocolimación. En este caso el haz del láser es reflejado hacia la cabeza láser. Midiendo los desplazamientos del haz con el PSD en el plano focal de los lentes en la cabeza láser, el ángulo de retorno es calculado instantáneamente por una relación de Fourier.

En el caso del ensamble de alas, fuselaje y cola del avión, se usan guías, las cuales contienen muchos puntos de referencia estratégicamente colocados para proporcionar los registros de posición y ángulo. Boeing utiliza sistemas de alineamiento por láser para medir con alta precisión la posición y el ángulo de los puntos de referencia y superficies de las guías en el ensamblaje de sus aviones.

Por otro lado, gracias al desarrollo de láseres de inyección de relativa alta potencia, otra aplicación de diodos láser que poco a poco ha ido ganando terreno es usarlos como fuentes de bombeo para otros tipos de láseres tales como el Nd:YAG y el Nd:YFL.

El bombeo se realiza directamente a la cavidad resonante. Para ello, una cabeza conteniendo un arreglo de diodos láser emitiendo luz con una potencia de 20 W se acopla al cristal o medio efectivo, la cabeza láser tiene una fibra óptica integrada con conectores en el extremo final, de esta manera la fuente puede estar lejos del diodo y no se requieren manejo de altas corrientes.

## CONCLUSIONES

De acuerdo a los objetivos trazados en el presente trabajo, las conclusiones son las siguientes:

- 1.- Se presentaron los fundamentos teóricos de operación del láser de semiconductores, se discutieron los procesos físicos, se analizaron las diferentes estructuras de los diodos láser y los parámetros internos y externos que influyen en las características de salida.
- 2.- Se presentaron los métodos de caracterización. Esto resulta de interés para quien trabaje con estos dispositivos.
- 3.- Se determinaron los parámetros de trabajo de algunos diodos.

Los resultados experimentales obtenidos de las mediciones concuerdan con los de la literatura. Sin embargo, es importante señalar que aún cuando el fabricante especifica sus parámetros, existen variaciones en los mismos y esto puede dar lugar a un funcionamiento inadecuado en alguna aplicación específica.

De los resultados obtenidos puede decirse que estos láseres pueden ser aplicados en lectores de CD's, en lectores de códigos de barras y en comunicaciones por fibra óptica puesto que están en el rango de longitud de onda, potencia y coherencia espacial requerida. En cambio no pueden aplicarse para grabar datos digitales o para aplicaciones en cirugía puesto que la potencia óptica no es suficiente para tales aplicaciones.

Como ya se ha discutido, este trabajo presenta el panorama general de los láseres de semiconductores y sirve como punto de partida para quien pretenda profundizar sobre algún tema en particular o para quien trabaje con estos dispositivos. Cada uno de los temas tratados aquí, resultan atractivos y puede explorarseles aun más dependiendo de objetivo que se persiga. La manera de abordarlos fue sencilla para facilitar al lector la comprensión de los mismos.

Se hace la siguiente advertencia; el campo de aplicación que aquí se ha mostrado está en continuo cambio y puede ser que en el transcurso de algunos años, el aquí presentado solo sea una pequeña parte de lo que será en el futuro. Así mismo los resultados que se presentan pueden no coincidir con los del mañana debido al continuo mejoramiento en las características de estos dispositivos.

## REFERENCIAS

- 1.- Jeff Hecht, *Thirty-five years of lasers*, Laser Focus World, V.31, N.5, 1995, 69-72
- 2.- T.V. Higgings, *Creating laser light*, Laser Focus World, V.30, N.6, 1994, 127-133
- 3.- S.M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices*, JOHN WILEY & SONS, Second Edition, 1993
- 4.- J.F. Carr, S.S. Charschan, R.O. de Nicola, F.P. Gagliano, R.J. Klaiber, A. Kestenbaum, J. Longfellow, M.A. Sait, L.S. Watkins and V.J. Zaleckas, *Lasers in industry*, WESTERN ELECTRIC SERIES, Edited by S.S. CHARSECHAN, Member of Research Staff Western Electric, 1972.
- 5.- A.J. DeMaria et al., PROC IEEE 57, 2, 1969
- 6.- Colin Tudge, *Lasers*, Now Books, 1969.
- 7.- T.V. Higgings, *Sunlight and science: the elements of optical radiation*, Laser Focus World, V.30, N.2, 1994, 62-98.
- 8.- T.V. Higgings, *The three phases of lasers: solid-state, gas, and liquid*, Laser Focus World, V.31, N.7, 1995, 73-85.
- 9.- McKelvey, *Física del Estado Sólido y de Semiconductores*, LIMUSA, 1993.
- 10.- C.H. Gooch, *Injection Electroluminescent Devices*, JOHN WILEY & SONS, 1973.
- 11.- Francisco, J. De Anda, *Propiedades Ópticas de los Semiconductores*, Informe técnico, Depto. De Ing. Eléct. CIEA del IPN.
- 12.- Henry F. Taylor, *Advances in Fiber Optics Communications*, ARTECH HOUSE, INC., 1988.
- 13.- H.K. Kressel and J.K. Butler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*, ACADEMIC PRESS, 1977.
- 14.- Mitsuo Fukuda, *Reliability and Degradation of Semiconductors Lasers and LEDs*, ARTECH HOUSE, INC., 1991.
- 15.- S.K. Ghandhi, *VLSI Fabrication Principles / Silicon and Gallium Arsenide* JOHN WILEY & SONS, .
- 16.- V.P. Glibkovskii, *Injection lasers*, Progres in Quantum Electronics, V.19, 1995, 41-88.
- 17.- Javier Martínez Juárez, *Realización de un láser de arsenuro de galio aluminio por el método de epitaxia desde fase líquida*, Tesis de Maestría, 1992 Inst. de Ciencias,

