

**ESTUDIO DE LA INGENIERÍA DEL HAZ LÁSER Y SU APLICACIÓN AL
ANÁLISIS TÉRMICO DE MATERIALES METÁLICOS**

ANA LUCIA DUEÑAS BASTIDAS

**UNIVERSIDAD DEL CAUCA
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES, EXACTAS Y DE LA EDUCACIÓN
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE INGENIERÍA FÍSICA
POPAYÁN
2005**

**ESTUDIO DE LA INGENIERÍA DEL HAZ LÁSER Y SU APLICACIÓN AL
ANÁLISIS TÉRMICO DE MATERIALES METÁLICOS**

ANA LUCIA DUEÑAS BASTIDAS

**Trabajo de Grado presentado como requisito parcial para optar al título de
Ingeniera Física**

**Director:
MSc. Jaury León Téllez**

**UNIVERSIDAD DEL CAUCA
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES, EXACTAS Y DE LA EDUCACIÓN
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE INGENIERÍA FÍSICA
POPAYÁN
2005**

Nota de Aceptación

Director: Magíster. Jaury León Téllez.

Jurado: Ingeniero. Mario Milver Patiño.

Jurado: Ingeniero. Leonairo Pencuer F.

Fecha de sustentación: Popayán, Diciembre 9 de 2005.

*A mis padres, hermanos,
Abuelos y toda mi familia
con todo mi amor.*

AGRADECIMIENTOS

La autora expresa sus agradecimientos a:

Al Mg. Jaury León Téllez, director del trabajo, por su apoyo oportuno.

A los profesores del Grupo de Óptica y Láser, por la paciencia y colaboración.

A su familia, por todo el apoyo, la paciencia y los buenos consejos recibidos durante todo este tiempo.

A los que realmente supieron ser amigos.

A la Universidad del Cauca y al programa de Ingeniería Física.

A Dios, por todo.

CONTENIDO

		Pág
1	EL LÁSER	19
1.1	INTRODUCCION	19
1.2	DEFINICION	19
1.3	PRINCIPIOS FISICOS	20
1.3.1	¿Cómo se produce la luz?	20
1.3.2	La Ley de radiación de Planck	21
1.3.3	Ley de Stefan Boltzman	22
1.3.4	Ley de Desplazamiento de Wien	23
1.4	PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DEL LÁSER	23
1.4.1	Emisión estimulada	23
1.4.2	Absorción	25
1.4.3	Amplificación	25
1.4.4	Bombeo del medio activo	26
1.4.5	Distribución de los estados de energía	29
1.4.5.1	Población de niveles de energía	29
1.4.5.2	Los Coeficientes de Einstein	30
1.4.6	Cavidades resonantes ópticas	35
1.4.7	Modos del resonador	40
1.4.7.1	Modos longitudinales	40
1.4.7.1.1	Redes de difracción	41
1.4.7.1.2	Prismas	42
1.4.7.1.3	Dispositivos de polarización	42
1.4.7.1.4	Sistemas interferométricos	43
1.4.7.2	Modos transversales	43
1.5	DESCRIPCIÓN DE LOS DISPOSITIVOS LÁSER MÁS EM- PLEADOS PARA EL PROCESAMIENTO DE MATERIA- LES	45
1.5.1	Láser de CO ₂	46
1.5.1.1	Principios básicos	46
1.5.1.1.1	Características generales	46
1.5.1.1.2	Bombeo del medio activo y operación	47
1.5.1.2	Configuración del láser	48
1.5.1.3	Tiempo de vida, cuidado y mantenimiento	49
1.5.2	Láser de Nd:YAG	49
1.5.2.1	Principios básicos	49
1.5.2.1.1	Características generales	49
1.5.2.1.2	Bombeo del medio activo y operación	49
1.5.2.2	Configuración del láser	50
1.5.2.3	Tiempo de vida, cuidado y mantenimiento	51

2	INGENIERIA DEL HAZ LASER	52
2.1	INTRODUCCIÓN	52
2.2	MODIFICACIÓN DEL HAZ LÁSER	52
2.3	HAZ GAUSSIANO, DIÁMETRO Y DIVERGENCIA	53
2.3.1	Diámetro del haz	54
2.3.2	Divergencia del haz	54
2.4	TRATAMIENTO DEL HAZ LÁSER	56
2.4.1	Tratamiento mecánico	56
2.4.1.1	Expansión del haz	56
2.4.1.2	Deflexión	58
2.4.2	Tratamiento electro – óptico	62
2.4.2.1	Efecto Pockels y efecto Kerr	63
2.4.2.1.1	Efecto Pockels	63
2.4.2.1.2	Efecto Kerr	63
2.4.2.2	Deflexión electro – óptica	63
2.4.2.3	Modulación electro – óptica	64
2.4.2.3.1	Modulación de fase	65
2.4.2.3.2	Modulación de polarización	66
2.4.2.3.3	Modulación de intensidad	66
2.4.3	Tratamiento acusto – óptico	68
2.4.3.1	Difracción de Bragg	68
2.4.3.2	Deflexión acusto – óptica	70
2.4.3.3	Modulación acusto – óptica	71
2.5	TÉCNICAS DE TRATAMIENTO	72
2.5.1	Formación de punto	72
2.5.2	Purificación del haz	74
2.5.3	Conmutación Q	75
2.5.3.1	Métodos para producir Q-switching	76
2.5.3.1.1	Conmutación externa	76
2.5.3.1.1.1	Espejo giratorio	76
2.5.3.1.1.2	Modulador electro – óptico	77
2.5.3.1.1.3	Modulador acusto – óptico	78
2.5.3.1.2	Conmutación interna	78
2.5.3.1.2.1	Absorbente saturable	78
2.5.4	Bloqueo o amarre de modos (<i>Mode Locking</i>)	79
2.5.4.1	Medios para conseguir el bloqueo de modos	80
2.5.4.1.1	Activa (Externa)	80
2.5.5.1.2	Pasiva (Interna)	80
3	ESTUDIO DE LOS EFECTOS PRODUCIDOS POR EL HAZ LÁSER EN METALES	82
3.1	METALES	82
3.1.1	Definición	82
3.1.2	Propiedades de los metales	82
3.1.3	Estructura electrónica	83
3.1.4	Estructura física	84

3.2	FENÓMENOS FÍSICOS QUE INTERVIENEN EN LA INTERACCIÓN LASER - MATERIALES	85
3.2.1	Conducción de calor	85
3.2.2	Conductividad térmica	87
3.2.2.1	Teoría del electrón libre	89
3.3	INTERACCIÓN DEL LÁSER CON LOS MATERIALES	90
3.3.1	Interacción del láser con los metales	92
3.3.1.1	Corte de metales	93
3.3.1.2	Soldadura de metales	95
3.3.1.3	Tratamiento de la superficie metálica	98
3.3.1.3.1	Endurecimiento térmico	99
3.3.1.3.2	Aleación superficial	99
3.4	DEDUCCIÓN DEL PROBLEMA DE LA PROPAGACIÓN DE CALOR	100
3.4.1	Caso general	100
3.4.2	Propagación de calor en la interacción láser - metales (caso particular)	102
4	CONCLUSIONES	113
	BIBLIOGRAFÍA	114

LISTA DE TABLAS

		Pág
Tabla 1.1	Métodos de bombeo existentes para distintos tipos de láser	27
Tabla 1.2	Clasificación de los láseres	45
Tabla 1.3	Valores de longitud de onda y potencia para los dispositivos láser más conocidos	46
Tabla 3.1	Clasificación de las redes espaciales por sistemas críticos	84
Tabla 3.2	Conductividad térmica de algunos metales, sólidos, líquidos y gases no metálicos.	87
Tabla 3.3	Reacción de los metales a la energía de un láser de CO ₂	92
Tabla 3.4	Calidad de la unión entre metales	98
Tabla 3.5	Propiedades características de algunos metales	103
Tabla 3.5	Algunos láseres y sus características	104

INDICE DE FIGURAS

		Pág
Figura 1.1	Proceso de emisión estimulada	24
Figura 1.2	Proceso de absorción	25
Figura 1.3	Esquema de un láser de tres niveles	27
Figura 1.4	Resonador láser	41
Figura 1.5	Modos Transversales TEM ₀₀ , TEM ₁₀ y TEM ₃₀	45
Figura 1.6	Diagrama de niveles de energía de un láser de CO ₂	47
Figura 1.7	Diagrama de niveles de energía de un láser de Nd:YAG	50
Figura 1.8	Configuración <i>cilindrica rod</i> de un láser de Nd:YAG	51
Figura 2.1	Diagrama de un divisor de haz	52
Figura 2.2	Intermisión de haz mediante un disco dentado	53
Figura 2.3	Distribución de intensidad para un haz gaussiano	54
Figura 2.4	Ejemplo de las variaciones del diámetro del haz láser	55
Figura 2.5	Estructura básica de un expansor de haz	57
Figura 2.6	Expansor de haz	57
Figura 2.7	Efecto de deflexión	59
Figura 2.8	Escáner de galvanómetro	60
Figura 2.9	Escáner poligonal	60
Figura 2.10	(a) Deflector de chorro truncado, (b) Deflector piramidal	61
Figura 2.11	Escáner holográfico	62
Figura 2.12	Principio básico de un deflector acusto – óptico	63
Figura 2.13	(a) Modulador electro – óptico longitudinal, (b) modulador electro – óptico transversal	65
Figura 2.14	Modulador de intensidad	67
Figura 2.15	Celda acusto - óptica	68
Figura 2.16	Célula de Bragg	71
Figura 2.17	Diámetro del <i>spot</i> producido por una lente	73
Figura 2.18	Punto producido por un haz gaussiano que no cubre totalmente una lente	73
Figura 2.19	Filtrado espacial a través de una abertura	75
Figura 2.20	<i>Q-switching</i> producido por medio de un espejo giratorio	76
Figura 2.21	<i>Q-switching</i> obtenido mediante un transductor electro óptico	77
Figura 2.22	Arreglo con modulador electro óptico	77
Figura 2.23	<i>Q-switching</i> por medio de un transductor acusto óptico	78
Figura 2.24	<i>Q-switching</i> obtenido por medio de absorbentes saturables	79
Figura 3.1	Convención de signos para flujo de calor producido por conducción	86

Figura 3.2	Ilustración cualitativa del proceso de interacción del haz láser con el material	91
Figura 3.3	Sistema empleado para realizar corte con láser	94
Figura 3.4	Disposición general de un sistema empleado para realizar soldadura con láser	95
Figura 3.5	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de hierro	104
Figura 3.6	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de níquel	105
Figura 3.7	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de cobre	105
Figura 3.8	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de aluminio	106
Figura 3.9	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de plata	106
Figura 3.10	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W potencia) sobre una placa de hierro	107
Figura 3.11	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W potencia) sobre una placa de níquel	107
Figura 3.12	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W potencia) sobre una placa de cobre	108
Figura 3.13	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W potencia) sobre una placa de aluminio	108
Figura 3.14	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W potencia) sobre una placa de plata	108
Figura 3.15	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de hierro	109
Figura 3.16	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de níquel	109
Figura 3.17	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de cobre	110
Figura 3.18	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación	

	de una fuente gaussiana (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de aluminio	110
Figura 3.19	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO ₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de plata	110
Figura 3.20	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de hierro	111
Figura 3.21	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de níquel	111
Figura 3.22	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de cobre	111
Figura 3.23	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de aluminio	112
Figura 3.24	Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de plata	112

GLOSARIO DE TÉRMINOS

Absortancia: También denominada absortividad, es una propiedad característica de cada material que representa la relación entre la cantidad de radiación recibida y la absorbida por dicho elemento.

Acoplador de salida: Espejo que forma parte del resonador del láser, ubicado a la salida de éste y cuya función es transmitir la luz.

Amplificación: En el proceso de producción de luz láser, se refiere al crecimiento del campo de radiación en la cavidad resonante.

Angulo de Brewster: Ángulo formado por el haz de incidencia y la normal a la superficie, para el cual la reflexión ocurre para una sola dirección de polarización en el plano de incidencia.

Anisotropía óptica: Fenómeno presente en aquellas sustancias cuyas propiedades ópticas no son las mismas en todas las direcciones de una muestra dada.

Autocolimador: Instrumento que combina las funciones de un telescopio y un colimador, para detectar pequeños desplazamientos angulares de un espejo por medio de su propia luz.

Birrefringencia: Propiedad que presentan ciertos materiales o sustancias ópticamente anisótropas, que consiste en presentar dos índices de refracción.

Bombear: Proceso que origina fuertes desviaciones del equilibrio térmico de poblaciones de estados selectos, cuantizados, de energías diferentes en sistemas atómicos o moléculas, mediante el uso de radiación electromagnética.

Bombeo óptico: proceso para el cual la excitación del medio de emisión láser se realiza por destellos luminosos.

Coefficiente de absorción (α_λ): Cantidad adimensional que indica la fracción de la energía radiante incidente que es absorbida por unidad de área y por unidad de tiempo dentro de ese rango de longitudes de onda. Depende tanto de la naturaleza de la superficie del material como de la longitud de onda.

Coherencia. Fenómeno en el cual todos los fotones están en la misma fase, tanto en espacio como en tiempo.

Coherencia espacial: Define la constancia de fase del haz entre dos puntos a través del frente de onda.

Coherencia Temporal: Define la constancia de fase del haz entre dos instantes dados de tiempo.

Colimación: Proceso que permite limitar el ángulo sólido en el que se emite la radiación de una fuente para obtener un haz sensiblemente paralelo en la proximidad del detector.

Conmutador Q: Se denomina así al dispositivo o arreglo que tiene el efecto de un obturador que se mueve rápidamente para interrumpir o dejar pasar el haz, disminuyendo la Q normal del resonador, manteniéndose baja e impidiendo la emisión hasta que se almacena un alto nivel de energía. Cuando se restaura la Q normal, el resultado es un pulso gigante de energía.

Convergencia: Desviación de los rayos de luz hacia un punto común.

Densidad de potencia: Se define así a la cantidad de energía radiante que se concentra en una superficie unitaria por unidad de tiempo.

Deflector de haz: Instrumento óptico capaz de cambiar la dirección de un haz láser, se emplea para dirigirlo o para aumentar su trayectoria, según sea la necesidad.

Dicroísmo: Es la propiedad de ciertos cristales birrefringentes de absorber en una determinada dirección uno de los rayos polarizados, de manera que el cristal, en esa dirección, parece de otro color. Si la luz incidente es blanca, en esa dirección aparece del color complementario al del rayo absorbido.

Difusividad térmica: Llamada también conductividad termométrica, es la relación entre la conductividad térmica y el calor específico del producto, multiplicado por su densidad. Es una medida del cambio de temperatura cuando existe calentamiento o enfriamiento. Los elementos que tienen alta difusividad pueden ser calentados o enfriados rápidamente a diferencia de aquellos materiales que tienen baja difusividad que responden lentamente. Esta propiedad adquiere gran importancia en procesos que involucran transferencia de calor en estado no estacionario.

Divergencia: Efecto que produce una desviación de rayos separándolos entre sí. Cantidad por la cual se incrementa el diámetro del haz a través de una distancia dada.

División del haz: Proceso por el cual se descompone un haz láser por medio de un dispositivo que refleje parte de la luz incidente y transmita la otra.

Eje óptico: Línea que pasa por el centro de un sistema óptico radialmente simétrico, de forma que la rotación del mismo sobre dicha línea no altera sus condiciones en forma perceptible.

Emisividad: Razón entre la energía radiante que emite una fuente o una superficie y la que emite un cuerpo negro a la misma temperatura.

Energía de pulso: Es la energía de una emisión breve de un láser operando en modo pulsante.

Energía radiante: Energía que viaja como movimiento ondulatorio; es la energía de las ondas electromagnéticas.

Expansor de haz: Instrumento óptico que aumenta el diámetro del haz y reduce la divergencia.

Flujo: Potencia radiante o luminosa de un haz de luz, rapidez con la que la energía radiante atraviesa una superficie determinada.

Flujo fotónico: Número de fotones por unidad de tiempo que alcanzan una superficie.

Flujo radiante: Rapidez con que la energía radiante atraviesa una superficie determinada.

Fotón: Unidad elemental de luz, que presenta un comportamiento de partícula. Tiene movimiento pero no masa ni carga.

Frecuencia: Número de ondas de luz que pasan por un punto fijo en unidad dada de tiempo o número de vibraciones en ese período de tiempo.

Ganancia: Se refiere a la eficiencia del medio emisor del láser para que ocurra una inversión de población. Una ganancia característicamente alta es de más de 50% por paso de la onda entre los espejos de la cavidad.

Gas coaxial: También llamado gas de aporte, es el flujo de gas inerte que se dirige hacia la superficie de trabajo y que se usa en la mayoría de los equipos de láser para soldadura con el fin de evitar la oxidación causada por el plasma y la absorción de calor por el mismo, para remover los desechos y para controlar la acción del calor. El chorro de gas tiene el mismo eje que el haz, de modo que se les puede dirigir juntos.

Interferencia: Fenómeno óptico que ocurre entre dos o más ondas ópticas que se encuentran en el espacio. Si estas ondas tienen la misma longitud de onda y se encuentran de modo que la cresta de la una coincida con la cresta de la otra,

entonces se dice que las ondas están en fase. La máxima amplitud combinada de la onda es la suma de las amplitudes de las ondas individuales, esto se denomina interferencia constructiva; el efecto opuesto se denomina interferencia destructiva.

Irradiación: Exposición de un material u objeto a cualquier tipo de energía radiante, tal como rayos x, gamma, ultravioleta u otra radiación ionizante.

Intensidad: Flujo de energía por unidad de área por unidad de tiempo.

Láser: Acrónimo que se forma con las iniciales inglesas de la frase: amplificación de luz por emisión estimulada de radiación (*Light amplification by stimulated emission of radiation*). Un láser es una cavidad que tiene espejos en sus extremos y que se llena con una sustancia capaz de emitir fotones, tal como un cristal, vidrio, líquido, gas o un colorante. Esta sustancia debe tener átomos, iones o moléculas capaces de ser excitados a un alto nivel de energía, por medio de luz, descargas eléctricas u otro tipo de estímulos. La transición desde este alto nivel de energía al estado normal básico va acompañada por la emisión de fotones que forman un haz coherente.

Luz coherente: Radiación compuesta por trenes de onda que vibran en fase.

Luz colimada: Rayos divergentes de luz que se hacen paralelos por medio una lente u otro instrumento y que permiten que una imagen definida del objeto sea enfocada en el plano focal de la lente.

Luz monocromática: Teóricamente, luz de una sola longitud de onda. No es posible obtener luz completamente monocromática; generalmente tiene una banda estrecha de longitudes de onda.

Maser: Acrónimo inglés de la frase amplificación de microondas por emisión estimulada de radiación, (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) Se trata de un fenómeno similar al del láser mediante el cual es posible obtener un haz de radiación coherente, pero se diferencia de éste en que no tiene lugar en las regiones de la luz visible o infrarroja, sino en la de las ondas de radio, y más concretamente en las microondas.

Modulación: Proceso mediante el cual se incorporan a la señal de mayor frecuencia, llamada portadora, variaciones de sus parámetros fundamentales, estas variaciones son efectuadas por la señal de información o señal moduladora.

Modo: Se refiere a las distintas configuraciones que puede adoptar una onda estacionaria en una cavidad resonante.

Plasma: En la soldadura con láser, un vapor de metal que se forma encima de la zona de incidencia del haz sobre la superficie del metal.

Pleocroísmo: Facultad que presentan algunos minerales de absorber las radiaciones luminosas de distinta manera en función de la dirección de vibración. Por esta propiedad, un mismo cristal puede aparecer con coloraciones diferentes dependiendo de la orientación en que haya caído en la preparación microscópica.

Polarización: Restricción de la vibración del campo electromagnético a un solo plano.

Radiancia: En la teoría de coherencia la función de radiancia es la potencia radiada por unidad de área en una unidad de ángulo sólido.

Reflectancia: Razón entre el flujo electromagnético reflejado y el flujo electromagnético incidente.

Reflexión: Cambio de dirección de la energía radiante, o luz incidente, causado por una superficie, sin cambiar su longitud de onda.

Refracción: Desviación del rayo incidente cuando pasa de un medio a otro.

Refringencia: Es el cambio de dirección que sufre un rayo luminoso al pasar de un medio a otro.

Resonador: Los espejos que forman la cavidad del láser, la cual contiene la barra o el tubo del láser. Los espejos reflejan la luz hacia delante y hacia atrás realizándose la amplificación bajo la acción de un estímulo externo. La emisión se efectúa a través de uno de ellos, que se denomina acoplador y que es parcialmente trasmisor.

Ruido: Señales parásitas indeseables que se presentan en un sistema.

Transmisión: Paso de energía radiante a través de un medio.

Transmitancia: La relación entre la energía radiante transmitida y la energía radiante incidente, es decir, la fracción de luz que pasa a través de un medio.

Unidireccionalidad: Propiedad que tienen los láseres al emitir su radiación en cierta dirección, presentando un ángulo de divergencia muy pequeño, del orden de miliradianes.

1. LASER

Ligth Amplification by Stimulated Emisión of Radiation

1.1 INTRODUCCIÓN

A través de los años, el láser ha evolucionado de una manera extraordinaria, y de la mano con su evolución, va el crecimiento de sus aplicaciones en diversos campos de la ciencia y la tecnología.

Entre esas aplicaciones a nivel industrial, se encuentran láseres capaces de producir ciertos efectos sobre los materiales y, para el caso de metales, éstos se pueden fundir, cortar, endurecer, soldar, etc. Estos efectos dependen del tipo de láser con el que se trabaje y de las condiciones en que se realice el procedimiento.

El empleo del láser en la metalurgia se ha convertido en una de las herramientas fundamentales para reducir costos, tiempo y, a la vez mejorar de manera considerable la calidad de los productos, es por esto que el estudio del funcionamiento de dicho dispositivo al igual que el de la interacción de éste con los metales presenta gran importancia.

En este trabajo se realiza el estudio del funcionamiento de un láser, principios físicos, propiedades, características y aplicaciones; además se muestran algunas formas en que se pueden modificar las propiedades del haz láser, con las que se amplía en gran magnitud la gama de aplicaciones que se le pueden dar a este instrumento.

Finalmente se presentan los procesos más comunes que se realizan a nivel industrial en los que existe interacción directa entre los metales y el láser, en donde el láser es usado como herramienta. Además por medio de una simulación se muestra como evoluciona la temperatura dentro de una muestra de metálica, después de que esta haya sido irradiada por un láser de determinadas características.

1.2 DEFINICIÓN

La palabra *láser* está formada por las iniciales de las palabras inglesas: *Ligth Amplification by Stimulated Emisión of Radiation*, lo que significa Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación.

El láser es un dispositivo mecánico – cuántico que idealmente produce luz coherente, monocromática y unidireccional utilizando el fenómeno de la emisión estimulada de radiación, que resulta de la interacción de los átomos con la radiación electromagnética [1].

El diámetro de un rayo láser puede compararse con la décima parte del diámetro de un cabello humano, el rango de potencia va desde 10^{-9} a 10^{20} vatios, y el rango de longitudes de onda que se tienen con estos dispositivos comprende desde las microondas hasta los rayos x blandos, que corresponde a frecuencias de 10^{11} a 10^{17} Hz [3].

Hasta mediados de los años 50, la capacidad para producir radiación electromagnética coherente estaba en el rango de las microondas (10^9 Hz a 3×10^{11} Hz). Luego, gracias a la utilización del fenómeno de emisión estimulada se pudo ensanchar la banda espectral de emisión coherente.

Los primeros amplificadores y osciladores que funcionaron según este principio fueron los máseres, abreviatura que significa *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, Amplificación de Microondas por Emisión Estimulada de Radiación. La utilización del fenómeno en la zona espectral de la luz visible llevó a la invención de los láseres que inicialmente fueron llamados máseres ópticos.

Un láser es una fuente de luz, sin embargo, la luz que éste genera posee propiedades que la distinguen de la luz obtenida por fuentes convencionales y la hacen más útil y manejable. El grado de coherencia, tanto espacial como temporal, a potencias muy elevadas, es mucho mayor que el de cualquier fuente de luz conocida [2].

1.3 PRINCIPIOS FISICOS

1.3.1 ¿Cómo se produce la luz?

La materia está compuesta por átomos. Cuando un material absorbe energía, los átomos son los que en definitiva lo hacen. Cada átomo o molécula puede encontrarse en determinados niveles energéticos discretos. Normalmente se encuentran en el estado fundamental o de energía inferior (E_0). Cuando la materia absorbe energía, los átomos que se encuentran en el nivel fundamental, pasan a un nivel de energía superior, lo cual quiere decir que se encuentran en un nivel de energía excitado (E_1, E_2, \dots) [2].

Existen diferentes maneras con las cuales, el átomo o molécula, vuelve a su estado fundamental de energía: Por ejemplo transfiriendo la energía a otros átomos por medio de colisiones; este proceso se puede llamar no radiativo. Otra forma es emitiendo esa energía en forma de luz, caso en el cual se dice que se ha emitido un fotón. Este proceso es denominado radiativo.

Cada fotón tiene una frecuencia asociada característica que es igual a la diferencia de energía entre los niveles que intervienen en el proceso de cambio del de mayor al de menor energía (E_n y E_m) dividida por la constante de Planck, ecuación (1.1)

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} \quad (1.1)$$

donde ν_{nm} es la frecuencia asociada al proceso, E_n es la energía en el nivel superior, E_m la energía en el estado inferior, $E_n > E_m$, y h la constante de Planck.

1.3.2 La ley de radiación de Planck

En 1900, Planck presentó una ecuación de la distribución, que contenía dos constantes fundamentales, una de las cuales (h), se conocería más tarde como la constante de Planck [1].

Planck trabajó bajo la suposición de que la radiación dentro de una cámara interacciona con unos osciladores simples, de tipo no especificado, que vibran en la superficie de las paredes de la cavidad, estos osciladores absorben y emiten energía radiante independientemente del material empleado. Además, recurrió al método estadístico de Boltzmann que, de cierta manera, debió ser ajustado, ya que anteriormente había sido utilizado para estudiar las nubes de átomos que constituyen un gas y en este caso, se aplicaba a la energía, que es algo continuo.

En este modelo se considera, por lo menos momentáneamente, que la energía total de los osciladores está distribuida en elementos energéticos, para luego poder contarlos, elementos a los que se les asignó un valor proporcional a la frecuencia ν de los osciladores.

La constante de Planck, $6.6260755 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ o $4.1356692 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$, mencionada anteriormente, es un número muy pequeño y por eso $h\nu$, que posee las unidades de energía, es también una cantidad muy pequeña. Por consiguiente, Planck fijó el valor del elemento energético (ε) igual a

$$\varepsilon = h\nu \quad (1.2)$$

Al dar continuidad a la energía, Planck dedujo la siguiente fórmula para la irradiancia espectral

$$I_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \right] \quad (1.3)$$

donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz, λ la longitud de onda, K_B la constante de Boltzmann y T la temperatura. Se trata de la Ley de radiación de Planck que se aplicaba perfectamente a los datos de los cuerpos negros.

1.3.3 Ley de Stefan – Boltzmann

La ley de Stefan - Boltzmann contempla que la distribución espectral de la radiación de un cuerpo negro se especifica por la cantidad $R_T(\nu)$, llamada radiancia espectral, definida tal que $R_T(\nu)d\nu$ es igual a la energía emitida en forma de radiación, con frecuencias en el intervalo entre ν y $\nu+d\nu$ por un área unitaria de la superficie a la temperatura absoluta T y por unidad de tiempo.

Al integrar la radiancia espectral $R_T(\nu)$ sobre todas las frecuencias ν , se tiene la energía total emitida por un cuerpo a una temperatura T , por unidad de tiempo y por unidad de área, y se le llamada radiancia R_T , es decir

$$R_T = \int R_T(\nu)d\nu \quad (1.4)$$

El resultado anterior se conoce como la ley de Stefan - Boltzmann [4], y fue enunciada por primera vez en 1879, en forma de una ecuación empírica:

$$R_T = \sigma T^4 \quad (1.5)$$

donde σ es la constante de Boltzmann y tiene un valor de: $\sigma = 5,67033 \times 10^{-8} W / m^2 K^4$.

Los objetos reales no son cuerpos negros perfectos; el negro de humo tiene un poder absorbente cercano a la unidad, pero sólo a ciertas frecuencias como la visible (780 nm – 390 nm), siendo mucho más bajo en el infrarrojo lejano (6000 nm – 15000 nm). No obstante, la mayoría de los objetos se asemejan a cuerpos negros (por lo menos a ciertas temperaturas y longitudes de onda), por esta razón resulta útil escribir una expresión parecida para los objetos comunes introduciendo un factor de multiplicación, llamado poder emisivo (ϵ), cuyos valores están entre cero y uno ($0 < \epsilon \leq 1$), que relaciona la potencia radiada con la de un cuerpo negro cuyo $\epsilon = 1$, a la misma temperatura. Por consiguiente,

$$P = \epsilon \sigma A T^4 \quad (1.6)$$

donde ϵ es el poder emisivo, σ es la constante de Boltzmann, A es el área de la superficie radiante y T la temperatura.

Si se coloca un objeto, cuyo poder absorbente total es α en una cavidad o una cámara cuyo poder emisivo es ϵ_e a una temperatura T_e , el cuerpo irradiará a una velocidad de $\epsilon \sigma A T^4$ absorbiendo energía en el interior de la cavidad a una velocidad de $\alpha(\epsilon_e \sigma A T_e^4)$.

Sin embargo, a cualquier temperatura a la que el cuerpo y el hueco están en equilibrio (es decir $T = T_e$), estas velocidades deben ser iguales, por tanto $\alpha = \epsilon = \epsilon$ y esto tiene que ser verdadero para todas las temperaturas. La energía neta radiada cuando ($T > T_e$) o absorbida cuando ($T < T_e$) por el cuerpo es entonces:

$$P = \epsilon \sigma A (T^4 - T_e^4) \quad (1.7)$$

Todos los cuerpos que están a temperaturas mayores a cero kelvin radian y el hecho de que T se eleve a la cuarta potencia, hace que la radiación sea muy sensible a las variaciones de temperatura. Cuando se eleva la temperatura de un cuerpo de 0°C (273 K) a 100°C (373 K), su potencia de radiación aumentará en 3.5 veces. Conforme se aumenta la temperatura, la energía radiada aumenta también y por eso, aumentar cada vez más la temperatura de un objeto se hace más difícil. Al aumentar la temperatura de un objeto también cambia la distribución de la energía emitida entre las longitudes de onda presentes.

1.3.4 Ley de desplazamiento de Wien

Wilhelm Otto Fritz Wien (1864 - 1928), formuló lo que hoy en día se conoce como ley de desplazamiento de Wien. Cada curva de radiación de un cuerpo alcanza su máximo valor a una longitud de onda (λ_{\max}) que es característica a una temperatura absoluta T [1]. A esa longitud de onda, el cuerpo negro radia la máxima energía. Wien consiguió demostrar que

$$\lambda_{\max} T = cte \quad (1.8)$$

donde la constante fue experimentalmente calculada como 0.002898 mK . La longitud de onda máxima es inversamente proporcional a la temperatura. Al aumentar la temperatura, la radiación se efectuará en longitudes de onda más cortas, por lo que serán frecuencias más elevadas. A medida que un trozo de carbón incandescente o una estrella ardiente se vuelven más calientes, se pasa del calor moderado de infrarrojo a rojo muy fuerte y finalmente al blanco azulado.

En 1899, se usó como fuente de radiación de cuerpo negro un agujero pequeño dentro de una cavidad caliente. La energía que entra en el agujero se refleja en la cavidad hueca hasta que se haya absorbido. Un absorbente casi perfecto es emisor casi perfecto, y la región de un pequeño agujero en una pared de un horno es una fuente muy buena de radiación de cuerpo negro.

1.4 PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DEL LÁSER

1.4.1 Emisión estimulada

La luz se puede emitir de manera espontánea por átomos o moléculas que se encuentren excitados [2]. También existe otra forma de producirla conocida como

emisión estimulada.

Suponiendo un átomo que se encuentra en un estado excitado, éste posee determinada probabilidad de emitir un fotón de forma espontánea; pero, si se encuentra con un fotón de la misma frecuencia que el fotón que emitirá, a esa probabilidad se le añade otra que es directamente proporcional a la intensidad de la luz a la que está sometido. Esto lo que quiere decir es que dicho átomo puede emitir su fotón ya sea por emisión espontánea o por emisión estimulada.

Si lo hace de la segunda manera, el fotón emitido tendrá la misma dirección, polarización y fase que el fotón que interactuó con él, así el fotón se habrá unido a la onda electromagnética reforzándola (figura 1.1).

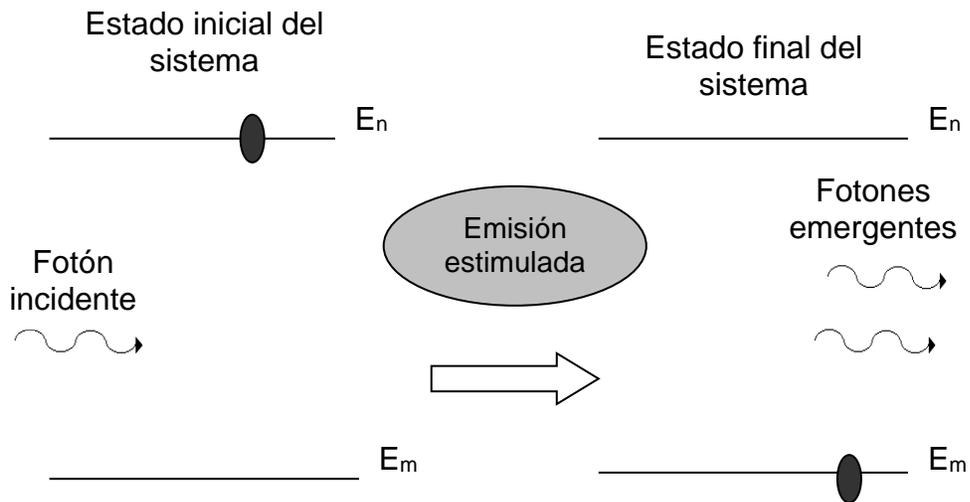


Figura 1.1 Proceso de emisión estimulada

En la figura 1.1 se observa que un fotón incide sobre el sistema excitando un átomo que encuentra en un nivel de energía que no es el fundamental, en el momento en que dicho átomo es excitado libera su exceso de energía emitiendo un nuevo fotón y quedando finalmente en el estado de energía fundamental.

El coeficiente α_{ref} con que se refuerza la onda por unidad de longitud es proporcional a la densidad de átomos que se encuentran en el nivel superior N_n y que por lo tanto son capaces de emitir un fotón que se une a la onda. Este coeficiente viene dado por

$$\alpha_{ref} = KN_n \quad (1.9)$$

donde K es una constante de proporcionalidad y representa la medida de la magnitud relativa de la respuesta de un átomo a la radiación incidente para esta transición.

1.4.2 Absorción

Es el proceso opuesto a la emisión estimulada. Se supone un nuevo átomo inmerso en una onda electromagnética. Mediante el fenómeno de absorción, éste átomo, que posee la energía correspondiente a determinado nivel (E_m), pasa a un estado energético superior (E_n) absorbiendo un fotón de frecuencia dada por la ecuación (1.10), figura 1.2, lo cual indica que una onda electromagnética de esta frecuencia se va amortiguando a medida que avanza por un medio compuesto de átomos que absorben sus fotones al efectuar esta transición [2].

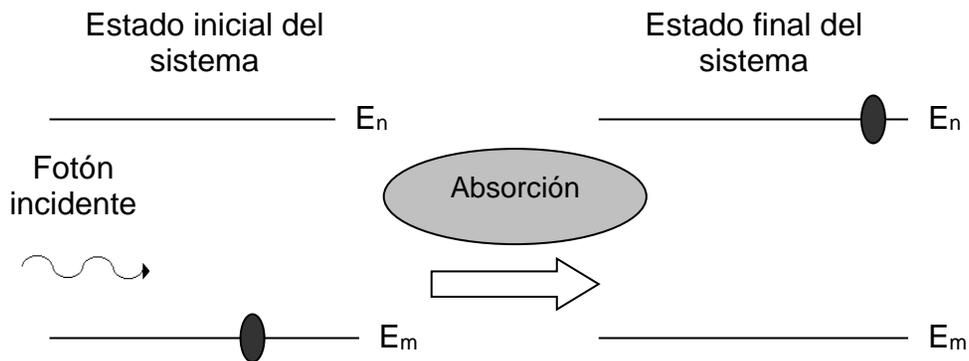


Figura 1.2 Proceso de absorción. El átomo utiliza la energía del fotón absorbido para pasar a un estado de energía superior

El coeficiente de absorción por unidad de longitud α_{abs} , es directamente proporcional a la densidad de átomos que se encuentra en el nivel inferior N_m y por lo tanto en disposición de ser excitados

$$\alpha_{abs} = -KN_m \quad (1.10)$$

1.4.3 Amplificación

Los dos procesos anteriores son procesos físicamente opuestos, el primero tiende a reforzar la onda luminosa, mientras que el segundo tiende a amortiguarla; por lo tanto, si se quiere que exista amplificación, el proceso de emisión deberá prevalecer sobre el de absorción [2].

Se puede denominar un medio como amplificador cuando el coeficiente de refuerzo de la onda es mayor que el de absorción. Ya definidos anteriormente los coeficientes mencionados, se define ahora en coeficiente de amplificación α_{amp} de la siguiente manera:

$$\alpha_{amp} = \alpha_{ref} - \alpha_{abs} = K(N_n - N_m) \quad (1.11)$$

En la ecuación (1.11) se observa que la principal condición para que se produzca una amplificación neta es que existan más átomos en el nivel de mayor energía, que en el de menor energía, es decir, $(N_n - N_m) > 0$. A este proceso se le denomina inversión de población.

Si se tiene un haz luminoso, cuya intensidad es I_0 atravesando un medio amplificador cuyo coeficiente de amplificación es mayor que cero, el rayo emergerá de este medio con una nueva intensidad I igual a:

$$I = I_0 e^{\alpha_{amp} Z} \quad (1.12)$$

donde Z es la distancia recorrida dentro del medio amplificador.

Ya que los átomos o moléculas que constituyen los distintos medios activos de los láseres, tienden de forma espontánea a ocupar el nivel de energía más bajo, es necesario transferir energía al medio activo para mantener la inversión de población mientras se quiera emitir luz láser. A este aporte de energía se le denomina bombeo energético.

1.4.4 Bombeo del medio activo

El bombeo energético permite al medio activo que los átomos que lo conforman ocupen niveles de energía mayor a la del nivel fundamental y que entre dos de ellos sea posible la inversión de población requerida. Ya que el bombeo aporta energía al sistema para generar esa inversión de población, habrá más átomos en el nivel de energía E_2 que en el fundamental E_0 [2].

Los átomos han de ser excitados para que pasen desde el nivel fundamental E_0 hasta un nivel de energía E_2 , permaneciendo en este nivel un tiempo determinado y decaen generalmente en una transición no radiativa al nivel de energía metaestable E_1 . Si el tiempo de vida en el nivel metaestable es relativamente largo, muchos átomos permanecerán en ese nivel. Este proceso se ilustra en la figura 1.3.

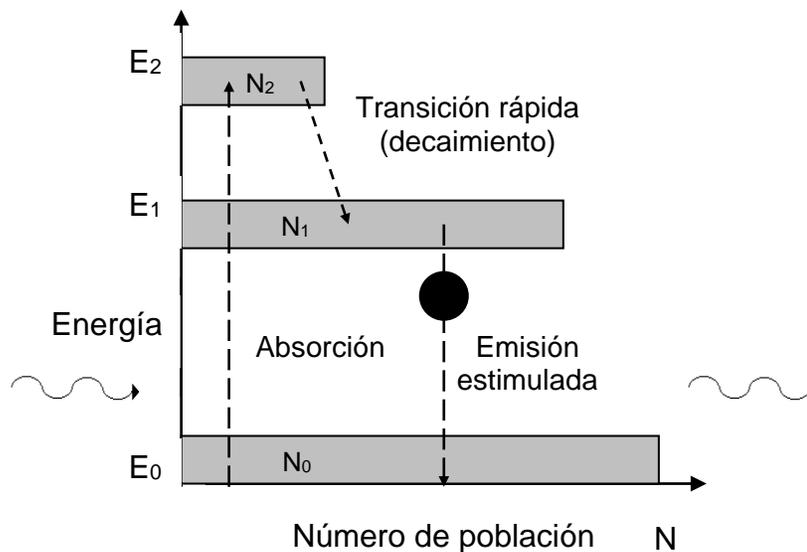


Figura 1.3 Esquema de un láser de 3 niveles

Existen diversos métodos de producir el bombeo dependiendo del tipo de medio activo que se esté excitando, como se muestra en la tabla 1.1.

Tabla 1.1. Métodos de bombeo existentes para distintos tipos de láseres

TIPO DE BOMBEO	MEDIOS	EJEMPLOS
Óptico.	Estado sólido. Líquidos.	Láser de rubí Láser de colorantes.
Paso de corriente eléctrica.	Gaseosos: Átomos neutros, iones, moleculares. Estado sólido (semiconductores).	Láser de He-Ne. Láser de He-Cd. Láser de CO ₂ .
Térmico (dinámica de gases).	Gaseosos.	Mezcla de moléculas.
Químico.	Mezcla de gases inyectados a gran velocidad.	Mezcla de moléculas.
Radiación por desviaciones múltiples de partículas ligeras por campos magnéticos.	Electrónico.	Láser de electrones libres.

Fuente: Aplicaciones Industriales del Láser.

En el caso de bombeo óptico, el cual es usado cuando se tiene un medio activo sólido o líquido, se suministra la energía de excitación en forma de radiación electromagnética, específicamente de luz, la cual es absorbida por el medio activo.

La fuente de radiación electromagnética puede ser de varios tipos:

- Lámparas de flash, que están compuestas por un tubo de cuarzo lleno de gas a baja presión. Frecuentemente se usa el gas xenón, pero en ocasiones cuando se requieren altas energías, se usan otros gases nobles de menor peso atómico como criptón o helio.
- Otro láser o cualquier otra fuente de luz.

El bombeo por paso de corriente eléctrica a través del medio activo es uno de los más usados, principalmente en los láseres de medio activo gaseoso. Este tipo de excitación consiste generalmente en un tubo de descarga que contiene al medio gaseoso, dicho gas es eléctricamente neutro, y mientras no se aplique una energía externa la mayoría de las moléculas estarán en el estado fundamental. Cuando se aplica un elevado voltaje, los electrones son arrancados del cátodo y acelerados hacia el ánodo; de esta manera, éstos electrones colisionan con las moléculas del gas y les transfieren energía, en consecuencia las moléculas del gas son conducidas al estado excitado.

Cuando existe bombeo por colisiones con átomos (dinámica de gases), un gas recibe la energía de la colisión con los electrones libres acelerados y el segundo gas recibe la energía de las colisiones con las moléculas excitadas del primer gas. Este es el mecanismo estándar de excitación de los láseres de gas comerciales, como son: el láser de He - Ne, o el láser de dióxido de carbono. En este método hay al menos dos gases dentro del tubo del láser.

En el bombeo químico la energía de bombeo proviene de una reacción química entre dos átomos. La acción láser se basa normalmente en las transiciones vibracionales de moléculas diatómicas. Muchos láseres químicos están basados en haluros de Hidrógeno.

HF

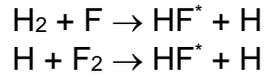
El miembro de esta familia más conocido es fluoruro de hidrógeno (HF). La radiación emitida está en la región infrarroja (IR), con unas pocas líneas en el rango espectral: 2.6 – 3.0[μm].

DF

Cuando el hidrógeno se reemplaza por un isótopo más pesado - deuterio, se genera así otro miembro de la familia: fluoruro de deuterio (DF), que emite en el rango espectral : 3.5 - 4.2 [μm].

Debido a que el Flúor y el Hidrógeno son gases muy reactivos: son usados los hidrocarburos como fuentes de hidrógeno y como fuentes de flúor compuestos como SF₆ y NF₃. El flúor se obtiene por descarga eléctrica, que separa la molécula de SF₆ en Flúor y Azufre.

La reacción química entre hidrógeno y flúor puede ser iniciada por una chispa eléctrica o por medios químicos. En la reacción entre moléculas de hidrógeno y átomos de flúor, este último, altamente activo, reacciona con la molécula de hidrógeno (H_2) para crear hidrógeno libre más una molécula de HF^* . Entonces el hidrógeno libre reacciona con la molécula de flúor:



La reacción continuará mientras haya moléculas de flúor e hidrógeno. Por ello, el flujo de gas en la cavidad láser genera una emisión láser continua.

1.4.5 Distribución de los estados de energía

El láser logra amplificar la luz empleando átomos que presenten las condiciones para que exista la inversión de población entre los niveles energéticos. En este momento se debe analizar, el modo en que se distribuyen normalmente los estados de energía de un sistema de átomos a una temperatura arbitraria. Se trata de un problema que pertenece a la disciplina de la mecánica estadística y hay que abordarlo específicamente en términos de la distribución de Maxwell – Boltzmann.

1.4.5.1 Población de niveles de energía. Teniendo una cámara que contenga un gas, el cual se encuentra en equilibrio a una temperatura T y además considerando que T es bastante baja, como por ejemplo en una habitación normal, la mayoría de los átomos se encontrará en su estado fundamental; sin embargo, unos pocos átomos adquirirán momentáneamente suficiente energía para migrar a un estado excitado [1]. La distribución clásica de Maxwell - Boltzmann establece que, por término medio, un número de átomos por unidad de volumen N_i alcanza un estado excitado de energía ξ_i dado por

$$N_i = N_0 e^{\frac{-\xi_i}{k_B T}} \quad (1.13)$$

donde N_0 es una constante a una temperatura determinada y representa la población existente en un estado inicial ξ_0 .

En la ecuación, se puede observar que cuanto mayor sea el estado de energía, es decir, cuanto mayor sea el valor de ξ , menor será la cantidad de átomos que se encuentren en ese estado.

El caso estudiado es el de una transición atómica entre estados arbitrarios, donde se considera el nivel energético j -ésimo de modo que $\xi_j > \xi_i$ y el número de átomos que alcanzan ese estado vienen dado mediante la expresión

$$N_j = N_o e^{\frac{-\xi_j}{k_B T}} \quad (1.14)$$

finalmente, la proporción de las poblaciones que ocupan estos dos estados será

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{e^{\frac{-\xi_j}{k_B T}}}{e^{\frac{-\xi_i}{k_B T}}} \quad (1.15)$$

que representa la población relativa. De esta ecuación se deduce que

$$N_j = N_i e^{\frac{-(\xi_j - \xi_i)}{k_B T}} = N_i e^{\frac{-h\nu_{ji}}{k_B T}} \quad (1.16)$$

donde se aprovecha el hecho que la transición del estado j -ésimo al estado i -ésimo corresponde al cambio de energía de $(\xi_j - \xi_i)$ y dado que estas transiciones van acompañadas por la emisión de un fotón con frecuencia ν_{ji} , se puede reemplazar $(\xi_j - \xi_i)$ por $h\nu_{ji}$.

1.4.5.2 Los coeficientes de Einstein. En 1916, Einstein ideó un sistema teórico del equilibrio dinámico de un medio material sometido a radiaciones electromagnéticas, que absorbe y emite. Este sistema constituye un aporte fundamental para el establecimiento de los fundamentos teóricos del láser [1].

Se supone que el átomo se encuentra en su nivel energético más bajo. Un fotón dotado de una cantidad adecuada de energía interacciona con el átomo al que le cede esa energía, de manera que la nube electrónica asume una nueva configuración. En un medio denso, el átomo probablemente interaccione con sus vecinos fluctuantes, transmitiéndoles su carga de energía mediante colisiones.

Sin la intervención de alguna influencia externa, el átomo emitirá su exceso de energía como un fotón, volviendo a la vez a un estado estable con el proceso de emisión espontánea, ya definido anteriormente.

En un medio inundado por radiaciones electromagnéticas, un fotón puede interactuar con un átomo excitado mientras éste se encuentra en una configuración de energía superior, dicho átomo puede soltar la energía en exceso, en el proceso de emisión estimulada.

En el caso de la absorción, la velocidad de cambio del número de átomos que pasan de un estado inicial a un estado superior, depende de la densidad de energía u , dada por la ecuación

$$u = u_E + u_B \quad (1.17)$$

donde u_E es la densidad de energía de la componente eléctrica de la onda y u_B es la densidad de energía de la componente magnética. Más concretamente, dicha velocidad depende de la densidad de energía en el rango de frecuencias que producen la transición, es decir, de la densidad de energía espectral U_ν .

La velocidad de cambio del número de átomos, denominada velocidad de transición, también será proporcional a la población, es decir, a la densidad de átomos en ese estado (N_i). Entre más átomos haya, más probabilidad hay de que abandonen este nivel mediante absorción y pasen a un nivel superior de energía.

El campo de fotones es el que dirige este proceso, se denominado absorción estimulada, donde la velocidad de transición está dada por la siguiente expresión:

$$\left(\frac{dN_i}{dt} \right) = -B_{ij} N_i u_\nu \quad (1.18)$$

Aquí B_{ij} es una constante de proporcionalidad que representa la medida de la magnitud relativa de la respuesta de un átomo a la radiación incidente para esta transición. El signo negativo se debe a que N_i decrece.