- CIDS, Benemerita Universidad de Puebla.
- 18.- Michael Shur, *GaAs Devices and Circuits*, PLENUM PRESS, 1987.
  - 19.- Vyacheslav A. Elyukhin, Apuntes del curso "Heterojunction with A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> Semiconductors", junio-julio 1995.
  - 20.- Jeff Hecht, *Diode laser performance rises as structures shrink*, Laser Focus World, V.28, N.5, 1992, 127-143.
  - 21.- Jeff Hecht, *Semiconductors diode laser span the rainbow*, Laser Focus World, V.29, N.3, 1993, 199-211.
  - 22.- Jeff Hecht, *Long Wavelength diode laser are tailored for fiber optics*, Laser Focus World, V.28, N.8, 1992, 79-89.
  - 23.- T.V. Higgings, *The smaller, cheaper, faster world of diode laser*, Laser Focus World, V.31, N.4, 1995, 65-76.
  - 24.- Jeff Hecht, *Gallium arsenide lasers offer an array of options*, Laser Focus World, V.29, N.7, 1993, 83-92.
  - 25.- Achim Strauss, *Quantum-well laser diodes offer performance advantages*, Laser Focus World, V.30, N.9, 1994, 79-84.
  - 26.- Douglas J. Hodgson, *How power-supply selection can improve laser diode performance*, Laser Focus World, V.30, N.1, 1994, 129-137.
  - 27.- Joseph C. Palais, *Fiber Optic Communications*, PRENTICE HALL, INC., 1984.
  - 28.- Gary Evans and Michael Eitenberg, *Laser Satellite Communications*, MORRIS KATZMAN Editor, 1987.
  - 29.- Heather W. Messenger, *Advances in laser technology propel diverse applications*, Laser Focus World, V.28, N.12, 1993, 61-72.
  - 30.- *Design and applications*, Laser Focus World, V.29, N.4, 1993, 72-76.
  - 31.- Donald B. Carlin, *Optical recording drives diode-laser technology*, Laser Focus World, V.28, N.7, 1992, 77-84.
  - 32.- Bill Lenth, *Optical Storage: a growing mass market for lasers*, Laser Focus World V.30, N.12, 1994, 87-91.
  - 33.- Edward A. Lacy, *Fiber Optics*, PRENTICE HALL, INC., 1982.
  - 34.- T.V. Higgings, *Light speeds communications*, Laser Focus World V.31, N.8, 1995, 67-74.
  - 35.- S.L. McCall and N.K. Dutta, *Diode lasers invigorate communications technologies*,

- Laser Focus World, V.28, N.10, 1992 75-83.
- 36.- Irving J. Arons, *Will corneal sculpting with excimer laser eliminate eyeglasses*, Laser Focus World, V.28, N.3, 1992, 53-62.
- 37.- T.V. Higgings, *Optical storage lights the multimedia future*, Laser Focus World, V.31, N.9, 1995, 103-111.
- 38.- Jeff Hecht, *World News*, Laser Focus World, V.31, N.5, 1995, 45-46.
- 39.- J. Bedmar Izquierdo, *Telecomunicación a través de fibras ópticas (Teoría y práctica)*, Colección técnica AHCIET-ICI, 1986.
- 40.- T.V. Higgings, *Holography takes optics beyond the looking glass*, Laser Focus World, V.31, N.5, 131-142.
- 41.- Matthias Bohnacker and Bernhard Lau, *Diode laser simplifies holographic system setup*, Laser Focus World, V.31, N.9, 123-126.