Análogamente, para la emisión estimulada:

$$\left(\frac{dN_j}{dt} \right)_{st} = -B_{ji} N_j u_\nu \quad (1.19)$$

En el caso de la emisión espontánea, el proceso es independiente del medio del campo, es decir de la densidad de energía.

$$\left(\frac{dN_j}{dt} \right)_{sp} = -A N_j \quad (1.20)$$

La velocidad de transición, es decir, el número de átomos que realizan las transiciones por segundo, dividida por el número de átomos, representa la probabilidad por segundo de emisión espontánea, esto se representa mediante la expresión

$$P_{sp} = A_{ji} \quad (1.21)$$

Para cada átomo excitado que lleva a cabo una transición espontánea hacia un estado inferior, la probabilidad de transición inversa por segundo es la vida media

o tiempo de vida del estado excitado τ . Por consiguiente, si N átomos se hallan en un estado excitado la velocidad de transición total, es decir, el número de fotones emitidos por segundo, será

$$NP_{sp} = NA_{ji} = \frac{N}{\tau} \quad (1.22)$$

esto deriva que una probabilidad de transición baja significa una vida media larga.

Las tres constantes A_{ij} , A_{ji} y B_{ij} son los coeficientes de Einstein. Siguiendo su razonamiento, se toman los siguientes supuestos:

- 1) A cualquier temperatura T , el campo de radiación y los átomos presentes en su interior se encuentran en equilibrio termodinámico.
- 2) La densidad de energía posee las características de un cuerpo negro a esa temperatura T .
- 3) Las densidades de los dos estados concuerdan con la distribución de Maxwell – Boltzman.

Se trata de un sistema que se encuentra en equilibrio, por tanto, la velocidad de las transiciones hacia arriba ($i \rightarrow j$) deberá ser igual a la de las transiciones hacia abajo ($j \rightarrow i$)

$$B_{ij}N_i u_\nu = B_{ji}N_j u_\nu + A_{ji}N_j \quad (1.23)$$

dividiendo ambas partes por N_i y ajustando los términos se obtiene:

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{B_{ij}u_\nu}{A_{ji} + B_{ji}u_\nu} \quad (1.24)$$

Utilizando la ecuación (1.16), es decir, la que se obtuvo de la aplicación de la distribución de Maxwell – Boltzmann, se produce

$$e^{\frac{-h\nu_{ji}}{k_B T}} = \frac{B_{ij}u_\nu}{A_{ji} + B_{ji}u_\nu} \quad (1.25)$$

y resolviendo para u_ν , se tiene:

$$u_\nu = \frac{\frac{A_{ji}}{B_{ji}}}{\left(\frac{B_{ij}}{B_{ji}}\right) e^{\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}} - 1} \quad (1.26)$$

Aquí, Einstein observó que conforme $T \rightarrow \infty$ la densidad de la energía espectral, o también llamada densidad espectral de fotones, tiende a infinito.

En cualquier caso, dado que $e^0 = 1$, el único modo para que u_ν sea grande será si $B_{ij} = B_{ji} = B$, para valores elevados de T , pero ya que estas constantes son independientes de la temperatura, tienen que ser iguales a todas las temperaturas T . Las probabilidades de emisión y absorción estimulada son respectivamente:

$$P_{st} = B_{ji} u_\nu \quad (1.27)$$

y

$$P_{ab} = B_{ij} u_\nu \quad (1.28)$$

Entonces, la probabilidad de emisión estimulada es idéntica a la probabilidad de absorción estimulada. Un átomo en un estado inferior tiene la misma probabilidad de llevar a cabo una transición estimulada hacia arriba que un átomo excitado de realizar una transición estimulada hacia abajo.

Simplificando la notación (Sea $A = A_{ji}$, $B = B_{ij} = B_{ji}$), la ecuación (1.26) se convertirá en

$$u_\nu = \frac{A}{B} \left[\frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}} - 1} \right] \quad (1.29)$$

Se puede expresar la proporción $\frac{A}{B}$ mediante cantidades básicas comparando esta ecuación con:

$$I_\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \left[\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \right] \quad (1.30)$$

Pero primero se debe transformar I_λ en I_ν , donde estas son expresiones de la excitancia (que es la irradiancia dirigida hacia afuera) para intervalos $d\lambda$ y $d\nu$ respectivamente. Aplicando el hecho de que $\lambda = \frac{c}{\nu}$, la diferenciación queda $d\lambda = \frac{-c d\nu}{\nu^2}$. Como $I_\lambda d\lambda = I_\nu d\nu$, y quitando el signo ya que este solamente indica que al aumentar un diferencial el otro disminuye, se obtiene

$$\frac{I_\lambda c}{\nu^2} = I_\nu \quad (1.31)$$

y entonces

$$I_\nu = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \left[\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \right] \quad (1.32)$$

Ahora, sólo se compara la densidad espectral de energía u_ν dentro de la cámara con la irradiancia espectral

$$I_\nu = \frac{c}{4} u_\nu \quad (1.33)$$

que emerge de ella. I_ν corresponde a un flujo de energía que atraviesa un área normal unitaria, entrando por un lado y saliendo por el otro.

Se sabe que el flujo instantáneo de potencia por área normal unitaria, el vector de Poynting, es proporcionado por

$$S = cu \quad (1.34)$$

entonces, en promedio,

$$I = c\bar{u} \quad (1.35)$$

Sin embargo, en una cámara, sin embargo, con la luz que viaja en todas las direcciones, no todos los fotones que contribuyen a u contribuirán a la irradiancia en una dirección particular. En principio, en esa cámara, un área unidad colocada horizontalmente tendrá tanta energía subiendo a través de esta como bajando.

De las ecuaciones (1.29), (1.30) y (1.32) resulta que:

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.36)$$

La probabilidad de emisión espontánea es proporcional a la probabilidad de emisión estimulada y un átomo sensible a un mecanismo, será proporcionalmente sensible al otro.

Imaginando un sistema de átomos en equilibrio térmico que tiene sólo dos estados energéticos posibles y suponiendo que los átomos poseen una vida media larga, se puede pasar por alto la emisión espontánea. Cuando los fotones inundan el sistema con la energía adecuada, la absorción estimulada despuebla el nivel inferior i , mientras que la emisión estimulada despuebla el nivel superior j . El número de fotones que desaparecen del sistema por segundo mediante la absorción estimulada es proporcional a $P_{ab}N_i$, mientras el número de los que entran en el sistema mediante la emisión estimulada es proporcional a $P_{st}N_j$. Sin embargo como los coeficientes B son iguales, se deriva que

$$P_{st} = P_{ab} \quad (1.37)$$

y por consiguiente,

$$P_{ab}N_i = P_{st}N_j \quad (1.38)$$

Si el sistema está en equilibrio térmico, $N_i > N_j$, lo cual significa que el número de fotones que desaparecen por segundo es mayor que el número de los entrantes; hay una absorción neta de fotones por el estado inferior a cualquier temperatura. Lo contrario sería cierto si fuera posible crear una situación, una inversión de población, en la que $N_i < N_j$, entonces la emisión estimulada dominaría sobre la absorción estimulada.

1.4.6 Cavidades resonantes ópticas

A.L. Schawlow y C.H. Townes tomaron como modelo una cavidad resonante rectangular de paredes altamente reflectoras, como las empleadas en los máseres. Sugirieron en 1958 el empleo del interferómetro de Fabry – Perot de placas plano paralelas como resonador multimodal con el fin de extender el efecto de amplificación máser a la región óptica del espectro electromagnético, analizaron la forma en que podía reducirse el número de modos resonantes y calcularon la perturbación introducida por la radiación espontánea [5].

El interferómetro de Fabry – Perot consta de dos espejos planos y perfectamente paralelos entre sí. La normal a los espejos se denomina eje del interferómetro. Al estar distribuida de esta manera la estructura del interferómetro, todo rayo de luz

que penetre en la cavidad formada por ambos espejos en la dirección de su eje se propagará sin poder salir de ella, en tanto que si aquellos forman cierto ángulo con dicho eje, los rayos terminarán por abandonar la cavidad. Esta característica de mantener la radiación luminosa entre los espejos del interferómetro, se emplea para disponer dentro de la cavidad lo que constituye el material activo de algunos láseres. Así, por sucesivas reflexiones se simula una longitud virtual del material activo igual al producto de su longitud real por el número de estas, quienes entre otras cosas aún en el caso de rayos luminosos que se propagarán paralelamente al eje del interferómetro, no es demasiado grande.

Experimentalmente en cada reflexión parte de la intensidad luminosa se pierde por absorción en el material que constituye el reflector o por transmisión a través de este, es aquí donde el empleo del interferómetro de Fabry – Perot como cavidad resonante es muy importante, ya que las pérdidas pueden controlarse casi a voluntad, de modo que la amplificación generada en el medio activo las compense siempre, en cuyo caso el dispositivo es capaz de amplificar.

A las situaciones que provocan pérdidas deben añadirse otras, que pueden agruparse en un coeficiente de pérdidas por paso a través del medio activo. Cuando el medio alcanza las condiciones experimentales de inversión crítica, es decir que se tenga mayor población en el nivel de mayor energía, entonces el coeficiente de absorción α_{abs} adquiere valores negativos y el dispositivo se vuelve amplificador.

La expresión

$$I(x, \nu_o) = I(o, \nu_o) e^{-\alpha(\nu_o)x} \quad (1.39)$$

que relaciona la intensidad $I(x, \nu)$ medida después de haber recorrido el camino x en el medio material, con la intensidad incidente $I(0, \nu)$ sigue siendo válida en el caso en el que el coeficiente α_{abs} es negativo, además se refleja claramente ahora que la intensidad $I(x, \nu)$ de la radiación, después de recorrer el camino x a través del medio invertido, resultará ser mayor que la intensidad incidente $I(0, \nu)$.

Si el coeficiente de absorción negativa es bajo, para obtener amplificación se requerirá un largo camino a través del medio activo. En general, esto puede obtenerse con un elevado número de pasajes de la radiación por un medio activo de corta longitud.

Por el contrario, si la absorción negativa alcanza valores elevados puede llegar a presentarse el caso en el cual, sin necesidad de espejos o empleando sólo uno, el medio amplifique la radiación de modo que el dispositivo emita un haz direccional y coherente; en este último caso, el dispositivo se denomina emisor superradiante para distinguirlo del láser.

La cavidad cumple otra función aparte de la descrita anteriormente y es la que hace referencia a su comportamiento como resonador, sustentando ondas estacionarias, ya que dentro de la cavidad se van a generar ondas con una amplitud similar e igual frecuencia y que al moverse en la misma dirección y con sentido opuesto van a producir una interferencia que parecerá fija.

La expresión

$$Q = 2\pi\nu \frac{nD}{\gamma c} \quad (1.40)$$

donde D es la distancia que separa los espejos, n el índice de refracción, γ el coeficiente de pérdida por pasaje y ν la frecuencia, define el factor de calidad en cavidades resonantes ópticas Q , que puede ser constante o variable; en el caso de que sea variable las técnicas para hacer que Q varíe desde cero hasta su valor máximo son diversas y su grado de complejidad depende del tiempo en que se desee realizar dicha variación. De todos modos, aún en los láseres cuyo funcionamiento requiere alguna técnica de Q variable, importa saber siempre cuál es el máximo valor de Q que puede lograrse al construir una cavidad resonante.

El factor de calidad Q de una cavidad resonante, define el grado de acoplamiento entre el campo electromagnético sustentado en su interior y la propia cavidad en función de la frecuencia de la radiación. Un elevado valor del factor Q significa que la energía está bien almacenada dentro de la cavidad, un valor bajo del factor de calidad Q traduce que la energía se emite de la cavidad óptica rápidamente. La configuración del campo electromagnético dentro de la cavidad será iniciada y sostenida sólo para aquellas frecuencias a las cuales resuena. En las demás frecuencias, se producirán elevadas pérdidas de energía que impedirán mantener las condiciones de oscilación del campo electromagnético.

Una medida del rango $\Delta\nu$ de frecuencias para el cual la cavidad responde a excitaciones externas es el factor Q , definido como:

$$Q = 2\pi\nu_c \frac{[Energía almacenada]}{[Potencia disipada]} \quad (1.41)$$

donde ν_c es la frecuencia central de resonancia.

La variación de la energía almacenada U con el tiempo, teniendo en cuenta todas las pérdidas que la producen, se representa mediante la expresión

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{2\pi\nu_c}{Q}U \quad (1.42)$$

La ecuación (1.42) es una ecuación diferencial que tiene por solución

$$U(t) = U_0 e^{-\left(\frac{2\pi\nu_c}{Q}\right)t} \quad (1.43)$$

Si por efecto de la excitación de la cavidad, por amplificación de un campo eléctrico, se almacena una cantidad de energía U_0 , su valor irá decreciendo exponencialmente debido a una constante de amortiguamiento que será inversamente proporcional a Q . Por ello el campo eléctrico $E(t)$ dentro de la cavidad decaerá amortiguadamente según la expresión

$$E(t) = E_0 e^{-\left(\frac{2\pi\nu_c}{Q}\right)t} e^{-2\pi i\nu_c t} \quad (1.44)$$

suponiendo que inicialmente se propagaba una onda plana caracterizada por $E_0 e^{-i2\pi\nu_c t}$.

Ya que la resonancia ocurre en el rango $\Delta\nu$, la oscilación amortiguada contendrá no sólo la frecuencia central ν_c , sino todas aquellas que se encuentran a ambos lados de ν_c , las que también resultan excitadas. El contenido espectral de la oscilación amortiguada se determina empleando análisis de Fourier, y como resultado de esto se tiene que la amplitud del campo eléctrico según la frecuencia, vale

$$E(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} E(t) e^{2\pi i\nu t} dt \quad (1.45)$$

y la distribución de la intensidad de campo, es decir, de la energía almacenada, resulta tener el perfil de Lorentz

$$U(\nu) = |E(\nu)|^2 = \frac{E_0}{2\pi \left[(\nu_c - \nu)^2 + \left(\frac{\nu_c}{2Q}\right)^2 \right]} \quad (1.46)$$

De acuerdo con la expresión

$$\Delta\nu = \frac{\nu_c}{Q} \quad (1.47)$$

el ancho espectral de la resonancia es inversamente proporcional al factor de calidad Q .

Existe otra regla que deben cumplir las cavidades resonantes ópticas y se deduce del hecho que, debido a que las frecuencias en el rango óptico son más grandes que las de la región de operación del máser en un factor de por lo menos 10^5 , entonces el Q de dichas cavidades debe ser demasiado elevado para compensar y evitar que la radiación estimulada emitida en un ancho de banda espectral $\Delta\nu$, no resulte enmascarada por la radiación espontánea emitida bajo el perfil de la misma línea espectral.

Para obtener un factor de calidad Q elevado se deben cumplir los siguientes criterios, enunciados por A. Yariv y J.P. Gordon en 1962: [5]

1. Debe existir una familia de rayos luminosos que sufra un número razonable de reflexiones en los espejos que constituyen la cavidad, antes de que se salgan de ella, de modo que el número de pasajes a través del medio activo baste para lograr el efecto de amplificación.
2. Las dimensiones de los espejos circulares deben satisfacer la siguiente relación:

$$\frac{L_1 L_2}{\lambda D} \geq 1 \quad (1.48)$$

donde L_1 y L_2 son los radios de los reflectores, D la distancia que los separa y λ es la longitud de onda de la radiación confinada en la cavidad.

En caso de ser el radio de los espejos igual a L , la expresión (1.48) resulta:

$$N = \frac{L^2}{\lambda D} \geq 1 \quad (1.49)$$

que es la definición del número de Fresnel N . Este número desempeña un importante papel en la teoría de los resonadores ópticos y es igual al número de zonas de Fresnel de la figura de difracción que se observa desde el centro de uno de los espejos sobre el otro. La difracción se produce por la incidencia de una onda, cuyo frente tiene contraste de fase sobre uno de los reflectores. El área de frente de onda se considera, para este propósito igual al área del reflector.

El interferómetro de Fabry – Perot no es la única estructura existente para ser

usada como cavidad resonante óptica, por supuesto, existen otras pero la dificultad que se presenta en ellas es que no se puede encontrar con facilidad una que tenga un factor de calidad Q elevado.

1.4.7 Modos del resonador

La forma en que está distribuida la densidad de potencia del rayo que emerge del sistema, depende de la forma geométrica del resonador y del medio activo.

Dentro del resonador se forma una onda estacionaria que se origina por las reflexiones que se producen en los espejos. Esta onda estacionaria no puede ser cualquiera. Las distintas configuraciones que puede adoptar una onda estacionaria en una cavidad resonante se denominan modos; los cuales existen de dos tipos: longitudinales y transversales [5].

1.4.7.1 Modos longitudinales. Los modos longitudinales o axiales, son aquellos que pueden resonar en la dirección del eje. Ello es posible únicamente para aquellas longitudes de onda que en un recorrido completo del resonador, $2L$, avanzan un número entero n de longitudes de onda λ . Cada modo longitudinal corresponde a una longitud de onda [6].

Por otro lado, las longitudes de onda asociadas a los fotones que se emiten en una transición del medio activo no son infinitamente precisas, sino que siguen una determinada curva de ganancia que forma una estrecha banda, centrada alrededor de los valores característicos del medio activo utilizado.

En cada una de las bandas, centradas sobre las longitudes de onda correspondientes a las transiciones de un medio activo, se puede encontrar gran cantidad de modos axiales característicos de un determinado resonador, que son las que pueden ser amplificadas por el mismo.

Existen medios activos que presentan varias líneas en su espectro de emisión de luz capaces de producir radiación láser, figura (1.4), cómo en el caso del láser de argón, con varias líneas el verde y el azul, es decir, que pueden emitir luz con diferentes valores de longitud de onda, existiendo técnicas que permitan seleccionar sólo una de ellas; también es el caso del helio – neón, cuya primera emisión se realizó en el infrarrojo cercano, aunque la línea más popular se halla en el rojo. También puede suceder que una línea de emisión sea muy ancha, o que varias líneas queden solapadas formando una sola, tal es el caso de los láseres de colorantes o el de CO_2 . En estos casos, puede suceder que el láser emita simultáneamente varias de las longitudes de onda propia del resonador y del medio activo.

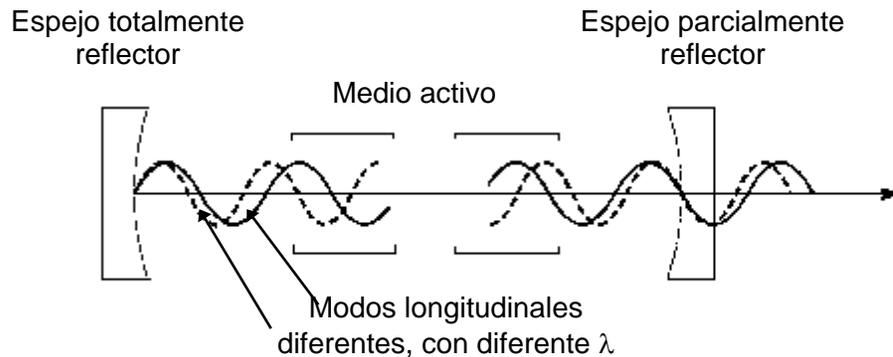


Figura 1.4 Resonador láser. Se presentan dos diferentes modos longitudinales viajando en la misma dirección pero con diferentes valores de frecuencia

En el caso de que existan líneas suficientemente separadas, el resonador puede diseñarse para que seleccione una de ellas, escogiéndose espejos adecuados para la longitud de onda seleccionada, pero que posean un bajo coeficiente de reflexión para las demás.

Resulta importante en ocasiones que el usuario pueda seleccionar la línea de emisión; un láser que presente esta posibilidad se dice que es sintonizable. Existen en el mercado diversos láseres sintonizables, lo más característicos son los láseres de colorantes, con los que además, al tener la posibilidad de poder variar el líquido utilizado como medio activo, puede obtenerse una amplia gama espectral de emisión.

La forma en que se puede sintonizar un resonador consiste esencialmente en reducir el número de modos longitudinales propios del mismo, introduciendo dispositivos ópticos dentro de la cavidad que produzcan pérdidas para los modos no deseados, es decir, que esos dispositivos añadidos permitan seleccionar o reforzar únicamente la línea que se requiere y eviten que las otras longitudes de onda sean amplificadas en el resonador, ya que para ellas el coeficiente de pérdidas es mayor que el de amplificación.

Existen diversos dispositivos para sintonizar un láser, los utilizados con mayor frecuencia son:

- Redes de difracción.
- Prismas.
- Dispositivos de polarización.
- Sistemas interferométricos.

1.4.7.1.1 Redes de difracción. La forma en que trabaja una red de difracción es sencilla. Un haz luminoso que llega a una red de difracción se verá separado de

forma angular en sus distintas longitudes de onda al interactuar con esta.

Las redes de difracción se pueden clasificar en redes de transmisión y reflexión. En las primeras el haz atraviesa la red, y en la segunda la luz es reflejada por la misma.

Las redes de difracción más usadas en láseres sintonizables son las de reflexión con un perfil de diente de sierra, y suelen colocarse en sustitución de uno de los espejos que forman la cavidad. Su diseño tiene en cuenta la resolución que se desee, número de líneas por milímetro, así como el valor de la longitud de onda sobre el que va centrada. Este tipo de red minimiza las pérdidas para esta clase de dispositivos, que por otro lado son elevadas, en comparación con otros mecanismos de sintonización.

Una red de difracción colocada en sustitución de un espejo refleja a la vez que dispersa las distintas longitudes de onda del haz incidente, de tal forma que solamente una de ellas sigue la dirección del eje óptico del resonador y, por lo tanto, es la única que está en disposición de ser amplificada en el recorrido siguiente. Para sintonizar otra longitud de onda, basta con girar la red de difracción, y una nueva longitud de onda sustituirá a la primera en el resonador.

1.4.7.1.2 Prismas. El principio de operación de un prisma es muy similar al de una red de difracción. Un prisma está construido por un material dispersivo, es decir, un material cuyo índice de refracción varía de forma apreciable con la longitud de onda y produce una separación angular de las distintas longitudes de onda de un haz que incida sobre él. Este fenómeno producido por la refracción en dos de las caras del prisma se aprovecha para que una de las longitudes de onda incida sobre el espejo del resonador y las demás sean desviadas. Así pues, sólo una longitud de onda está en disposición de ser amplificada en el resonador y las restantes, propias del medio activo, no pueden ser amplificadas al no coincidir con alguna longitud de onda propia del resonador.

La sintonización de otra longitud de onda se consigue haciendo girar el prisma, consiguiéndose así que otra de las longitudes de onda propias del medio activo sea seleccionada.

1.4.7.1.3 Dispositivos de polarización. El filtro que sirve para sintonizar el láser está formado por dos polarizadores lineales y una lámina de material biáxico, un material biáxico tiene la propiedad de tener dos ejes perpendiculares con índices de refracción distintos.

El principio de funcionamiento del sistema se basa en el hecho de que al incidir sobre éste dos ondas con iguales características éstas se propagan dentro del material a distinta velocidad, si ambas ondas estaban en fase a la entrada del material, a la salida estarán desfasadas. Cuando una onda linealmente polarizada incide sobre el material con su plano de polarización a 45° de cada uno de los ejes

del material biáxico, las dos componentes de la onda se propagarán a distinta velocidad y a la salida del material la polarización de la onda puede ser igual a la incidente, perpendicular a la misma, elíptica o circular. Si el haz incidente está constituido por diversas longitudes de onda, a la salida del material cada una de las componentes emergerá polarizada de distinta forma.

El filtro consiste en colocar una lámina biáxica entre dos polarizadores lineales de tal forma que la luz polarizada que emerge del primer polarizador incida sobre la lámina biáxica, cambiando la polarización de cada longitud de onda al atravesarla. Sólo una de ellas está en disposición de atravesar el segundo polarizador, colocado paralela o perpendicularmente al primero, sin sufrir pérdidas en el filtro.

Al reflejarse en el espejo del resonador sigue el camino inverso, por tanto, no sufre pérdidas en todo el recorrido mientras que las demás longitudes de onda han sido absorbidas en parte por el filtro. Sólo la longitud de onda que atraviesa el filtro puede ser posteriormente amplificadas en el resonador y ser emitida en forma de radiación láser.

Para variar la longitud de onda seleccionada se elige un material biáxico con propiedades electro ópticas, es decir, que varían el índice de refracción en un sentido determinado al aplicarle una tensión; de este modo, al variar la tensión aplicada al material la longitud de onda, que sale polarizada coincidiendo con el segundo polarizador va variando y obtenemos un láser cuya emisión cambia su longitud de onda.

1.4.7.1.4 Sistemas interferométricos. Consiste en intercalar un filtro interferométrico en la cavidad (dispositivo Fabry - Perot), que selecciona la longitud de onda que interfiere de forma constructiva, filtrando todas las demás que lo hacen de forma destructiva.

La sintonización de las diversas longitudes de onda se consigue girando ligeramente el interferómetro o aumentando la distancia entre las dos caras (interferómetro tipo etalón).

Este mecanismo de sintonización se utiliza frecuentemente en combinación con algún otro de los ya descritos, para precisar mucho más la línea de emisión, ya que tiene una resolución muy buena.

1.4.7.2 Modos transversales. Los modos transversales son los más importantes a la hora de valorar la calidad de un láser industrial, ya que son los que determinan la distribución de potencia del haz [6].

Suponiendo que se hace un corte perpendicular en el haz de salida del resonador, y analizando la distribución de potencia del mismo, se observa que no tiene una distribución uniforme sino que responde a unas configuraciones establecidas denominadas modos trasversales o simplemente modos espaciales del haz.

Las distintas configuraciones del haz son fiel reflejo de la onda estacionaria que está generándose dentro del resonador, por lo tanto, el modo que se obtenga es en todo, caso una de las posibles soluciones de una onda estacionaria confinada dentro del resonador.

Los modos espaciales se designan mediante la notación TEM_{uv} , donde TEM es la sigla de *Transverse Electromagnetic Modes*, los campos eléctricos y magnéticos son transversales respecto al eje que une los dos espejo; y las letras u y v son números naturales que indican la distribución de nodos de la onda estacionaria.

El significado de los subíndices u y v dependerá de la simetría del resonador utilizado, si éste es de simetría rectangular u y v serán respectivamente el número de nodos en la dirección del eje x y del eje y , es decir, u representa los puntos con iluminación nula (entre regiones iluminadas) a lo largo del eje x y v representa el número de puntos con iluminación nula a lo largo del eje y . Por otro lado, si el resonador utilizado es de simetría cilíndrica, u representará el número de nodos que se encuentran al desplazarnos en sentido radial, mientras que v representará el número de nodos al desplazarnos acimutalmente, es decir, a lo largo de una semicircunferencia.

Frecuentemente, el modo espacial que se obtiene de un resonador es combinación de varios de ellos, y además se ve afectado por la difracción que producen los espejos y el confinamiento del propio medio activo.

El modo fundamental espacial TEM_{00} tiene su máxima intensidad coincidente con el eje del láser. Posee una distribución de intensidad gaussiana, y presenta menos pérdidas por difracción en su confinamiento dentro del resonador. Además, es el que tiene mayor densidad de energía, así como una menor divergencia. Industrialmente es el que ofrece mayor interés dado que puede focalizarse en áreas mucho más reducidas que los restantes modos, consiguiéndose de esta forma elevadas densidades de potencia en un área muy pequeña.

En la figura 1.5 se representan los modos transversales TEM_{00} , TEM_{10} , y el modo TEM_{30} ; el TEM_{00} es, entre otras cosas, el más estable y con el cual se puede trabajar obteniendo mayores beneficios al ser comparado con otros modos transversales. También es conocido como el modo gaussiano.

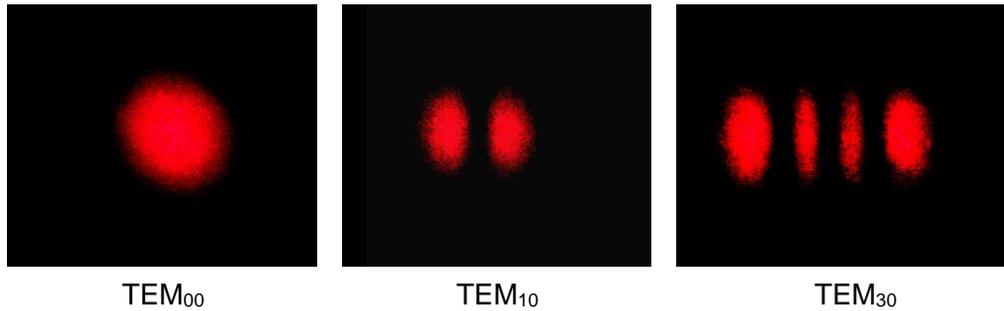


Figura 1.5 Modos Transversales TEM₀₀ , TEM₁₀ y TEM₃₀. Se observa la distribución de energía de algunos de los primeros modos transversales electromagnéticos. Las áreas rojas delimitan zonas donde se encuentra radiación láser

1.5 DESCRIPCIÓN DE LOS DISPOSITIVOS LÁSER MÁS EMPLEADOS PARA EL PROCESAMIENTO DE MATERIALES.

Los láseres pueden ser clasificados de diversas maneras, ya sea por su potencia, medio activo o tipo de bombeo con el cual trabaja, en la siguiente tabla se muestra la correspondiente al tipo de medio activo que tienen.

Tabla 1.2 Clasificación de los láseres

TIPO	LASER	
Gas	Atómico	He-Ne, He-Cd
	Molecular	CO ₂ , Químico (HF-DF), IR, excímero.
	Iónico	Ar ⁺ , Kr ⁺
	Vapor Metálico	Cu vapor, Au Vapor
Líquido	Colorantes	
Sólido	Aislantes	Rubí, Nd-YAG, Nd-vidrio, Alexandrita, Yi-Zafiro.
	Semiconductores	Diodo
Especiales	RX, FEL	

Fuente: Aplicaciones Industriales del láser.

Cada tipo de láser, presenta características diferentes, que definen la aplicabilidad en la ciencia y la tecnología. Actualmente emplear los dispositivos láser es muy común, debido a que es utilizado tanto en dispositivos de uso cotidiano, como es el caso de lectores de discos compactos, las impresoras láser, los lectores de

código de barras, etc, como también son empleados en el campo militar, tal es el caso en armas y dispositivos de posicionamiento; en la medicina ya sea en diagnóstico o en cirugía; en la investigación científica y en la industria. Cada campo requiere que el láser posea propiedades que lo hagan apto para su uso de acuerdo a la aplicación que se le vaya a dar.

En la siguiente tabla se muestran valores de longitud de onda y potencia para los tipos de láseres más conocidos.

Tabla 1.3 Valores de longitud de onda y potencia para los dispositivos láser más conocidos

Láser	λ (nm)	Potencia (W)
He - Ne	632.8	$1 \times 10^{-3} - 100 \times 10^{-3}$
He - Cd	444.1 353.6 325.0	$20 \times 10^{-3} - 200 \times 10^{-3}$
Vapor de Cobre	510.5 578.2	100
Vapor de oro	628.0	100
Argón	488.0 514.5	20
Criptón	588.0 677.0	$5 \times 10^{-3} - 5$
CO ₂	10600	1×10^3
Excímero KrF	248.0	35×10^6
Rubí	694.3	60
Nd:YAG	1064.1	250
Colorantes	Variable (320-1500)	$5 \times 10^{-3} - 5$

Fuente: Hanbook of optics Vol. I.

En la industria, más concretamente en el tratamiento de metales, que es el que interesa en esta monografía, los láseres más empleados son los de CO₂ y los de Nd:YAG, debido a sus características principalmente de potencia y longitud de onda, por esta razón se hace una descripción de estos láseres de una manera más detallada.

1.5.1 Láser de CO₂

1.5.1.1 Principios básicos

1.5.1.1.1 Características generales. Un láser de CO₂ es un láser gaseoso de tres niveles, cuyo medio activo es una mezcla de moléculas de He, CO₂ y N₂. Su mecanismo de bombeo es el de descarga eléctrica, emite a una longitud de onda

de 10.6 μm y se encuentra clasificado como un láser de alta potencia.

Los láseres de CO_2 son considerados los más adecuados para el procesamiento de materiales debido principalmente a que su potencia de salida alcanza valores de 100 KW, esta característica de tener una alta potencia de salida permite su uso procesando materiales de calibres considerables y a mayores velocidades comparado con otros láseres que también se emplean en este campo.

1.5.1.1.2 Bombeo del medio activo y operación. La excitación en un láser de CO_2 se realiza por medio de una descarga eléctrica sobre la mezcla de CO_2 , He y N_2 . La mezcla exacta depende del diseño del láser, de la presión a la cual va a estar sometida, de la aplicación que se le vaya a dar y del modo de operación, es decir si va a trabajar en régimen continuo o en régimen pulsado. El rango de concentración de los gases es de 2 – 5 % CO_2 , 10 – 60% N_2 y 40 – 90% He. La presión en la cámara de descarga varía entre los 10 – 100 tor, dependiendo del tipo, tamaño y modo de operación del láser [7].

Cuando los electrones acelerados por el campo eléctrico chocan con las moléculas de N_2 estos son excitados a sus niveles de vibración más altos, como se muestra en la figura 1.6. Las moléculas facilitan el proceso de excitación de las moléculas de CO_2 . El primer nivel de energía vibracional de la molécula de nitrógeno es muy similar al modo de tensión asimétrico de la molécula de CO_2 de modo que la energía puede transferirse fácilmente desde las moléculas de nitrógeno excitadas hasta las moléculas de CO_2 .

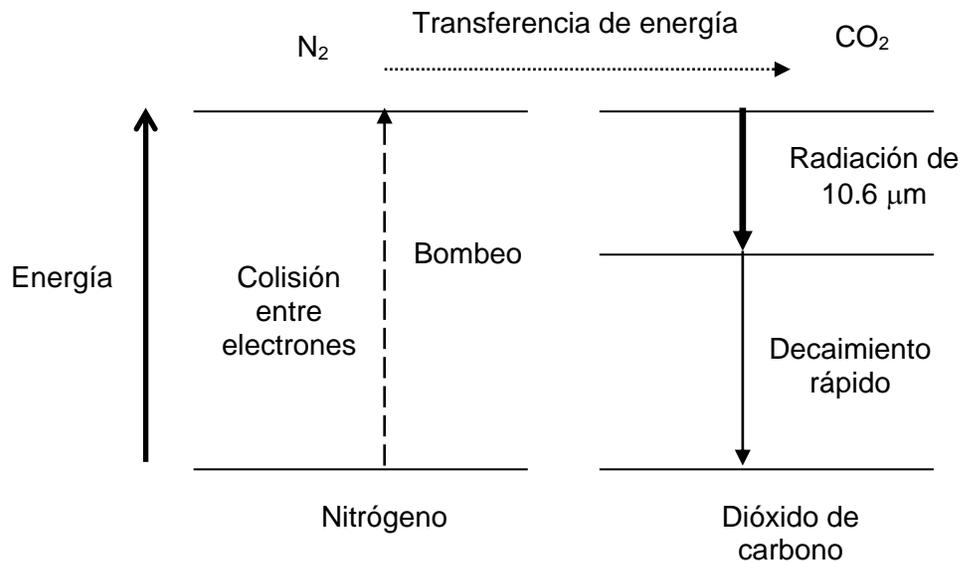


Figura 1.6 Diagrama de niveles de energía de un láser de CO_2

Se añaden moléculas de Helio a la mezcla gaseosa para :

- 1) Despoblar el nivel de energía láser más bajo y para mantener la inversión de población.
- 2) Estabilizar la descarga eléctrica disipando calor de la zona de acción láser.

Uno de los principales inconvenientes que se presenta cuando se trabaja con un de CO₂ es el calor. Cuando el valor de potencia que se deposita en el medio es cada vez mayor, la temperatura dentro de él también aumenta y como consecuencia de ello se tiene un decaimiento más rápido de las moléculas excitadas y por ende una disminución del rendimiento del láser. Por esta razón, una adecuada refrigeración del medio activo del láser es necesaria para favorecer la estabilidad y la eficiencia en la operación de este dispositivo.

La longitud de onda de un láser de CO₂ es 10.6 μm. A esta longitud de onda, la mayoría de los materiales que se consideran transparentes para el ojo humano, resultan opacos, tal es el caso del vidrio. Por este motivo se requiere que los dispositivos como lentes, divisores de haz y espejos sean de materiales específicos como el ZnSe .

Otra implicación de la longitud de onda en estos láseres es la alta reflectividad en muchos metales, un factor que reduce la efectividad en un procesamiento de metales; y el alto coeficiente de absorción del plasma que se forma en la pieza de trabajo. Sin embargo, los efectos de la reflectividad no se tornan severos cuando el proceso requiere de penetración del el material, ya que el agujero que se forma dentro es muy absorbente; en cuanto al problema del plasma, éste se soluciona usando un gas auxiliar que lo disipe.

1.5.1.2 Configuración del láser. La mayoría de los láseres de CO₂ utilizan como cámara de descarga un tubo cilíndrico o una cavidad rectangular. Históricamente se usaron los tubos cilíndrico en la construcción de estos dispositivos ya que la disponibilidad de materiales como el pirex y el cuarzo era grande. En el momento en que las potencias de los láseres fueron creciendo se generó la necesidad de sistemas de refrigeración mejores, por lo tanto las cavidades rectangulares se convierten en la mejor opción para ser usada como cámara de descarga.

En sí, la configuración del láser es definida por el método empleado para refrigerarlo, el modo por el cual va a ser bombeado y la orientación del flujo de la descarga eléctrica.

Existen diferentes tipos de láser dependiendo de la dirección del flujo, uno de ellos es el láser de flujo axial lento (SF), en el cual la refrigeración del sistema se realiza a través de las paredes de la cavidad; en los láseres de flujo axial rápido (FAF) la refrigeración se efectúa por convección y finalmente los láseres de flujo transversal (TF) en los cuales el flujo es trasverso a la descarga con lo cual se hace más fácil la refrigeración [8].

1.5.1.3 Tiempo de vida, cuidado y mantenimiento. El tiempo de vida de un láser de CO₂ es muy grande. Algunos láseres de este tipo están en servicio tiempo mayores a 10.000 horas. La mayoría de los láseres utilizan tubos de cristal los cuales están muy protegidos y aislados con lo que su rompimiento o fractura es un evento poco frecuente.

En muchos láseres, especialmente en aquellos que se encuentran herméticamente sellados, el mantenimiento no lo puede realizar un usuario particular, excepto en la parte de la salida del dispositivo, en donde se puede verificar si ésta está limpia. Este tipo de sistemas debe ser llevado directamente al distribuidor para que realice su mantenimiento y reparación dado el caso que no esté trabajando de la manera adecuada [7].

Los sistemas industriales generalmente están preparados para trabajar bajo condiciones adversas, sin embargo, es conveniente en algunos casos realizar maniobras de mantenimiento como control de humedad, limpieza de partes, revisión del sistema de refrigeración entre otras que garanticen una vida de funcionamiento mayor y una buena calidad en los procesos; todas esas maniobras las realiza una persona previamente capacitada por el proveedor, esta persona se encuentra en capacidad de desmontar y montar nuevamente el láser, identificando fallas y dando soluciones.

1.5.2 Láser de Nd:YAG

1.5.2.1 Principios básicos

1.5.2.1.1 Características generales. Un láser de Nd:YAG es un láser de estado sólido de 4 niveles cuyo mecanismo de bombeo es de tipo óptico y que emite a una longitud de onda de 1.06 μm. En este tipo de láseres el medio activo está constituido por cristales que se han dopado de iones de neodimio, responsables de la acción láser del material.

Es de vital importancia para este tipo de láseres la elección del sustrato en el que se inserta el neodimio. Este debe ser buen conductor de calor, para disipar rápidamente el calor que se genera durante el bombeo y evitar que pueda fracturarse por tensiones debidas a la dilatación térmica. Además, el cristal debe ser de fácil fabricación a tamaños relativamente grandes, sin pérdidas de las propiedades ópticas que posea. En el caso del Nd:YAG, la red cristalina que sirve de soporte a los iones de neodimio está conformada por aluminio, itrio y granate. Los iones de neodimio sustituyen algunos iones de yodo en la estructura cristalina.

1.5.2.1.2 Bombeo del medio activo y operación. Los láseres de Nd:YAG son bombeados ópticamente, el medio activo requiere de una luz intensa para que se presente la transición de población entre los estados de energía. Esta luz intensa generalmente es proporcionada por lámparas de cromo, xenón y halógenas de tungsteno. La cavidad que contiene la lámpara de destello y la barra del medio

activo debe ser refrigerada constantemente, puesto que el resto de la energía utilizada para el bombeo del medio se transforma en calor.

Otra técnica de bombeo es la que consiste en el aporte de energía al medio activo por medio de diodos láser de semiconductor de GaAs. La introducción de la radiación de bombeo se efectúa por la parte posterior del medio activo.

Ya que éste láser responde al esquema de un láser de cuatro niveles. Los niveles energéticos que intervienen en el proceso de emisión de un láser de neodimio son niveles atómicos, correspondientes a las distintas distribuciones electrónicas de este ión.

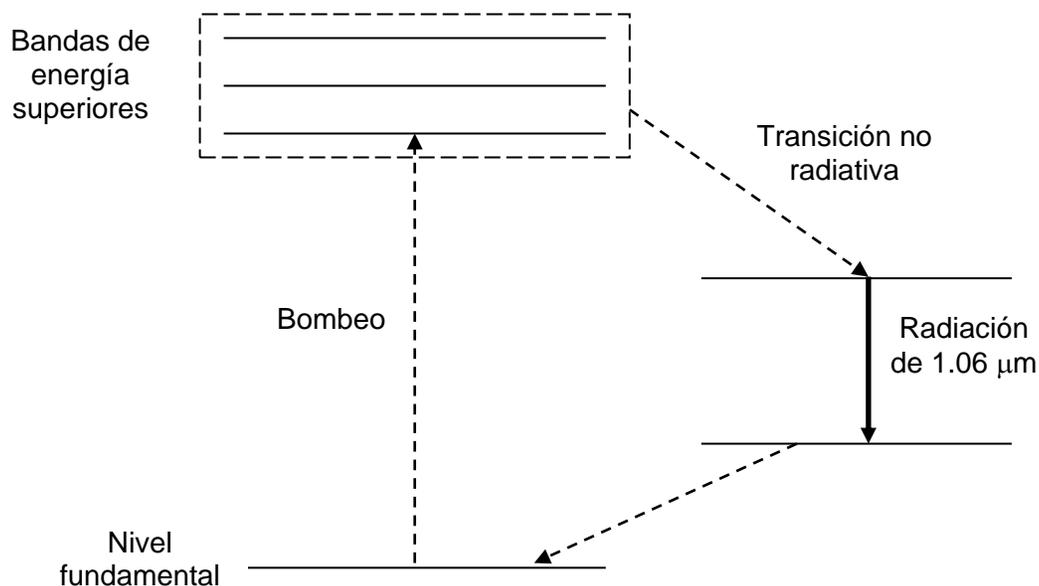


Figura 1.7 Diagrama de niveles de energía de un láser de Nd:YAG

Como consecuencia del bombeo, los iones de neodimio son llevados hasta unas bandas de energía superiores tal como se muestra en la figura 1.7 mediante la absorción de luz. De allí decaen a la banda de energía inferior en un proceso no radiativo, es de este nivel desde el cual se efectúa una transición radiativa de 1.06μm de longitud de onda. El ciclo termina cuando el ión libera la energía que todavía posee y vuelve al nivel fundamental.

1.5.2.2 Configuración del láser. Existen diferentes configuraciones de láseres de Nd:YAG, éstos se diferencian básicamente por la fuente de bombeo empleada para producir la potencia y la calidad requerida para los procesos a realizar. Una de ellas es la denominada *cilindrical rod*, esta configuración se muestra en la figura 1.8, en ella se observa que el Nd:YAG se encuentra en forma de una vara cilíndrica en medio de las lámparas.

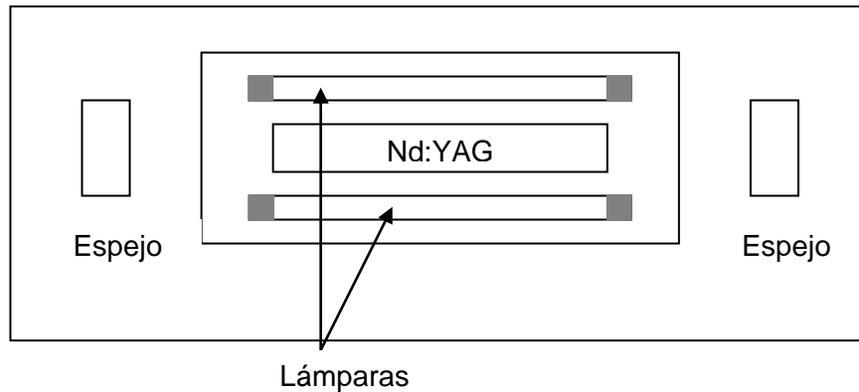


Figura 1.8 Configuración *cilindrica rod* de un láser de Nd:YAG

Generalmente los diámetros de la varilla de Nd:YAG, varían entre los 2 a los 10 mm y longitudes de 50 a 200 mm. Entre mayor sea la longitud de la varilla, la potencia del haz láser emitido será también mayor.

Existe además la configuración *multirod*, ésta configuración se hace necesaria en el caso de que se requieran potencias mayores y por ende longitudes de la vara de Nd:YAG mayores a 250 mm. En este caso, dentro del resonador van a estar ubicados varios arreglos como los mostrados en la figura 1.8.

1.5.2.3 Tiempo de vida, cuidado y mantenimiento. Los láseres de Nd:YAG requieren de un mantenimiento muy pequeño, aunque se debe tener en cuenta y seguir de manera estricta las instrucciones y recomendaciones del proveedor, por ejemplo las lámparas deben ser cambiadas a los intervalos de tiempo adecuados, ya que si se las tiene en funcionamiento durante un periodo mayor, éstas pueden llegar a la ruptura. De igual manera los filtros de agua deben cambiarse adecuadamente para conservar siempre una buena calidad de agua.

Al igual que otros láseres de alta potencia, el mantenimiento de un láser de Nd:YAG debe realizarse por una persona previamente capacitada. Estos láseres son unos de los más empleados a nivel industrial, su tiempo de operación se encuentra estimado en 60.000 horas, aunque se han llegado a tiempos de 100.000 horas.

CAPITULO 2. INGENIERÍA DEL HAZ LÁSER

2.1 INTRODUCCIÓN

En el capítulo anterior se han estudiado los principios básicos de funcionamiento del láser y por ende se sabe qué parámetros son los que se pueden modificar, dependiendo de las necesidades que se tengan y que generalmente no pueden ser compensadas directamente modificando el haz emergente de la salida del láser. En términos generales, el haz debe modelarse tanto en el espacio como en el tiempo con el fin de que pueda ser convenientemente utilizado. A este modelado es al que se le denomina ingeniería de haces láser.

2.2 MODIFICACIÓN DEL HAZ LÁSER

Existen varias técnicas para modificar el haz de manera que pueda operar en sistemas de diversos tipos. Una de ellas consiste en dividir el haz con el sistema que se muestra en la figura 2.1, y se utiliza cuando se requiere dirigir varios haces a distintos puntos simultáneamente o atacar una pieza de trabajo desde más de una dirección, por lo que se hace necesario dividir el haz. Esto se logra normalmente por medio de un espejo parcialmente transparente y parcialmente reflector colocado a 45° con respecto al haz incidente. Una parte del haz es desviada 90° respecto al haz primario, la otra pasa a través del espejo paralela al haz recibido y ligeramente desviada a causa de la refracción. El grado de división, y el ángulo que formarán entre ellos depende de las características ópticas de la capa reflectora del espejo [2].

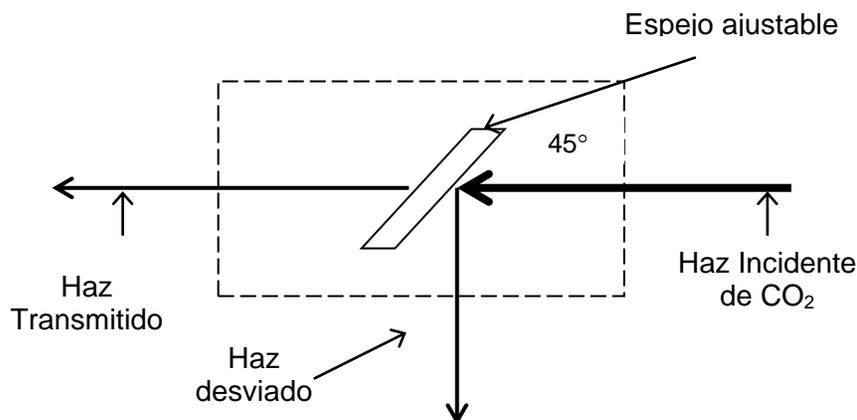


Figura 2.1 Diagrama de un divisor de haz

La relación de reflexión - transmisión más común es de 50/50, es decir que 50% de la luz incidente es reflejada y 50% transmitida; pero a menudo se emplean relaciones de 30/70, 85/15 y 90/10. Debido a las pérdidas internas, puede ser necesario enfriar el divisor de haz.

A más de 2100 W los elementos de transmisión pueden experimentar un cambio en las relaciones de división, debido a la absorción de energía. El enfriamiento del elemento óptico ayuda, pero generalmente, se debe evitar la división de un haz de potencia elevada.

Otra técnica para modificar el haz láser es la intermisión o conmutación. Se emplea cuando se necesita una rapidez de pulsación mayor que la que tiene el láser o en casos en los que un láser opere solamente en modo continuo y se requiera de pulsos, por ejemplo en el corte de metales, ya que si la radiación es continua se presentan cambios de fase no convenientes en el proceso.

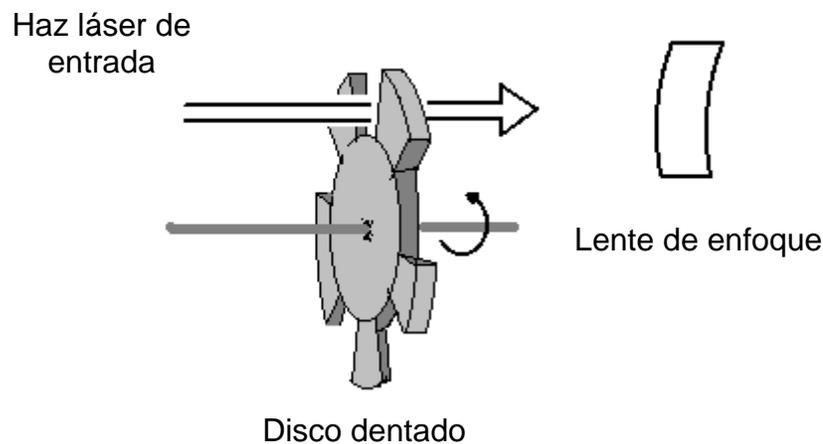


Figura 2.2 Intermisión de haz mediante un disco dentado

En este caso un haz láser continuo, es bloqueado intermitentemente por un disco dentado que gira. Este disco puede girar a velocidades de 100000 revoluciones por minuto pudiéndose hacer una gran cantidad de agujeros en una pieza en movimiento.

Una modificación de esta técnica usa una superficie reflectora a 45° sobre el disco interruptor para cambiar la dirección o “conmutar” el haz hacia otra parte. Esta técnica se ha empleado con gran éxito en un sistema que hace tres millones de perforaciones por minuto en una cinta de papel en movimiento.

2.3 HAZ GAUSSIANO: DIÁMETRO Y DIVERGENCIA

El haz gaussiano, correspondiente al TEM₀₀ o modo fundamental, es el más práctico haz luminoso disponible y probablemente el que ofrece el mejor comportamiento que puede tener a su disposición un diseñador óptico. Sus principales características, las cuales lo hacen muy valioso y útil son: buena coherencia espacial, menor divergencia longitudinal y , en menor medida, su perfil de intensidades variable. En este caso, pueden olvidarse la mayoría de las aberraciones, ya que los rayos son aproximadamente paraxiales y el origen de

radiación, una fuente cuasi - monocromática. El modo TEM₀₀ posee una amplia utilización, sobre todo en casos en que es preciso concentrar la radiación en un punto muy pequeño o transmitirla a grandes distancias [9]. En la gráfica 2.3 se muestra la distribución de intensidad para un haz de tipo gaussiano.

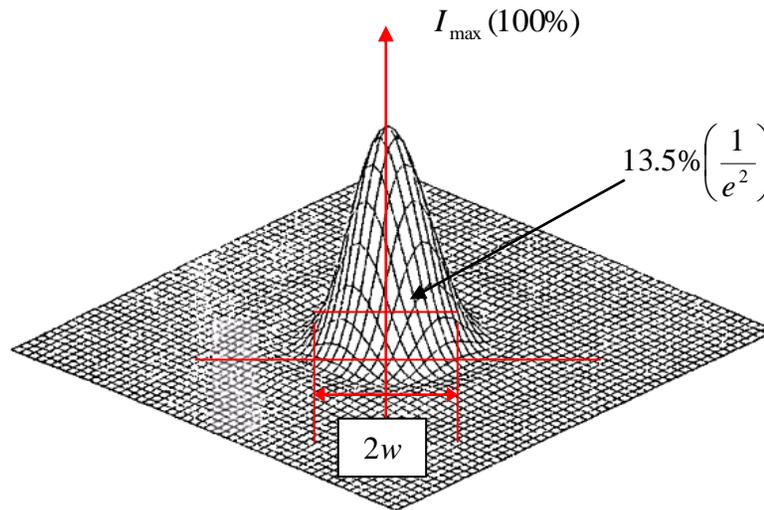


Figura 2.3 Distribución de intensidad para un haz gaussiano

2.3.1 Diámetro del haz

Se ha optado por adoptar el punto $\frac{1}{e^2} I_{\max}$, que corresponde a $\frac{1}{e}$ del valor máximo de la amplitud de campo como el radio r del haz. De esta forma, se llama “diámetro del haz” al valor $2r$ para el que I es $\frac{I_{\max}}{e^2}$, es decir, el 13.5% de I_{\max} (figura 2.3). Por razones básicamente de carácter histórico, se ha denominado w al diámetro correspondiente, en vez de r . Es de utilidad saber que el flujo luminoso (potencia) contenido en el diámetro $2w$ (la integral circular de I entre los límites $-w, +w$) representa el 86.5% de la potencia total del haz, el 99% estará contenida en un círculo de radio $1.5w$. Expresado en valores numéricos, un láser de tipo de He - Ne de baja potencia (5mW) tendrá un diámetro de 0.8 mm cerca de su salida [9].

2.3.2 Divergencia del haz

Existe un aspecto básico e importante de conocer cuando se está manipulando un haz láser y es el hecho de saber hasta qué punto es constante el diámetro, a medida que el haz se aparta de su salida y se propaga a lo largo de un eje determinado. Se conoce que la luz de una fuente puntual puede modelarse como haces paralelos (colimada). Incluso aunque los haces TEM₀₀ se comportan como si se originaran en una fuente puntual y estuvieran bien colimados, su luz experimenta aún una pequeña dispersión lateral, es decir, el haz muestra una

débil divergencia debida a la difracción. Esta divergencia no puede eliminarse completamente aunque, como se tratará en seguida, pueden reducirse al mínimo sus efectos por medio de elementos ópticos añadidos [9].

El TEM₀₀ produce la menor divergencia posible. Cerca de la salida del haz y, efectivamente, dentro de él, las variaciones de diámetro son un poco complicadas y dependen de los tipos de espejos que se usen en la cavidad. En la figura (2.4) se ilustra un ejemplo.

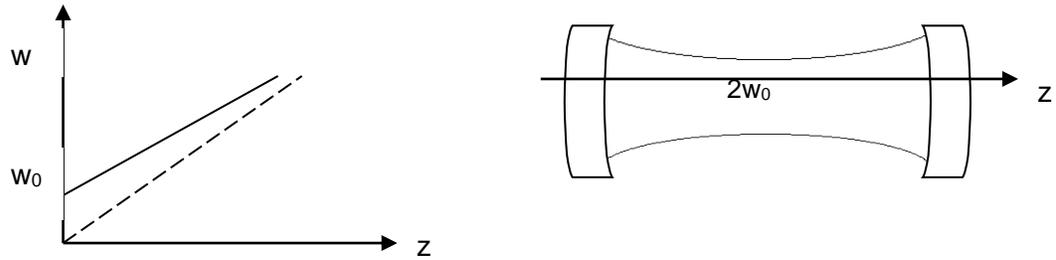


Figura 2.4 Ejemplo de las variaciones del diámetro del haz láser

La figura 2.4 muestra el caso, en el que ambos espejos son cóncavos, esféricos y con un punto focal común. Aquí, el diámetro del haz alcanza un mínimo en el plano focal y su valor, $2w_0$, se denomina estrechamiento del haz, el cual va a tener el mismo valor que el diámetro de salida del rayo y a medida que avanza en su recorrido puede ser determinada su variación. Fuera del estrechamiento, el radio w aumenta de acuerdo con una relación de la forma

$$w_z = w_0 \sqrt{1 + (kz)^2} \quad (2.1)$$

donde w_0 es el radio en la salida del rayo, k corresponde al número de onda y z la distancia recorrida por el rayo.

Independientemente del valor de k , que depende del tipo de cavidad óptica, para una distancia z algo mayor que unos metros, $(kz)^2$ alcanza un valor muy superior a la unidad y la anterior ecuación se reduce a

$$w_z = w_0 kz \quad (2.2)$$

Este resultado es interesante, ya que la relación de aumento de w_z con la distancia, a saber $\frac{w_z}{z}$, no es otra cosa que el semi ángulo de divergencia

$$\frac{\beta}{2} = kw_0 \quad (2.3)$$

El conocimiento de k es necesario para el cálculo de $\frac{\beta}{2}$.

2.4 TRATAMIENTO DEL HAZ LÁSER

Un haz láser puede ser tratado de diferentes maneras, dependiendo de los dispositivos y los principios empleados, el tratamiento puede ser mecánico, acústico óptico o electro óptico.

2.4.1 Tratamiento mecánico

Este tipo de tratamiento incluye todas las distribuciones y sistemas que permiten la modificación del haz láser empleando fenómenos de carácter netamente mecánico tales como rotaciones, movimientos repetitivos, etc.

2.4.1.1 Expansión del haz. Una divergencia de 0.5 mrad puede parecer pequeña hasta que se observa que representa un ensanchamiento que puede afectar negativa y considerablemente los resultados de un trabajo específico. Al observar en una mesa de laboratorio un haz, éste puede aparentar ser casi paralelo, ya que su diámetro inicial que es de 0.8 mm crece hasta un valor de 1.28 mm en un metro de trayectoria. Paradójicamente la solución a esta situación la proporciona un expansor del haz. El expansor disminuye la divergencia del haz.

Las figuras 2.5 muestra la estructura básica de uno de estos dispositivos, se coloca sobre el eje óptico del sistema, en un tubo, dos lentes de diferente tamaño de tal modo que se hagan coincidir sus puntos focales. La lente más pequeña es la entrada del dispositivo y la mayor, la salida. La lente de entrada L_1 focaliza los rayos incidentes en su punto focal P ; como P es también el punto focal de la lente de salida, L_2 , esta última colima los rayos en un haz paralelo. Sin embargo, este haz emergente es más ancho que el incidente, donde el valor numérico del factor de expansión M es igual a la relación de los diámetros de las lentes o de sus distancias focales

$$M = \frac{w_2}{w_1} = \frac{D_2}{D_1} = \frac{F_{L2}}{F_{L1}} \quad (2.4)$$

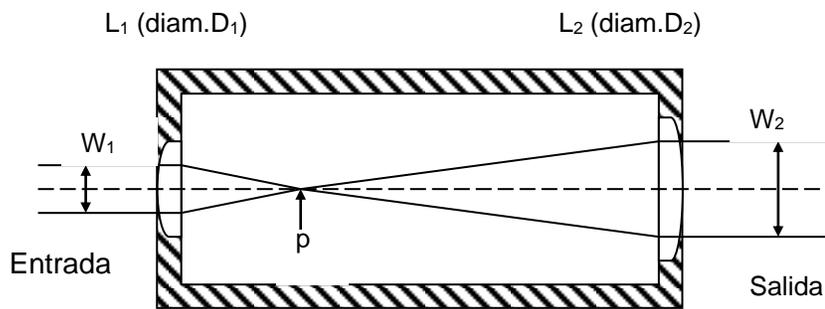


Figura 2.5 Estructura básica de un expansor de haz

La figura 2.6 explica mejor lo que sucede con el rayo incidente, al entrar en el expansor con una inclinación $\frac{\alpha}{2}$ (que es el ángulo de divergencia del haz incidente), el rayo R_1 se desvía hacia arriba en la lente L_1 ubicada en el punto A , luego se desplaza en línea recta a través del espacio entre las lentes y, cruzando el plano focal, se vuelve a desviar, en este caso hacia abajo en la lente de salida L_2 ubicada en el punto B y finalmente emerge del expansor con una inclinación $\frac{\beta}{2}$ [9].

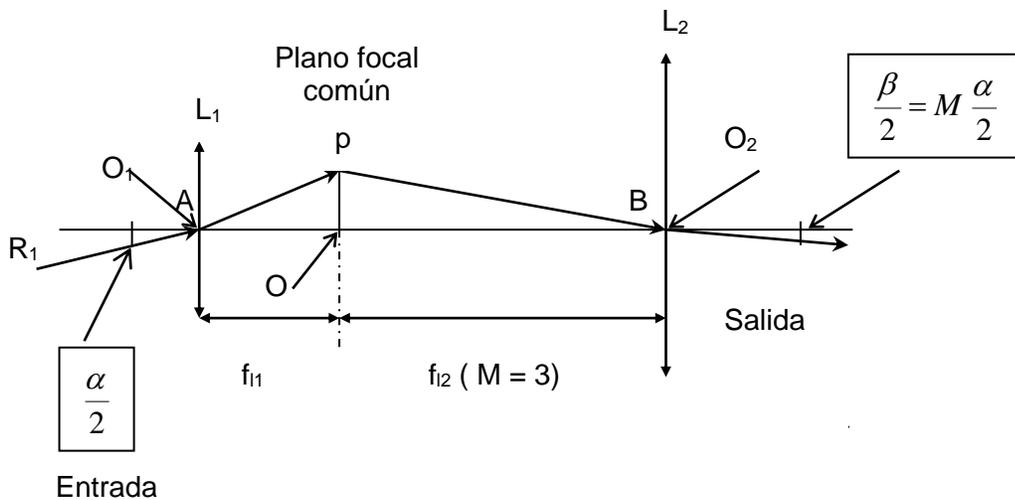


Figura 2.6 Expansor de haz. El expansor de haz reduce la inclinación del rayo oblicuo y, por consiguiente, la divergencia del haz

En la figura 2.6 se tiene el un trazado de rayos para un factor de expansión $M = 3$. Aquí puede deducirse de los triángulos O_1PO y O_2PO que la inclinación de salida

$\frac{\beta}{2}$ es M veces menor que la inclinación de entrada $\frac{\alpha}{2}$. El expansor de haz es en realidad un telescopio utilizado al revés, que suministra una reducción de la divergencia (denominada relación de expansión) igual a su poder de aumento

$$M = \frac{D_2}{D_1} \quad (2.5)$$

Al expansor descrito anteriormente se le conoce con tres nombres: kepleriano, astronómico y cofocal.

2.4.1.2 Deflexión. Los fotones no poseen carga eléctrica y, por tanto, a diferencia de los haces de electrones, los rayos láser no pueden ser desviados por campos eléctricos o magnéticos. Por esta razón se deben aplicar otros métodos cuando se requiere que la dirección del haz sea controlada, como sucede en la localización de objetivos o dispositivos de exploración [9].

Conceptualmente, los deflectores mecánicos son dispositivos en los cuales se hace incidir el haz sobre un espejo orientable o en continuo movimiento, este espejo dirige el rayo hacia el punto deseado o dirección requerida. La situación, aparentemente es sencilla, sin embargo, las complicaciones aparecen cuando se realizan el diseño y la fabricación de los deflectores ya que éstos deben cumplir ciertos requisitos de velocidad, resolución, repetitividad, bajos costos de mantenimiento, larga duración, etc, todos impuestos por el sistema para el que están destinados, y es justo en este momento en el que entran en juego sofisticaciones como el de la linealización de ángulos, los servomecanismos o los colchones de aire reductores de ruidos, en una gama tan amplia y variada que constituye la razón de la existencia de compañías enteras.

Algunos deflectores se basan en los galvanómetros de espejo. Existen espiras móviles o mecanismos móviles de hierro que responden a cierto estímulo como la corriente eléctrica y que mediante la torsión vuelven a la posición cero. Una rotación de un espejo correspondiente a un ángulo α_R produce una desviación del haz de $\alpha_D = 2\alpha_R$. En este caso como en todos los deflectores de reflexión, se usan previamente espejos de superficie para evitar la refracción en el vidrio (figura 2.7).

Ciertos deflectores de galvanómetro funcionan en modo de “acceso aleatorio”, es decir, las ordenes de desviación cuantificada son aperiódicas y envían el haz a la dirección requerida, X , únicamente cuando se solicita y mantienen el envío durante un lapso premeditado de tiempo, t . Este tipo de deflectores se denominan espejos orientables.

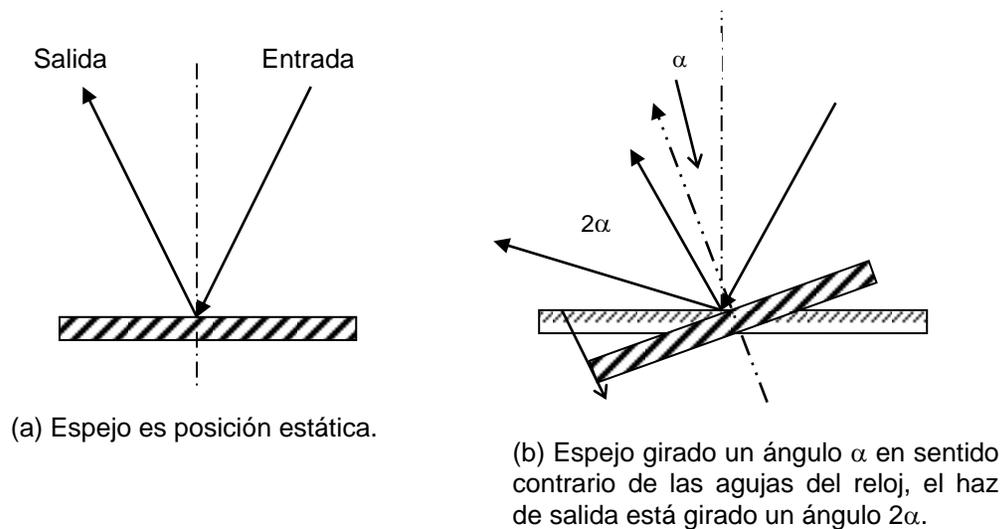


Figura 2.7 Efecto de deflexión. Se hace incidir el haz láser sobre un primer espejo de superficie giratoria M que la dirige hacia la dirección deseada mediante un efecto de deflexión según un ángulo 2α . Se debe observar la duplicación del ángulo

Otros tipos de deflectores son los denominados deflectores armónicos como los de movimiento continuo, que muy a menudo se hacen actuar a una frecuencia fija; el ángulo de desviación obedece una ley sinusoidal, de modo que la velocidad de escritura del punto es mayor en las cercanías de la posición central que hacia el extremo de la zona explorada.

Cuando se necesita una escritura equidistante del haz o una lectura a través de una línea de exploración, es posible utilizar un sistema de entrada - salida de información con el propio control de tiempo incorporado. Un deflector periódico de galvanómetro es capaz de resolver varios miles de posiciones discretas por exploración y funciona con relaciones de hasta 20000 exploraciones por segundo, mientras que los tipos resonantes pueden ser de 2 a 5 veces más rápidos.

En la figura 2.8 se muestra un escáner galvanométrico el cual es alimentado por una señal analógica (+) y una señal de posición enviada por el mismo sistema (-) por medio de retroalimentación, esta entrada genera una corriente la cual excita y activa la unidad magnética, la cual transmite una señal al detector de posición adecuada para que alimente el sistema y se pueda realizar el escaneo correcto.

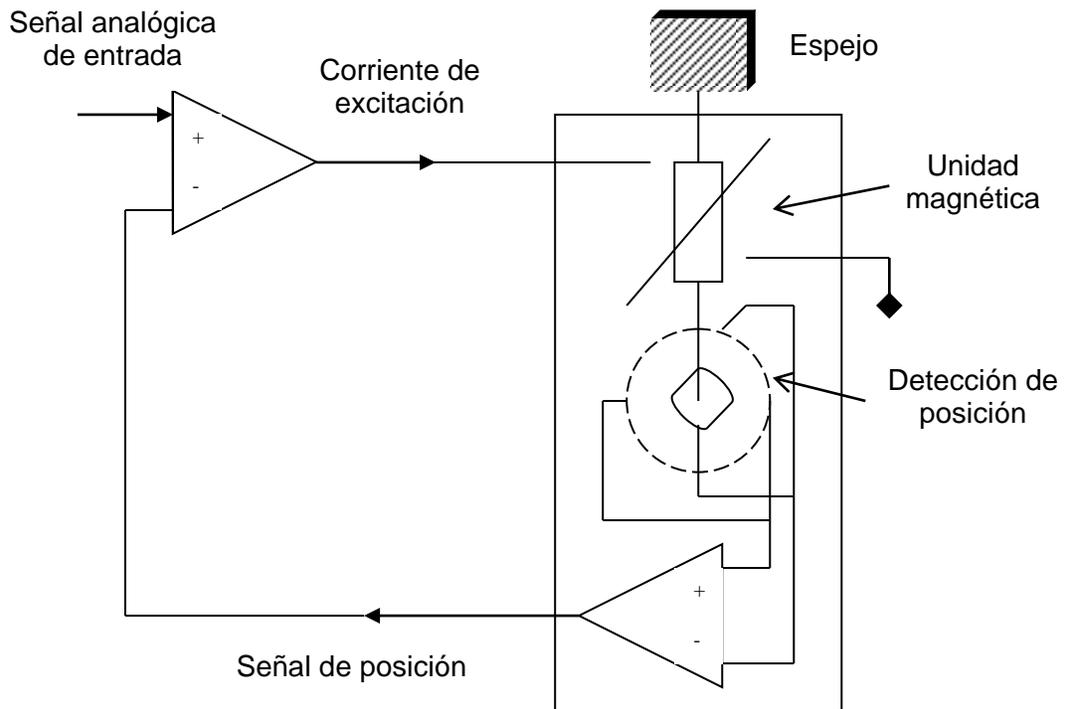


Figura 2.8 Escáner de galvanómetro con detector de recogida de posición para realimentación

Otro tipo de deflectores de carácter mecánico son los deflectores de espejos giratorios que a su vez se dividen en dos categorías: La primera contiene aquellos en los cuales el ángulo de desviación del haz es el doble que el ángulo de rotación ($\alpha_D = 2\alpha_R$), en estos deflectores se utiliza espejos de facetas múltiples (poligonales). Del mismo modo que en los de galvanómetro, el haz incidente es perpendicular al eje de rotación.

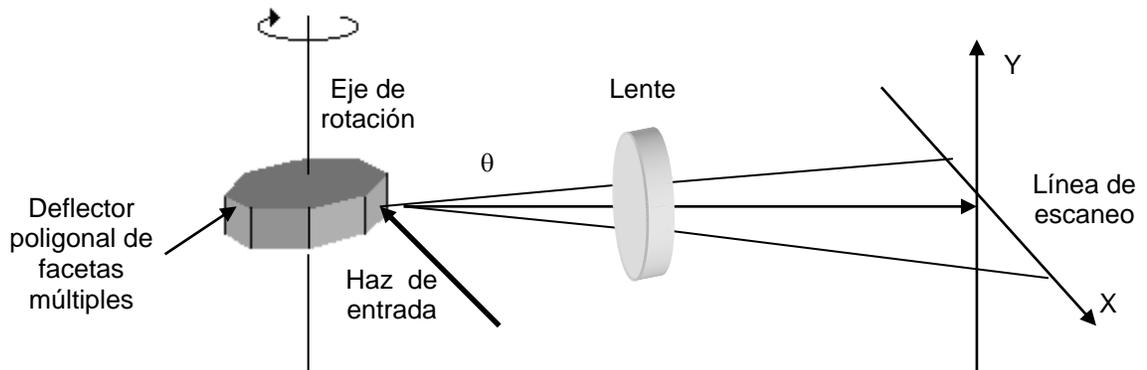
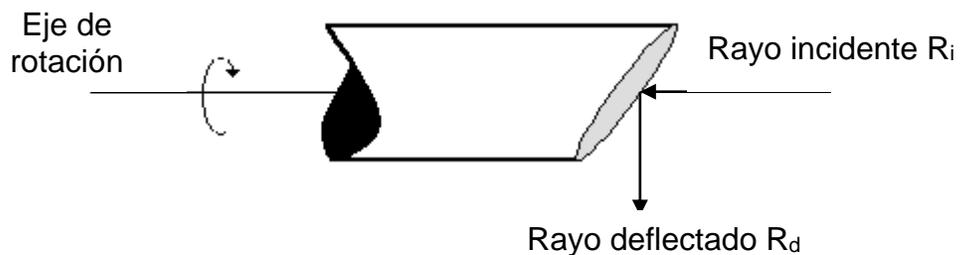


Figura 2.9 Escáner poligonal. El deflector poligonal refleja y desvía el haz de entrada con un ángulo θ

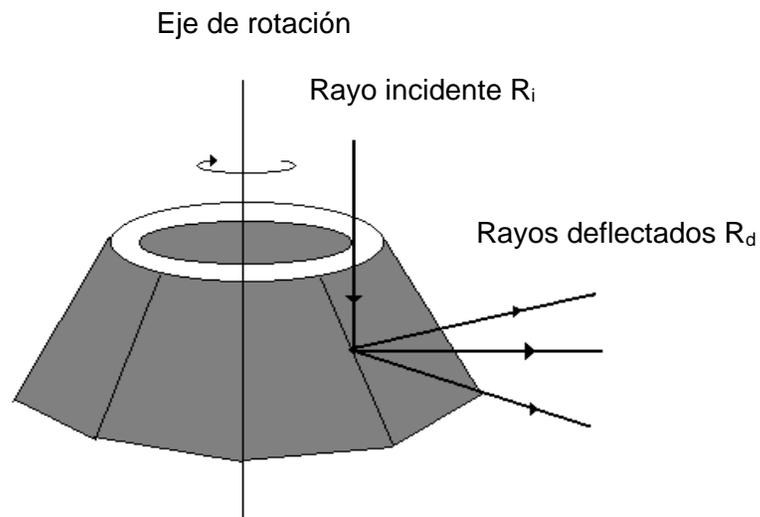
En el sistema mostrado en la figura 2.9 se muestra un haz láser que incide sobre un deflector poligonal de facetas múltiples, el cual desvía el rayo hacia una lente y que a su vez lo focaliza sobre un eje en el cual se ubica el objeto o la pieza que va a ser irradiada.

La segunda categoría contiene a aquellos que no poseen tal duplicación de ángulo ($\alpha_D = \alpha_R$), en estos casos caso se emplea ya sea un reflector de eje truncado (figura 2.10.a) o un espejo piramidal de facetas múltiples (figura 2.10.b). En los dos casos el haz incidente es paralelo al eje de rotación y los haces desviados abandonan los deflectores formando un ángulo de 90° .

El problema más grave asociado a los deflectores giratorios de facetas múltiples es el de alineamiento de unas caras con respecto a las demás. Un alineamiento imperfecto se traduce en una imperfecta superposición de las líneas del instrumento de exploración, cuyo resultado final es una separación irregular de las tramas de exploración para las que se emplean estos dispositivos.



(a)



(b)

Figura 2.10 (a) Deflector de chorro truncado, (b) Deflector piramidal

Finalmente en el grupo de deflectores mecánicos se tienen los deflectores holográficos, los cuales utilizan un disco de revolución sobre el cual van a estar ajustados hologramas y que va a girar sobre un eje, tal como se muestra en la figura 2.11.

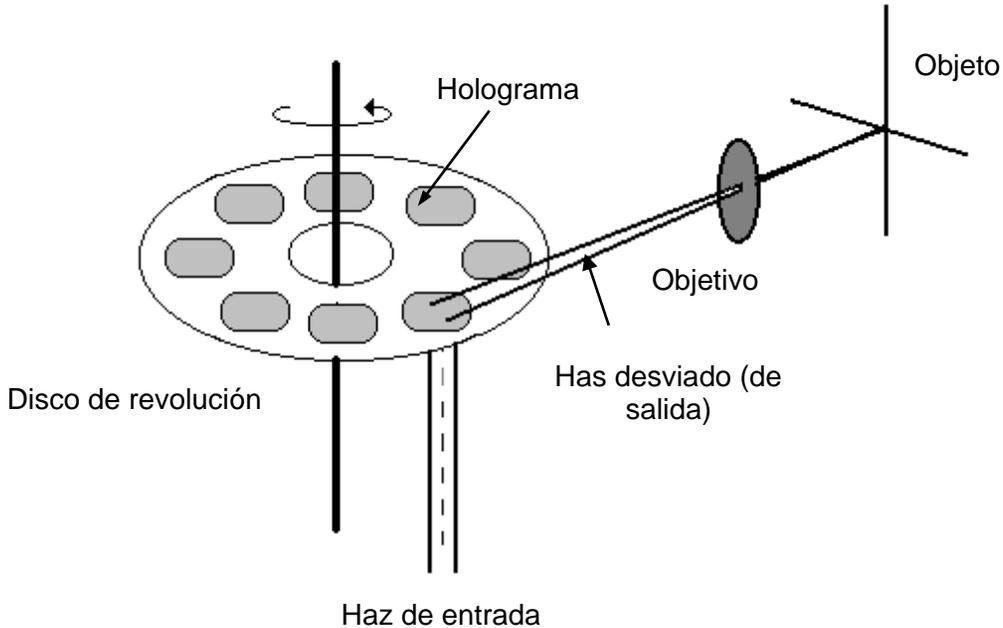


Figura 2.11 Escáner holográfico. Este utiliza un disco giratorio que contiene cierta cantidad de hologramas para desviar el haz incidente

El funcionamiento de este tipo de deflector se semeja al de un deflector poligonal, aunque a diferencia de estos permite que cada uno de los hologramas pueda ser ajustado individualmente en tamaño y orientación [10]. Su poder de resolución, al igual que en los otros deflectores poligonales está dado por:

$$N_{\Theta} = \frac{\Theta D_0}{a\lambda} \quad (2.6)$$

donde Θ es el ángulo de escaneo, D_0 es el diámetro del haz, a es el factor de apertura y λ la longitud de onda. El factor de apertura es una cantidad definida que depende de el tipo de fuente con la cual se está iluminando.

2.4.2 Tratamiento electro – óptico

Existen materiales que cambian sus propiedades ópticas cuando incide sobre ellos un campo eléctrico. El efecto electro – óptico es el cambio del índice de refracción de una sustancia o material como resultado de la aplicación de un campo eléctrico sobre él. La variación del índice de refracción obedece básicamente a dos efectos, el efecto Pockels y el efecto Kerr [11].

2.4.2.1 Efecto Pockels y efecto Kerr. El índice de refracción de un medio electro – óptico es una función $n(E)$ que depende únicamente de el campo eléctrico aplicado E . Dependiendo de la manera en que se tome el valor del campo, es decir lineal o cuadrático, el índice de refracción se comportará de la manera correspondiente.

2.4.2.1.1 Efecto Pockels. Para este caso el cambio del índice de refracción de un material es proporcional al valor del campo eléctrico aplicado y está dado por

$$n(E) = n_0 - \frac{1}{2} \Gamma n_0^3 E \quad (2.7)$$

donde n_0 es el índice de refracción del material cuando no está bajo la influencia del campo eléctrico, Γ es el coeficiente de Pockels cuyos valores típicos están en el rango de 10^{-12} a 10^{-10} mV^{-1} y E es el valor del campo eléctrico aplicado.

2.4.2.1.2 Efecto Kerr. En este caso el cambio del índice de refracción del material es proporcional al cuadrado del valor del campo eléctrico aplicado y está dado por

$$n(E) = n_0 - \frac{1}{2} \varphi n_0^3 E^2 \quad (2.8)$$

donde φ es el coeficiente de Kerr cuyos valores se encuentran en el rango de 10^{-18} a $10^{-14} \text{ m}^2\text{V}^{-2}$ en cristales y de 10^{-22} a $10^{-19} \text{ m}^2\text{V}^{-2}$ para líquidos. Las sustancias que son más empleadas como células de Kerr son las mismas que se emplean como células de Pockels.

2.4.2.2 Deflexión electro – óptica. El principio básico de los deflectores electro ópticos se ilustra en la figura 2.12. Se han acoplado dos prismas de material electro - óptico adecuadamente seleccionados para formar un paralelepípedo plano y orientado de manera que sus efectos electro - ópticos estén en oposición.

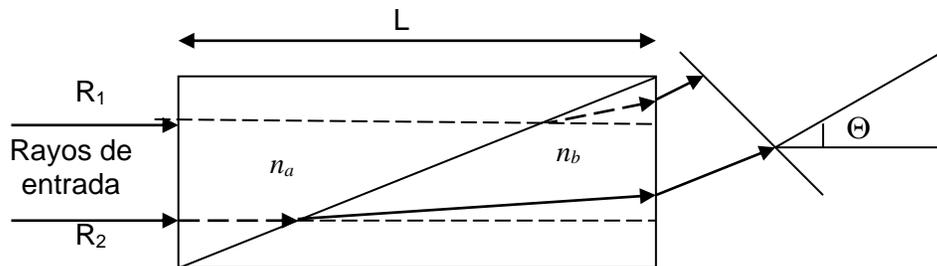


Figura 2.12 Principio básico de un deflector acusto – óptico. Para este caso $n_a > n_b$, por lo tanto R_1 será retardado por R_2 y el frente de onda formará un ángulo Θ

Cada uno de los prismas contienen una material con diferente valor de índice refracción, para el caso mostrado en la figura 2.12 el índice de refracción del primer prisma es mayor que el del segundo, por lo que al combinarse los efectos que produce cada uno de estos medios sobre los rayos de manera individual, se tiene que R_1 va a ser retardado por R_2 [10]. Durante el proceso los rayos van a formar un ángulo de deflexión cuyo valor está dado por

$$\Theta = \frac{\left(\frac{\Delta n}{n_f}\right)L}{D} \quad (2.9)$$

donde n_f es el índice de refracción del medio final, L es la longitud de la celda, D la apertura del rayo y Δn indica la variación del índice de refracción que a su vez obedece a

$$\Delta n = n^3 r E \quad (2.10)$$

n es el índice de refracción del medio, r es el coeficiente electro – óptico y E es el valor del campo eléctrico aplicado.

Finalmente, la resolución de un deflector electro – óptico es

$$N = \frac{\left(\frac{\Delta n}{n_f}\right)L}{a\lambda} \quad (2.11)$$

2.4.2.3 Modulación electro – óptica. Un modulador electro – óptico es un dispositivo cuya operación está basada en el cambio del índice de refracción de un material debido a la inducción de un campo eléctrico sobre éste. Dependiendo de la configuración del dispositivo pueden variarse y controlarse las diferentes propiedades de un haz luminoso tales como polarización, amplitud, frecuencia y dirección de propagación. Generalmente este tipo de deflectores es diseñado para que presente su mejor funcionamiento para una longitud de onda específica, aunque se puede usar con valores diferentes pero con resultados de menor calidad [10].

Los moduladores electro ópticos se clasifican en dos grupos, de tipo longitudinal y de tipo transversal, dependiendo de cómo se aplica el voltaje con respecto a la dirección de propagación del rayo.

En la figura 2.13 se muestra la estructura de un modulador electro – óptico, el cual consta de un par de electrodos colocados paralelamente entre sí y en medio de ellos una sustancia electro – óptica.

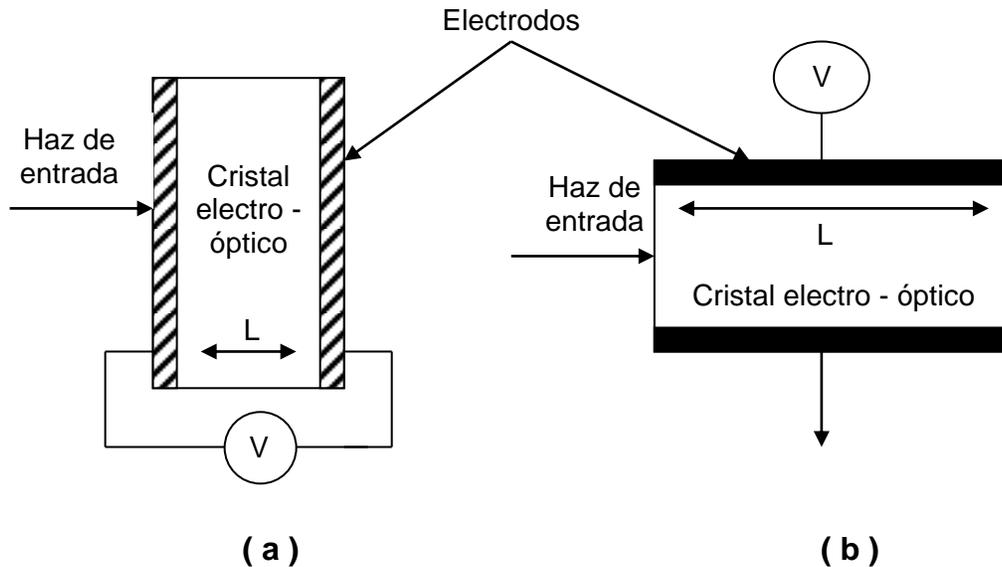


Figura 2.13 (a) Modulador electro – óptico longitudinal, el voltaje es aplicado paralelo a la dirección de propagación del rayo; (b) Modulador electro – óptico transversal, el voltaje es aplicado perpendicular a la dirección de propagación del rayo

2.4.2.3.1 Modulación de fase. Cuando un haz atraviesa una celda de Pockels con longitud L y que se encuentra bajo la acción de un campo eléctrico E , éste sufre un cambio en su fase de acuerdo a

$$\varphi = n(E)k_0 L = \frac{2\pi n(E)L}{\lambda_0} \quad (2.12)$$

donde λ_0 es la longitud de onda del haz. Haciendo uso de la ecuación 2.7 se tiene que

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{\Gamma n^3 EL}{\lambda_0} \quad (2.13)$$

para la cual $\varphi_0 = \frac{2\pi n L}{\lambda_0}$. Si el campo eléctrico proviene de la aplicación de un voltaje V entre las placas del modulador, quienes se encuentran separadas una distancia d , el campo será $E = \frac{V}{d}$ y por lo tanto la ecuación 2.13 queda

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (2.14)$$

donde

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{\Gamma n^3} \quad (2.15)$$

se denomina voltaje de media honda, que no es más que el voltaje aplicado o requerido para cambiar la fase de un rayo luminoso un valor de π .

2.4.2.3.2 Modulación de polarización. Los moduladores de polarización o más conocidos como retardadores de onda dinámicos tienen como principio de operación el fenómeno de la birrefringencia, ya que en un medio anisotrópico los índices de refracción son diferentes, dependiendo de la dirección de propagación por lo que al aplicar un campo eléctrico a un material de estos la variación de los dos índices de refracción se presenta conforme a

$$n_1(E) = n_1 - \frac{1}{2} \Gamma_1 n_1^3 E \quad (2.16)$$

$$n_2(E) = n_2 - \frac{1}{2} \Gamma_2 n_2^3 E \quad (2.17)$$

Cuando dos rayos linealmente polarizados atraviesan un modulador de este tipo, el retardo de fase entre ellos es

$$\Phi = \Phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (2.18)$$

donde $\Phi_0 = k_0(n_1 - n_2)L$ que corresponde al retardo de fase existente entre los haces en ausencia de campo eléctrico, y

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{\Gamma_1 n_1^3 - \Gamma_2 n_2^3} \quad (2.19)$$

es el voltaje necesario para obtener un retardo de fase igual a π , por esta razón es conocido como voltaje de retardo de media onda.

2.4.2.3.3 Modulación de intensidad. Un modulador de fase o de polarización no afecta la intensidad de un haz, sin embargo cuando se combina un modulador de fase con un interferómetro, se obtiene un modulador de intensidad.

Considerando un interferómetro de Mach – Zehnder y disponiendo del modulador

electro – óptico, tal y como se muestra en la figura 2.14 se tienen un modulador de intensidad.

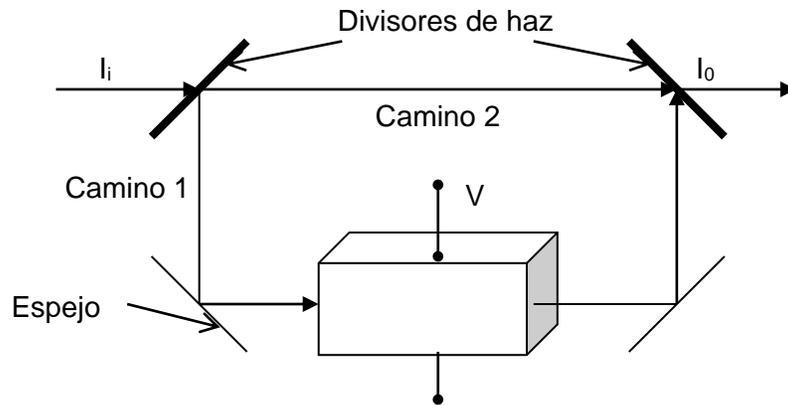


Figura 2.14 Modulador de intensidad. Cuando un modulador de fase es colocado dentro de un interferómetro de Mach – Zehnder el interferómetro funciona como un modulador de intensidad. La transmitancia del interferómetro varía de acuerdo a la variación del voltaje aplicado

Se conoce que la transmitancia, es decir la razón entre la intensidad de entrada y la intensidad de salida en un interferómetro está dada por la expresión

$$T = \frac{I_0}{I_i} \quad (2.20)$$

donde I_0 es la intensidad de salida e I_i es la intensidad de entrada. Para el sistema de la figura 2.14 en el que entra en funcionamiento un dispositivo electro – óptico, dicha transmitancia será función del voltaje aplicado. Ahora cuando el haz incide sobre el divisor de haz, éste divide la potencia óptica equitativamente y por lo tanto la Intensidad transmitida se relaciona con la intensidad incidente por medio de

$$I_0 = \frac{1}{2} I_i + \frac{1}{2} I_i \cos \varphi = I_i \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (2.21)$$

donde $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ es la diferencia de fase existente entre los rayos que viajan por cada uno de los caminos.

Usando las expresiones 2.20 y 2.21, se tiene que la transmitancia queda expresada por

$$T = \cos^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right) \quad (2.22)$$

teniendo en cuenta que en el camino 1 se encuentra un modulador de fase

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (2.23)$$

por lo tanto

$$T(V) = \cos^2 \left(\frac{\varphi_0}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \right) \quad (2.24)$$

2.4.3 Tratamiento acusto – óptico

El índice de refracción de un medio óptico puede ser modificado por la presencia de sonido, el sonido cambia las características del medio y por lo tanto cuando un haz de luz atraviesa ese medio, sus propiedades también se van a ver afectadas, esto es conocido como el efecto acusto – óptico.

2.4.3.1 Difracción de Bragg. Una forma simple de interacción entre la luz y el sonido se presenta cuando se hace actuar una onda sonora plana sobre un medio ópticamente activo como se indica en la figura 2.15.

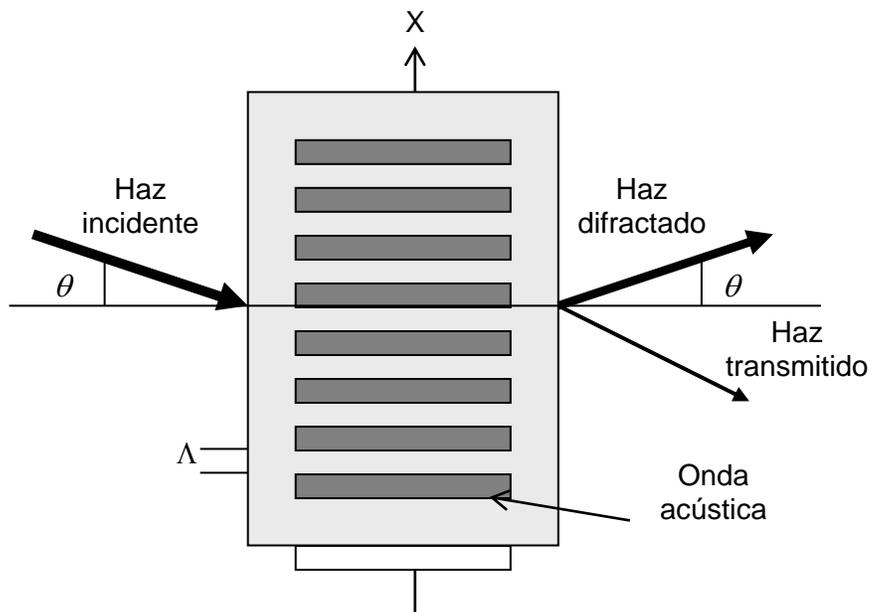


Figura 2.15 Celda acusto – óptica. Una onda acústica actúa sobre un medio ópticamente activo cambiando sus características

El dispositivo mostrado en la figura 2.15 se denomina celda de Bragg, ya que cumple la condición de Bragg para interferencia constructiva

$$\text{sen}\theta = \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.25)$$

donde λ es la longitud de onda del haz y Λ es la longitud de onda del sonido.

Considerando una onda acústica que viaja en un medio en dirección del eje x con una velocidad v_s , una frecuencia f y una longitud de onda $\Lambda = \frac{v_s}{f}$. Su desplazamiento en una posición x y un tiempo t es

$$s(x, t) = S_0 \cos(\Omega t - qx) \quad (2.26)$$

donde S_0 es la amplitud, $\Omega = 2\pi f$ es la frecuencia angular, y $q = \frac{2\pi}{\Lambda}$ es el número de onda. La intensidad acústica es

$$I_s = \frac{1}{2} \zeta v_s^3 S_0^2 \quad (2.27)$$

donde ζ es la densidad de masa del medio.

Se asume que el medio es ópticamente transparente en ausencia de sonido y que su índice de refracción en ese caso es n . El desplazamiento de la onda acústica sobre éste medio proporciona una perturbación en el índice de refracción análoga a la del efecto Pockels

$$\Delta n(x, t) = -\frac{1}{2} \chi n^3 s(x, t) \quad (2.28)$$

donde χ es conocida como la constante foto – elástica. El signo menos indica que cuando el desplazamiento es positivo el índice de refracción disminuye. Como consecuencia el índice de refracción varía en forma de una onda

$$n(x, t) = n - \Delta n_0 \cos(\Omega t - qx) \quad (2.29)$$

cuya amplitud es

$$\Delta n_0 = \frac{1}{2} \chi n^3 S_0 \quad (2.30)$$

teniendo en cuenta las ecuaciones 2.29 y 2.30 se tiene que la variación del índice de refracción está dada por

$$\Delta n_0 = \left(\frac{1}{2} M I_s \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

donde $M = \frac{\chi^2 n^6}{\zeta v_s^3}$ es un parámetro del material que representa la efectividad que tiene el sonido para alterar el índice de refracción.

2.4.3.2 Deflexión acusto – óptica. Un deflector acusto – óptico es un dispositivo que emplea el efecto acusto óptico como principio de funcionamiento y lo adecua para que tenga la capacidad de desviar la luz. La idea básica está en la relación existente entre el ángulo de deflexión 2θ y la frecuencia del sonido

$$2\theta = \frac{\lambda}{v_s} f \quad (2.32)$$

Además, se deben cumplir dos condiciones fundamentales para el buen funcionamiento de este dispositivo; la principal condición consiste en que la distribución espacial de los parámetros de transmisión variables del medio de difracción sea sinusoidal, la segunda condición consiste en que se dirija la radiación entrante hacia la placa de difracción según el ángulo de Bragg.

El ángulo según el cual el haz luminoso se va a deflectar a la salida del dispositivo es

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{v_s} B \quad (2.33)$$

donde B es el ancho de banda del dispositivo generador de las ondas acústicas, que generalmente es un modulador de frecuencia modulada (FM).

Los deflectores acusto - ópticos son usados como escáners y por lo tanto su resolución está dada por

$$N = \frac{D}{v_s} B \quad (2.34)$$

donde D es el diámetro de la onda acústica.

En la figura 2.16 se observa un haz que incide sobre una célula de Bragg, esta célula contiene un material que cambia su índice de refracción dependiendo de la señal que se aplique, por esta razón los rayos emergentes del sistema presentan diferentes inclinaciones, las cuales dependen del índice de refracción que tenga el material en determinado momento.

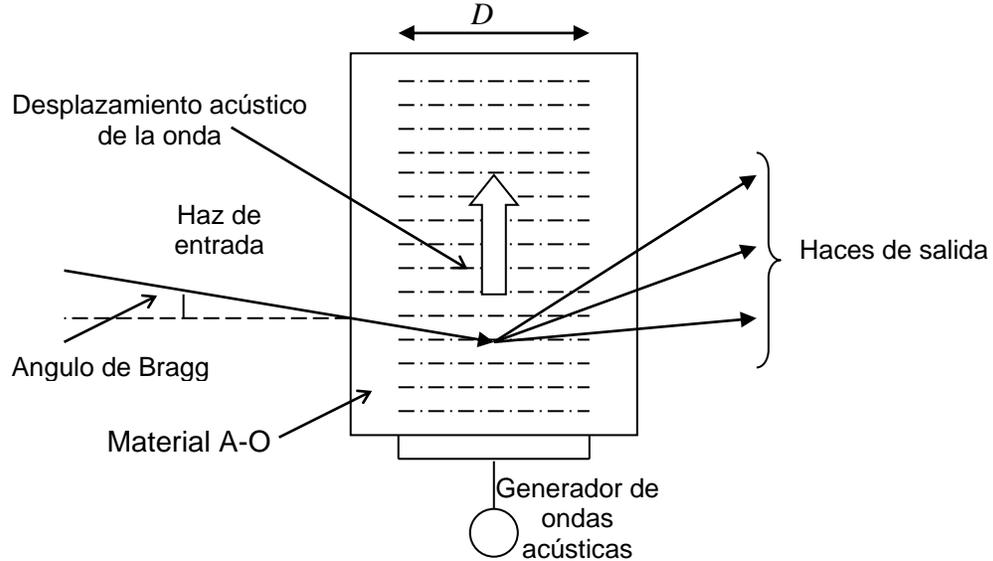


Figura 2.16 Célula de Bragg. La radiación incidente debe dirigirse sobre la placa de difracción según el ángulo de Bragg

Un inconveniente que existe al trabajar con este tipo de dispositivos es que los ángulos que pueden obtenerse en un deflector básico simple para acceso aleatorio son muy pequeños, generalmente de uno a dos grados, sin embargo pueden emplearse elementos ópticos voluminosos con el fin de multiplicar θ por un factor de hasta aproximadamente 10, aunque para ello se requieren mayores espacios, y crea otros problemas como el de alineamiento.

En los dispositivos prácticos, el transductor piezoeléctrico está fabricado normalmente con niobato de litio (LiNbO_3), mientras que la red está típicamente hecha de molibdato de plomo (PbMoO_4). Todos estos materiales se encuentran en la capacidad de cambiar sus propiedades ópticas ante la presencia de un estímulo externo.

2.4.3.3 Modulación acusto – óptica. La intensidad del haz que sale de una célula de Bragg es proporcional a la intensidad del sonido y la intensidad del sonido es débil. Usando un transductor acústico controlado eléctricamente, la intensidad de la luz de salida puede ser variada y controlada.

El procedimiento que comúnmente se efectúa para estos casos es la modulación de ancho de banda o de frecuencia. Cuando las características de la onda acústica varían, las propiedades del haz que atraviesan la célula de Bragg también cambian. El ancho de banda del modulador es

$$B = \frac{v_s}{D} \quad (2.35)$$

por lo que al variar el ancho de banda, las propiedades de los rayos emergentes del modulador también cambian.

Cuando se requiere de un ancho de banda de modulación grande, se debe cumplir las siguientes condiciones:

- a) Elegir un material con alta velocidad de sonido.
- b) Reducir al mínimo el ancho D .

2.5 TÉCNICAS DE TRATAMIENTO

A las técnicas de expansión, construcción, desviación y modulación del haz tratadas hasta el momento deben sumarse procesos de gran importancia, como son: formación de punto, filtrado espacial, conmutación Q y bloqueo de modo. Su propósito común consiste en producir una irradiancia intensa y cuidadosamente delimitada sobre el área seleccionada de la pieza en cuestión, ya sea la retina ocular, una lámina de acero o un rollo de película fotográfica [9].

2.5.1 Formación de punto

Es posible focalizar el haz normalmente colimado, mediante el empleo de lentes, en un pequeño punto cuyo límite teórico absoluto está impuesto por la difracción. El tamaño del punto es un parámetro importante que determina el tipo y la distancia focal de las lentes a usar en una aplicación particular.

En algunas aplicaciones, como en el caso del proceso de corte, se requiere de un punto, denominado *spot*, muy pequeño ya que se necesita que el corte sea muy fino; pero en aplicaciones tales como soldadura, es necesario un tamaño de punto grande, debido a que el resultado final del proceso debe presentar características de consistencia y fuerza suficiente.

Existen muchos factores que determinan el tamaño del *spot*, y están dados tanto por la lente, como por el haz láser.

$$Spot = \frac{4\lambda f}{\pi D} \quad (2.36)$$

Donde λ es la longitud de onda del láser, f la distancia focal de la lente y D el diámetro del rayo láser en la lente, que puede ser tomado como el diámetro de la lente.

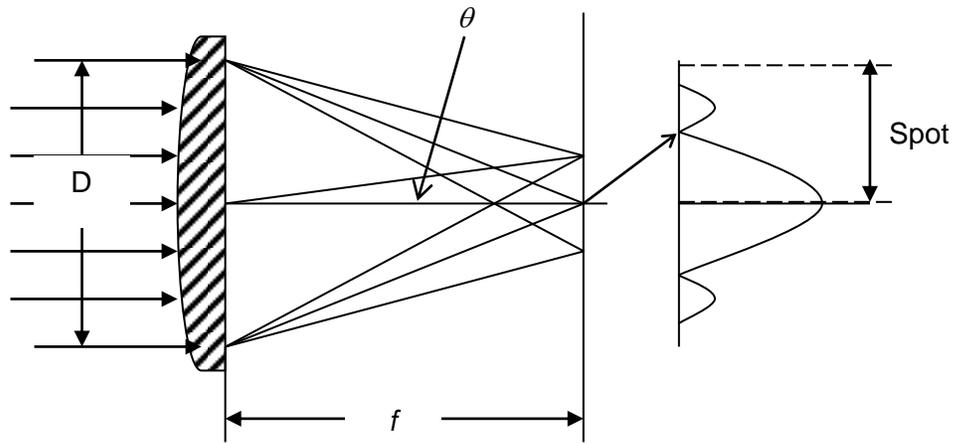


Figura 2.17 Diámetro del *spot* producido por una lente perfecta de diámetro efectivo D

En la figura 2.17 se muestra el *spot* que se forma en el caso de un rayo incidente sobre una lente plano convexa de diámetro D y foco f .

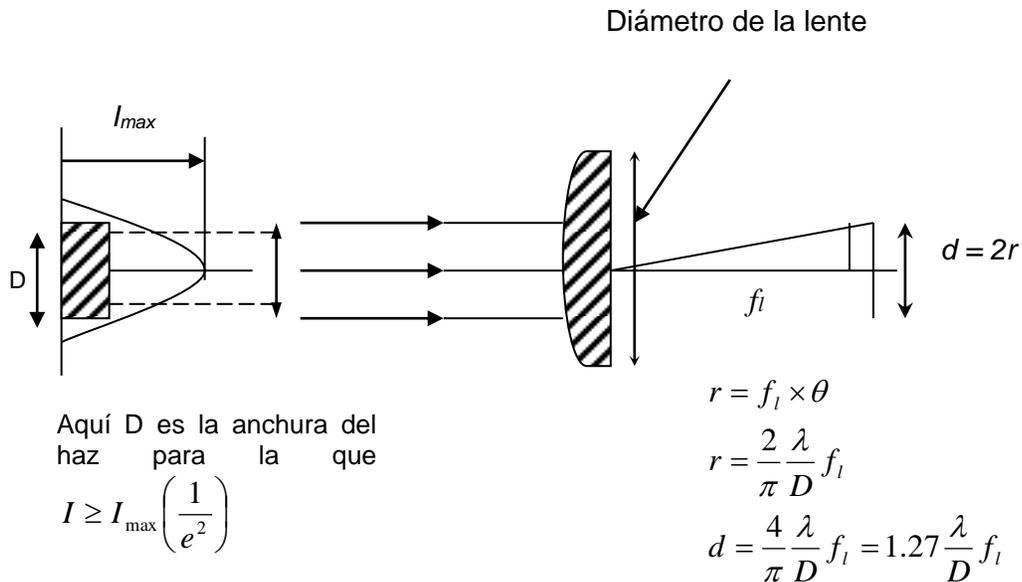


Figura 2.18 Punto producido por un haz gaussiano que no cubre totalmente una lente

En la figura 2.18, tiene lugar una irradiación insuficiente de las lentes, donde D expresa el diámetro del haz, no de la lente, al tiempo que los límites del haz en los que la intensidad I es mayor que $I_{\max} \left(\frac{1}{e^2} \right)$. Esta proporción del haz contiene el 86.5% de su potencia total.

2.5.2 Purificación del haz

Tomando el caso de un haz TEM₀₀ producido por un láser de potencia media que ha experimentado escasas reflexiones y refracciones en un sistema óptico análisis cuidadosos del perfil de intensidad del haz o la proyección del haz sobre una pantalla nítida revelan cierta desviación con respecto a la campana de Gauss esperada. Se aprecian pequeñas manchas brillantes y oscuras, o también bandas menores de interferencia y bordes desiguales, entre otras; lo anterior es ocasionado generalmente por polvo en los espejos y pequeñas imperfecciones de la lente.

En algunas aplicaciones es necesario eliminar los efectos de esas imperfecciones, es decir, lo que técnicamente representa la necesidad de filtrar algunas componentes en frecuencia espacial de un frente de onda, realizar un filtrado espacial; para ello se utiliza una lente convergente, en cuyo plano focal se interpone un obstáculo opaco en las posiciones que corresponden a las frecuencias que se quieren bloquear y transparente en el resto. Si a continuación, se coloca una nueva lente con la misma distancia focal que la primera, se obtendrá a su salida el frente de onda original, con las frecuencias espaciales filtradas.

Teniendo en cuenta que la entrada del sistema, o señal a filtrar, está definida por $f(x, y)$, la respuesta del filtro es $h(x, y)$ y la salida del sistema o imagen filtrada será $g(x, y)$. Matemáticamente el proceso de filtrado espacial se puede describir mediante la expresión

$$g(x, y) = f(x, y) * h(x, y) \quad (2.37)$$

La figura 2.19, muestra el proceso de filtrado espacial por medio de una abertura circular. Se tiene un haz que incide sobre la primera lente, la cual hace converger los rayos hacia la placa que tienen una abertura en el centro, esta abertura obstaculiza las componentes de frecuencia no deseadas y deja pasar sólo las requeridas. Es importante tener en cuenta que cuanto mayor es el obstáculo, más alta será la frecuencia espacial asociada; de igual manera, cuanto mayor sea la frecuencia espacial, mayor será la desviación del centro de la irradiación resultante.

$$f\alpha \frac{1}{a} \quad (2.38)$$

Al hecho de obstruir parcial o completamente ciertas frecuencias espaciales, evitando que lleguen al objetivo que puede ser un objeto que requiere ser iluminado por un haz láser es al que se le denomina filtrado espacial el cual altera el espectro de frecuencias de un rayo luminoso.

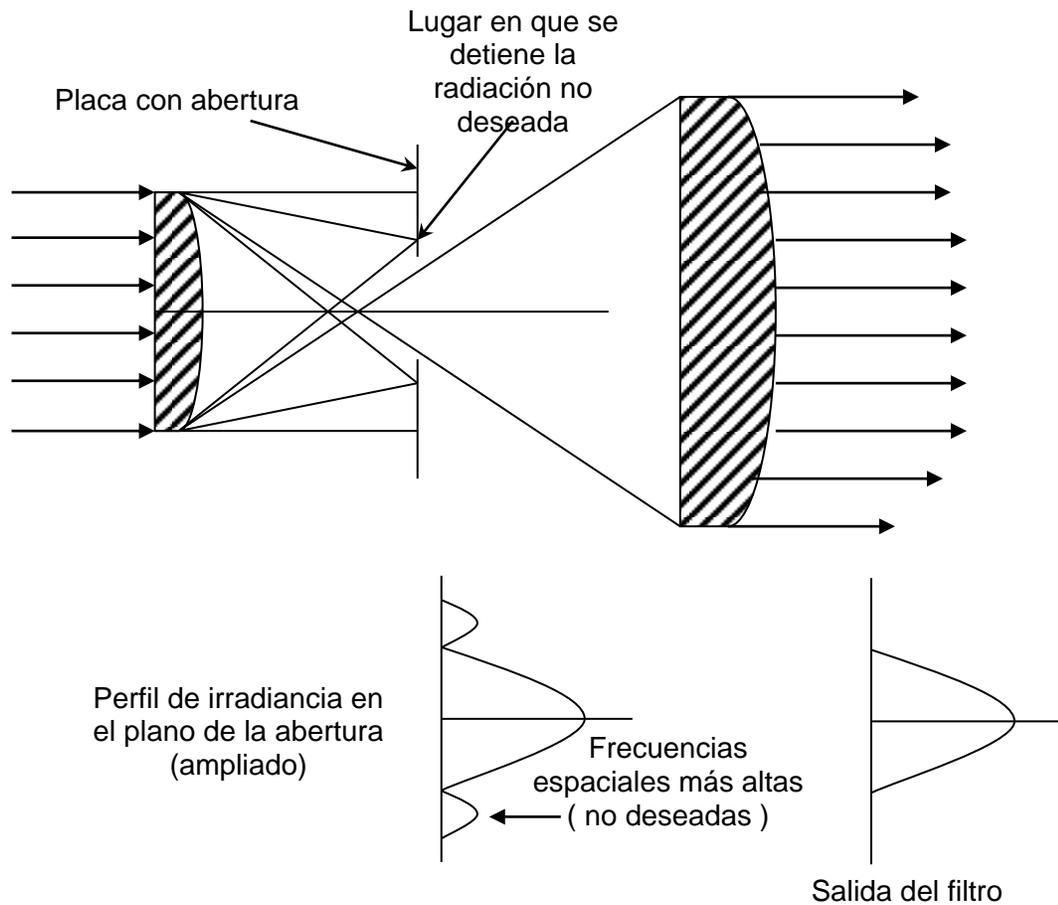


Figura 2.19 Filtrado espacial a través en una abertura circular. La abertura detiene la radiación difractada por una partícula de polvo o imperfectos de la lente

2.5.3 Conmutación Q

La conmutación Q (*Q-switching*) es una técnica frecuentemente usada para obtener pulsos de salida muy cortos y muy potentes a partir de los láseres. Para este propósito, es de suma importancia recordar que para que tenga lugar la producción de un haz láser, deben satisfacerse las condiciones de inversión de población y de alta realimentación positiva selectiva. Pueden obtenerse intensidades enormes a partir de los láseres mediante la conservación de la realimentación positiva hasta que se haya establecido un grado muy alto de inversión de población. A través de la degradación continua (con emisión estimulada) de la inversión de población de un láser de funcionamiento corriente, se consiguen energías muy altas; entonces, cuando se ha desarrollado de modo suficiente la operación de bombeo, se desata la realimentación positiva indispensable para la emisión láser y se liberan las energías almacenadas. La intensa emisión estimulada despuebla rápidamente el nivel superior de energía,

consume la inversión y detiene la acción del láser. El Q controlado se convierte en lento y se prepara el comienzo del siguiente ciclo [2].

En otras palabras, la conmutación Q usa un obturador, que puede ser un modulador electro óptico, un modulador acusto óptico, un espejo giratorio o un absorbente saturable con tiempo de decaimiento mucho mayor que el tiempo de vida de la cavidad, para reducir el Q de la cavidad y detener la acción láser hasta que la inversión de población sea muy alta; entonces, el obturador se abre, y la energía almacenada en el medio de ganancia se libera por el proceso de emisión estimulada para generar un pulso gigante, que decae con el tiempo de vida del fotón en la cavidad [3].

2.5.3.1 Métodos para producir Q – *switching*. Este tipo de conmutación se puede realizar de dos maneras, dependiendo de la forma en que sea controlado el proceso.

2.5.3.1.1 Conmutación externa. La conmutación Q externa, también denominada activa, se realiza ya sea bien por un modulador AO o EO construido en el interior de la cavidad, o bien a través de espejos giratorios.

2.5.3.1.1.1 Espejo giratorio. Uno de los espejos, que generalmente no es el acoplador de salida, se hace girar produciendo pérdidas muy altas, excepto cuando los espejos son paralelos por un período corto de tiempo. La distribución del sistema se muestra en la figura 2.20. La radiación ingresa en el medio activo y pasa hacia el espejo giratorio, éste espejo está girando y no permite que el rayo se regrese por el mismo camino a no ser que se encuentre paralelo, es en ese preciso momento en el que el rayo ha alcanzado una gran intensidad, se regresa por el camino de entrada y en el momento de llegar al acoplador de salida, parte de él se transmite y la otra se refleja para realizar nuevamente el proceso.

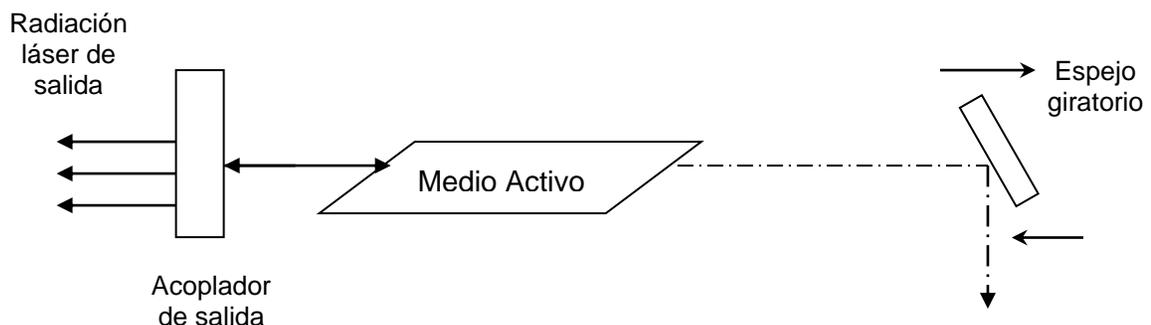


Figura 2.20 Q – *switching* producido por medio de un espejo giratorio

2.4.3.1.1.2 Modulador electro – óptico. La distribución para éste caso se muestra en la figura 2.21, es similar a la distribución anterior, simplemente que en éste caso existe un dispositivo (transductor EO) que va a permitir que el rayo se emita (regrese) solamente cuando dicho transductor se encuentre a un determinado voltaje, que es controlado.

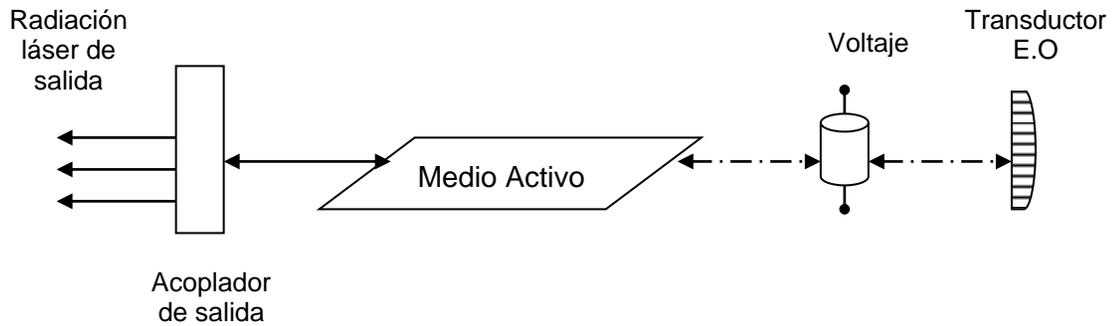


Figura 2.21 Q- switching obtenido mediante un transductor electro - óptico

En un modulador electro – óptico se puede cambiar el estado de polarización aplicando un voltaje

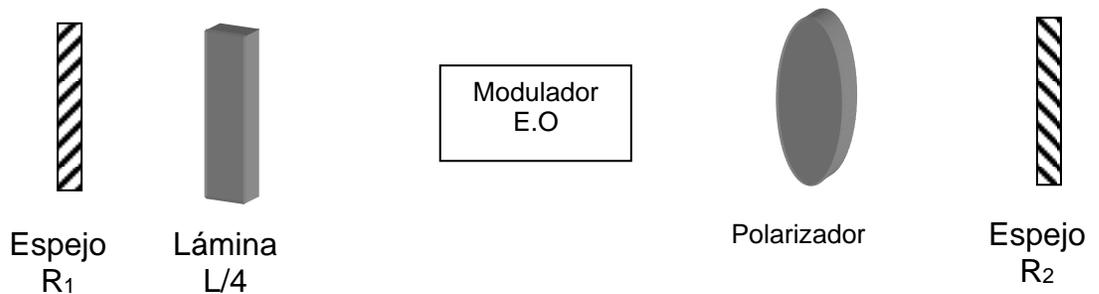


Figura 2.22 Arreglo con modulador Electro - óptico

Con el arreglo de la figura 2.22, y el modulador EO apagado ($V = 0$) la luz que sale del polarizador gira π radianes con el retardador $\frac{L}{4}$ y es eliminada por el polarizador. Así, con el voltaje en cero, no existe cavidad. Ahora, si se aplica un voltaje $\frac{\pi}{2}$ al modulador EO, de tal manera que el paso doble de la luz a través del modulador y la placa $\frac{L}{4}$ rota completamente el estado de polarización, se tiene una cavidad; entonces cuando se aplica un voltaje adecuado al modulador EO, el Q de la cavidad regresa y el pulso Q – *switched* se forma.

2.4.3.1.1.3 Modulador Acusto – óptico. La distribución de un modulador AO se muestra en la figura 2.23

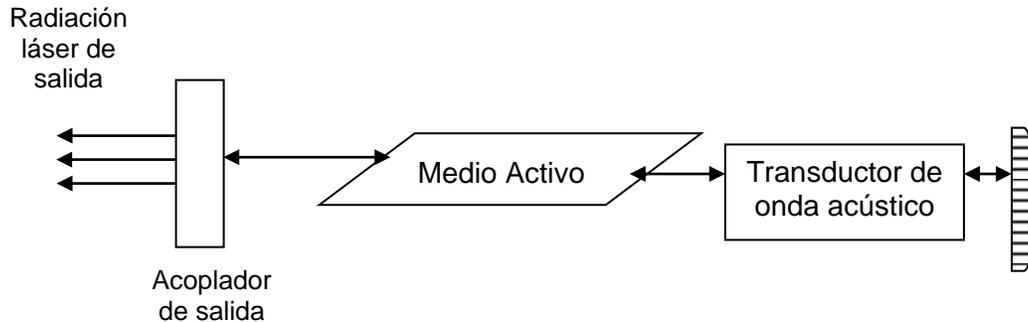


Figura 2.23 Q- *switching* por medio de un transductor acusto - óptico

La figura 2.23 muestra una distribución similar a las anteriores, el principio de funcionamiento de este sistema es la utilización de un cristal acusto – óptico, con un transductor que genera una onda estacionaria, esta onda induce variaciones de densidad y por tanto de índice de refracción. Así, se tiene una rejilla de fase inducida en el cristal, que saca la luz fuera de la cavidad. Para emplear el pulso Q – *switched* simplemente se apaga la señal del transductor.

2.5.3.1.2 Conmutación interna. La conmutación Q interna, llamada también pasiva, presenta la ventaja de su sencillez. En ella, el obturador es un producto químico líquido es decir un tinte.

El principio de funcionamiento del obturador (absorbente saturable) se basa en la correspondencia existente entre la banda de absorción y la longitud de onda de funcionamiento de láser.

2.5.3.1.2.1 Absorbente saturable. Se trata de un absorbente amortiguador que llega a ser transparente cuando alcanza la saturación. Normalmente se trata de una disolución de un colorante que impide la acción láser por absorción. La disposición de este sistema se representa en la figura 2.24.

Cuando la radiación llega a cierto nivel, el amortiguador alcanza la saturación, y debido a que no puede absorber más radiación, éste se vuelve transparente. En ese momento se produce acción láser, y toda la energía almacenada dentro de la cavidad se emite como un único pulso.

Para usar este tipo de conmutación, se requiere que el tiempo de recuperación del estado superior del absorbente sea mayor que el tiempo de vuelo en la cavidad, dado por la expresión

$$t_R = \frac{2d}{c} \quad (2.39)$$

donde t_R es el tiempo de vuelo en la cavidad, d es la longitud de la cavidad y c es la velocidad de la luz.

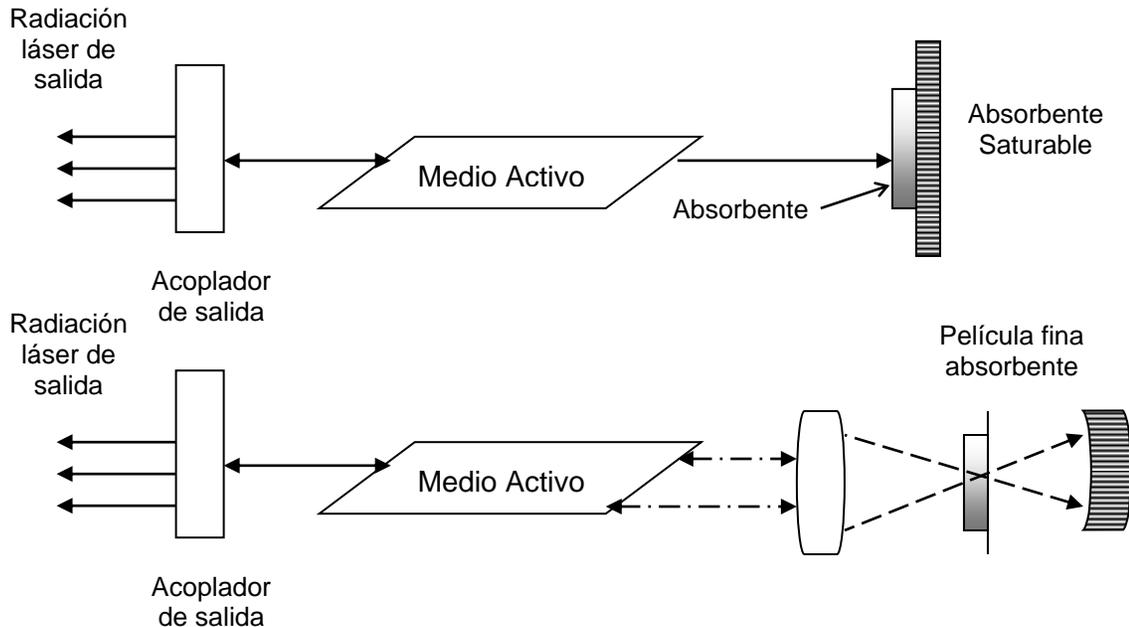


Figura 2.24 Q – *switching* obtenido por medio de absorbentes saturables

2.5.4 Bloqueo o amarre de modos (*mode locking*)

En un láser operando en onda continua se tienen unos cuantos modos oscilando en la cavidad. Dado el caso en que la mayoría de estos modos sean longitudinales y que tengan fase relativa arbitraria, entonces se tiene a la salida una señal que oscila arbitrariamente.

Observando la salida del láser y promediando con un sistema de detección lento, la salida es constante, pero si observamos la salida en la escala de los nanosegundos, la salida del láser operando en modo continuo, tiene un comportamiento caótico debido al ruido cuántico inherente al proceso de emisión espontánea y la presencia de varios modos longitudinales.

En un láser operando bajo ésta técnica, en donde se logra bloquear la fase relativa de los modos longitudinales, se logra una serie de pulso coherentes. Como los modos longitudinales constituyen un conjunto ortogonal de funciones, es posible producir prácticamente cualquier variación temporal que se sea requerida. La única restricción es que en la práctica no se tiene un conjunto completo de modos, ya que el rango de frecuencias accesibles de los modos longitudinales está limitado por el ancho de banda del láser.

Suponiendo que los modos mantienen una fase relativa fija, la salida va a ser una salida periódica, ya que el campo oscilante con el tiempo rebota en la cavidad, así la salida es un tren de pulsos separados espacialmente por $2d$, o temporalmente por $\frac{2d}{c}$.

La salida más sencilla es la producida por dos modos axiales (longitudinales), con frecuencias w_1 y w_2 .

$$\bar{E}(t) = \text{Re}[\bar{E}_1 e^{i(w_1 + \phi_1)} + \bar{E}_2 e^{i(w_2 + \phi_2)}] \quad (2.40)$$

donde E_1 y E_2 corresponden al valor de la amplitud de cada uno de los modos axiales, ϕ_1 y ϕ_2 sus fases. La intensidad de salida está dada por:

$$I(t) \propto |E(t)|^2 = \bar{E}_1^2 + \bar{E}_2^2 + 2\bar{E}_1 \bar{E}_2 \cos[(w_1 - w_2)t + \phi_2 - \phi_1] \quad (2.41)$$

Así, $I(t)$ está modulada por la diferencia de frecuencias $w_2 - w_1$. Si los modos en cuestión son adyacentes (w_q, w_{q+1}) entonces la frecuencia de modulación es

$$w_q - w_{q+1} = 2\pi \left(\frac{c}{2d} \right) = 2\pi \frac{1}{\tau_R} \quad (2.42)$$

donde τ_R es el tiempo de vuelo en la cavidad.

Los resultados del bloqueo de modo son muy buenos, ya que se obtienen poderosos pulsos de Gigavatios, con una duración del orden de picosegundos y con proporciones de repetición del orden de los GHz.

2.5.4.1 Medios para conseguir el bloqueo de modos. Los medios para conseguir los bloqueos de modo, como en el caso de la conmutación Q se dividen en dos categorías [9]:

2.5.4.1.1 Activa (externa). Para este caso se utiliza un modulador AO o EO, el cual actúa como un controlador de puerta, esa puerta es abierta por un generador de pulso que cuenta con una proporción de repetición de $\frac{1}{T} = \frac{c}{2L}$.

2.5.4.1.2 Pasiva (interna). Este tipo de bloqueo se puede conseguir con tintes blanqueantes cuyo funcionamiento ya se conoce. Su comportamiento no lineal favorece repetidamente las radiaciones más fuertes (inicialmente las que resultan de concurrencias de fase de algunos modos) mientras se amortiguan las débiles (no concurrentes). Las primeras crecen a costa de las últimas y en seguida se

llegan a establecer firmemente pulsos fuertes, breves y repetitivos.

Con el método de tintes de saturación, tanto la conmutación Q como el bloqueo de fase pueden producirse en el mismo láser, y tienen como resultado unos trenes de pulsos muy cortos.

CAPITULO 3. ESTUDIO DE LOS EFECTOS DEL HAZ LÁSER EN METALES

Para este estudio, inicialmente se identifica lo que son los metales con sus propiedades y características, luego pasa a determinarse la ecuación que permite describir el comportamiento de la temperatura dentro de un material y finalmente se aplica éste concepto al caso de la interacción de los metales con diferentes tipos de láser, dispositivos que a parte de ser considerados fuentes de luz también son considerados fuentes térmicas.

3.1 METALES

3.1.1 Definición

Un metal es un cuerpo simple que tiene tendencia a ceder electrones de la órbita periférica transformándose en ión positivo (catión).

Los elementos metálicos se pueden combinar unos con otros y también con otros elementos, formando compuestos, disoluciones y mezclas. Una mezcla de dos o más metales o de un metal y ciertos no metales, como el carbono, se denomina aleación. Las aleaciones de mercurio con otros elementos metálicos son conocidas como amalgamas.

3.1.2 Propiedades de los metales

Los metales son elementos simples que presentan características físicas distintivas como son:

- Brillo metálico.
- Elevada conductividad eléctrica.
- Elevada conductividad térmica.
- Ductilidad, es decir, susceptibilidad de ser estirados para formar alambres.
- Maleabilidad, lo que indica que son susceptibles a ser laminados.

A temperatura ambiente los metales son sólidos, excepto el mercurio, que es líquido. Su color más frecuente es el gris o el blanco, pero existen excepciones, como el oro y el cobre.

Su densidad varía entre límites muy amplios que van desde $0.53 \frac{g}{cm^3}$ para el litio hasta $22.48 \frac{g}{cm^3}$ para el osmio.

Las principales propiedades químicas de los metales son:

- Tendencia a perder electrones de la última capa para transformarse en cationes.
- Formación de óxidos e hidróxidos de carácter básico.
- Formación de compuestos heteropolares con los halógenos.
- Carácter reductor.

El número de metales es mucho mayor que el de no metales. Se denominan metales ligeros a aquellos cuya densidad es inferior a $\frac{5g}{cm^3}$, y metales pesados a aquellos cuya densidad es mayor que dicho valor.

3.1.3 Estructura electrónica

Para explicar la estructura electrónica de los metales, los científicos se apoyaron en sus propiedades, como su buena conductividad térmica y eléctrica para apoyar la teoría de que los metales se componen de átomos ionizados, cuyos electrones libres forman un mar homogéneo de carga negativa. La atracción electrostática entre los iones positivos del metal y los electrones libres, es considerada como la responsable del enlace entre los átomos del metal. Así, se consideraba que el libre movimiento de los electrones era la causa de su alta conductividad eléctrica y térmica. La principal objeción a esta teoría es que en tal caso, los metales debían tener un calor específico superior al que realmente tienen.

Lo anterior se explica por medio de la teoría de bandas para los enlaces en los sólidos metálicos, en la cual se contempla que todo átomo de metal tiene un número limitado de electrones de valencia con los que puede unirse a los átomos vecinos. Por ello, se requiere un amplio reparto de electrones entre los átomos individuales. El reparto de electrones se consigue por la superposición de orbitales atómicos de energía equivalente con los átomos adyacentes. Esta superposición va recorriendo toda la muestra del metal, formando amplios orbitales que se extienden por todo el sólido, en vez de pertenecer a átomos concretos. Cada uno de estos orbitales tiene un nivel de energía distinto debido a que los orbitales atómicos de los que proceden, tienen a su vez diferentes niveles de energía. Los orbitales, cuyo número es el mismo que el de los orbitales atómicos, tienen dos electrones cada uno y se van llenando en orden de menor a mayor energía hasta agotar el número de electrones disponibles. En esta teoría se dice que los grupos de electrones residen en bandas, que constituyen conjuntos de orbitales. Cada banda tiene un margen de valores de energía, valores que deberían poseer los electrones para poder ser parte de esa banda. En algunos metales se dan interrupciones de energía entre las bandas, pues los electrones no poseen ciertas energías. La banda con mayor energía en un metal no está llena de electrones, dado que una característica de los metales es que no poseen suficientes electrones para llenarla. La elevada conductividad eléctrica y térmica de los metales se explica así por el paso de electrones a estas bandas.

3.1.4 Estructura Física

Se le llama estructura de los metales a la disposición ordenada y geométrica, en el espacio, de los constituyentes de la materia en estado sólido (átomos, moléculas y grupos de moléculas). La estructura está ligada íntimamente con el comportamiento de un metal. Se consideran dos tipos de estructura, la cristalina y la granular.

En la estructura cristalina se tienen átomos situados en los puntos de una red espacial. En esta estructura, los átomos están ordenados en el espacio según una red geométrica constituida por la repetición de un elemento básico llamado cristal. Se conocen catorce redes espaciales distintas las cuales son las únicas formas posibles de ordenar los átomos en el espacio. La mayor parte de los metales cristalizan en las redes siguientes: cúbica centrada en el cuerpo, cúbica centrada en las caras y hexagonal compacta [12].

En la tabla 3.1, se muestra la clasificación de las redes espaciales por sistemas cristalinos.

Tabla 3.1 Clasificación de las redes espaciales por sistemas cristalinos

Sistema Cristalino	Longitudes de los ejes y ángulos interaxiales	Red Espacial
Cúbico.	Tres ejes iguales a ángulos rectos.	Cúbica Simple. Cúbica Centrada en el cuerpo. Cúbica centrada en las caras.
Tetragonal.	Tres ejes a ángulos rectos, dos iguales.	Tetragonal simple.
Ortorrómico.	Tres ejes desiguales a ángulos rectos.	Ortorrómica simple. Ortorrómica Centrada en las caras. Ortorrómica Centrada en el Cuerpo.
Romboédrico.	Tres ejes iguales con la misma inclinación y ángulos diferentes de 90°.	Romboédrica Simple.
Hexagonal.	Dos ejes iguales a 120°, el tercer eje a ángulos rectos.	Hexagonal Simple.
Monoclínico.	Tres ejes desiguales, un par a ángulos no rectos.	Monoclínica simple. Monoclínica Centrada.
Triclínico.	Tres ejes desiguales, con inclinaciones desiguales y a ángulos no rectos.	Triclínica Simple.

Fuente: Metalurgia física para Ingenieros.

En la estructura granular, el elemento fundamental es el grano, constituido por agrupación de cristales.

Los granos son de forma irregular y su tamaño oscila entre 0,002 y 0,2 mm, lo cual depende principalmente de:

- Proceso de fabricación del metal, ya que, por ejemplo, los aceros desoxidados con aluminio son de granos más finos que los desoxidados con silicio.
- De los procesos térmicos a los cuales fue sometido el metal; por ejemplo, el grano de acero, crece al calentar el material a partir de 850°C.

Cuanto mayor es el grano de que está constituido un metal, peores son, sus propiedades mecánicas. Esto es debido a que los materiales de nivel técnico, tales como los utilizados en la industria, contienen siempre una cantidad muy pequeña de impurezas las cuales son muy finas por lo que se concentran formando capas que envuelven los granos y los separan unos de otros.

3.2 FENÓMENOS FÍSICOS QUE INTERVIENEN EN LA INTERACCIÓN LÁSER MATERIALES.

3.2.1 Conducción de Calor

Siempre que existe un gradiente de temperatura en un medio sólido, el calor fluirá de la región con mayor temperatura a la región con menor temperatura. La razón a la cual se transfiere el calor por conducción q_k , es proporcional al gradiente de temperatura $\frac{dT}{dx}$ por el área a través de la cual se transfiere el calor [13]:

$$q_k \propto A \frac{dT(x)}{dx} \quad (3.1)$$

En esta relación $T(x)$ es la temperatura local y x es la dirección del flujo de calor. La razón del flujo de calor depende de la conductividad térmica k , la cual es una propiedad física del medio. Para la conducción a través de un medio homogéneo, la tasa de transferencia de calor es entonces:

$$q_k = -kA \frac{dT}{dx} \quad (3.2)$$

el signo negativo es consecuencia de la segunda ley de la termodinámica, la cual establece que el calor fluye en dirección de la temperatura más alta a la más baja.

Como se ilustra en la figura 3.1, el gradiente de temperatura será negativo si la temperatura disminuye con valores crecientes de x . Por consiguiente, para que el calor transferido en la dirección x positiva sea una cantidad positiva, se debe insertar un signo negativo en el lado derecho de la ecuación (3.2).

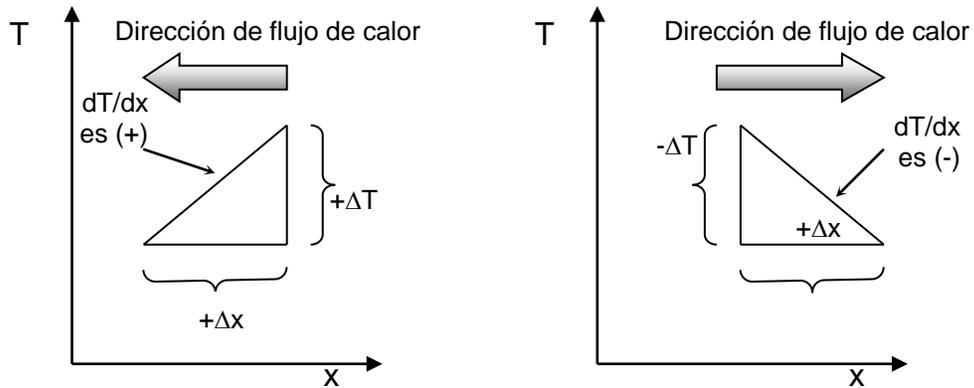


Figura 3.1 Convención de signos para flujo de calor por conducción

La ecuación (3.2) define la conductividad térmica y se conoce como la Ley de Fourier de conducción, quien la propuso en 1822. La conductividad térmica es una propiedad del medio que indica la cantidad de calor que fluirá por unidad de tiempo a través de un área unitaria cuando el gradiente de temperatura es unitario, en el sistema internacional el área se expresa en metros cuadrados (m^2), la temperatura en kelvin (K), la distancia en metros (m), y la razón de flujo de calor en vatios (W); por consiguiente, las unidades para la conductividad térmica son

vatios por metro por kelvin $\left(\frac{W}{mK}\right)$.

La tabla 3.2 incluye los valores de conductividad térmica de varios materiales, de todos ellos se aprecia con claridad que los mejores conductores son los metales puros y los peores conductores son los gases. La conductividad térmica, varía con la temperatura, sin embargo, en muchos problemas de ingeniería la variación es suficientemente pequeña por lo que es ignorada.

Tabla 3.2 Conductividades térmicas de algunos metales, sólidos, líquidos y gases no metálicos

Material	Conductividad térmica a 300 K	
	W / m K	Btu / ht ft ° F
Cobre	399	231
Aluminio	237	137
Acero al carbón, 1% de C	43	25
Vidrio	0.81	0.47
Plástico	0.2 – 0.3	0.12 – 0.17
Agua	0.6	0.35
Etilenglicol	0.26	0.15
Aceite para motor	0.15	0.09
Freón (líquido)	0.07	0.04
Hidrógeno	0.18	0.10
Aire	0.026	0.02

Fuente: Principios de transferencia de calor.

3.2.2 Conductividad térmica

De acuerdo con la Ley de Fourier, ecuación (3.2), la conductividad térmica se define como

$$k = \frac{q_k}{\left| \frac{dT}{dx} \right|} \quad (3.3)$$

Frecuentemente se acostumbra a utilizar valores de conductividad térmica medidos experimentalmente, aunque en el caso de gases a temperatura moderadas, es posible emplear la teoría cinética de los gases para predecir los correspondientes valores experimentales con precisión. También se han propuesto teorías para calcular las conductividades térmicas de otros materiales, pero en el caso de líquidos y sólidos, las teorías no son adecuadas para predecirla con una precisión satisfactoria [13].

Como se ha dicho, el mecanismo de conducción térmica en un gas puede explicarse a nivel molecular utilizando los conceptos básicos de la teoría cinética de los gases. La energía cinética de una molécula está relacionada con su temperatura, pues las moléculas en la región de alta temperatura tienen velocidades de vibración mayores que aquellas en una región de baja temperatura. Las moléculas tienen un movimiento aleatorio y cuando chocan entre sí intercambian energía y cantidad de movimiento. Cuando una molécula se mueve de una región de alta temperatura a una región de baja temperatura transporta energía cinética. Después de chocar con moléculas más lentas, cede parte de su energía a las moléculas de menor contenido energético, de esta manera, la energía térmica se transfiere de las regiones con mayor temperatura a las regiones de menor temperatura en un gas, mediante la interacción molecular.

De acuerdo con la anterior descripción, mientras más rápido se muevan las moléculas, más rápido transportarán energía; por consiguiente, la propiedad de transporte llamada conductividad térmica depende de la temperatura del gas. A presiones moderadas, el espacio entre las moléculas es grande en comparación con su tamaño, por ello, la conductividad térmica de los gases es independiente de la presión.

El mecanismo básico de conducción de energía en los líquidos es cualitativamente similar al de los gases; sin embargo, sus condiciones moleculares son más difíciles de describir y los detalles de sus mecanismos de conducción no son del todo conocidos. En la mayoría de los líquidos la conductividad térmica disminuye al aumentar la temperatura, aunque el agua es una notable excepción. La conductividad térmica de los líquidos se ve afectada por la presión cerca del punto crítico. Por regla general la conductividad térmica de los líquidos disminuye a medida que se incrementa el peso molecular. Los líquidos metálicos tienen conductividades mucho mayores que los líquidos no metálicos.

De acuerdo con las teorías actuales, los metales sólidos se componen de electrones libres y átomos dispuestos en una estructura cristalina continua; por tanto es posible conducir la energía térmica mediante dos mecanismos: migración de electrones libres y vibración de la estructura cristalina. Estos dos efectos son aditivos, aunque en general el transporte realizado por los electrones es más eficaz que el realizado por medio de energía vibracional en la estructura cristalina. Puesto que los electrones transportan una carga eléctrica, del mismo modo en que transportan la energía térmica, de una región con mayor temperatura a una región con menor temperatura, los buenos conductores eléctricos en general también son buenos conductores térmicos, mientras que los buenos aislantes eléctricos son conductores térmicos deficientes. Los sólidos no metálicos presentan un transporte electrónico escaso o nulo y, por consiguiente, la conducción depende principalmente de la vibración de la estructura cristalina. Por esta razón estos materiales tienen una conductividad térmica menor que la de los metales.

En el diseño de dispositivos y sistemas usados para transferencia de calor, los

aislantes térmicos constituyen un grupo importante. Aunque casi siempre se habla de conductividad térmica de los aislantes térmicos, en realidad el transporte a través de un aislante se compone tanto de conducción como de radiación a través de los intersticios llenos de gas.

3.2.2.1 Teoría del electrón libre. Los metales tienen energías de cohesión más bajas que la mayoría de los compuestos iónicos o covalentes. Además de presentar conductividad eléctrica elevada, tienen alta conductividad térmica.

Según la teoría del electrón libre, los electrones de valencia se mueven libremente como las moléculas de un gas ideal, en torno a los puntos de la red cristalina en los cuales se encuentran fijos los iones positivos. Aquí se considera un conjunto de electrones con libertad para desplazarse en el metal, y después considera la manera en que estos interactúan con la red cristalina iónica [14]. Esencialmente, se trata de una aplicación del problema de la partícula en una caja de potencial, cuyas soluciones pueden escribirse de la siguiente manera

$$\psi = e^{ikx} \quad (3.4)$$

en donde k representa el número de onda, que se escribe

$$k = \frac{2\pi p}{h} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.5)$$

p es el momento del electrón y λ su longitud de onda. La energía correspondiente, cuando se supone que la energía potencial dentro de la caja es cero, es

$$E = \frac{k^2 h^2}{8\pi^2 m} \quad (3.6)$$

y se forma esencialmente una banda contigua de niveles energéticos para distintos valores de k . Al considerar la periodicidad de los iones en la red cristalina, se encuentra que la energía potencial también varía periódicamente. La solución ϕ_k a este problema, es el producto de la función de onda de un electrón libre $\psi(x)$ y una función que tenga la periodicidad de la red cristalina $u(x)$

$$\phi_k = e^{ikx} u(x) \quad (3.7)$$

El efecto de la periodicidad del potencial es introducir discontinuidades en la forma de la curva de energía. Las bandas están separadas por regiones de energía prohibida o brechas de energía. La primera zona de Brillouin es la banda de energía llena que se encuentra por debajo de la brecha de energía más baja.

La banda más alta que está totalmente llena se denomina banda de valencia. Los electrones de esta banda no están libres para desplazarse porque participan en enlaces químicos. La banda que se encuentra más baja puede estar vacía o parcialmente llena con electrones, se llama banda de conducción y en ella los electrones se encuentran libres para desplazarse por todo el sólido con una energía de activación aproximadamente igual a cero.

La naturaleza de estas bandas de energía determina diversas propiedades de los sólidos. En los metales, los electrones llenan totalmente la banda de valencia. La banda de conducción de energía más alta está vacía en el cero absoluto. No hay brecha de energía entre la banda de valencia y la de conducción en los metales; por encima del cero absoluto, los electrones que se encuentran en la parte superior de los niveles más altos ocupados pueden ganar energía térmica y desplazarse a los niveles vacíos más bajos de las bandas de conducción. Una porción considerable de electrones puede excitarse y ocupar niveles energéticos que contienen un electrón a temperaturas relativamente bajas. Estos electrones desacoplados contribuyen a la conductividad térmica del metal.

3.3 INTERACCIÓN DEL LÁSER CON LOS MATERIALES

La acción del haz láser sobre los materiales en cualquier tipo de proceso, incluyendo los procesos industriales produce efectos térmicos sobre ellos. El proceso puede dividirse formalmente en dos partes:

1. La incidencia del haz sobre el material y la transferencia de su energía.
2. Los efectos que produce en el material este aporte de energía.

En lo que se refiere a la incidencia del haz y su transferencia de energía al material, se considera que sólo una parte de la energía incidente se transmite al interior, ya que parte de ella es reflejada por la superficie del material, tal como se muestra en la figura 3.2 [2].

La potencia que se transmite al material se relaciona con la potencia incidente mediante el coeficiente de acoplamiento C . En un caso general, la potencia transmitida (P_t) se relaciona con la potencia incidente (P_i) mediante la expresión:

$$P_t = CP_i \quad (3.8)$$

En el caso en el que la superficie del material sea pulida, se tiene para el coeficiente de acoplamiento C la expresión $C = 1 - R$, donde R es el coeficiente de reflexión del material para la longitud de onda de la radiación incidente.

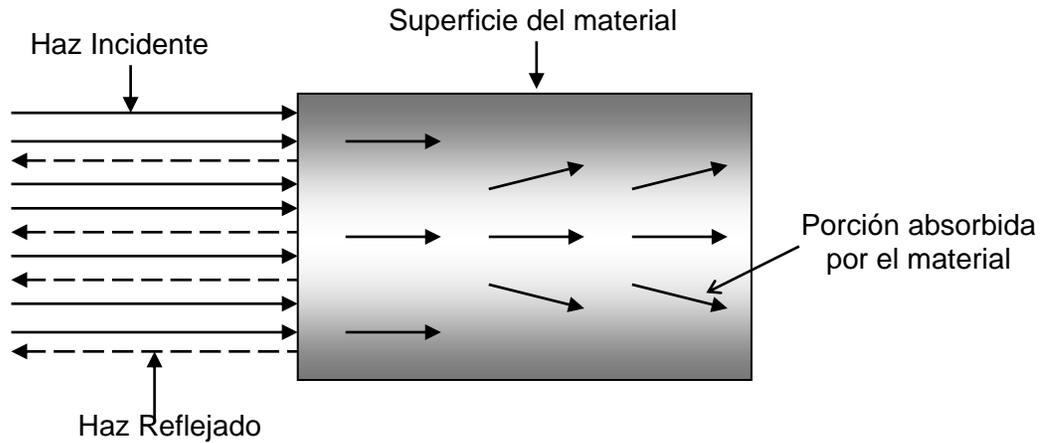


Figura 3.2 Ilustración cualitativa del proceso de interacción del haz con un material. Parte de la radiación es reflejada en la superficie y parte se difunde hacia el interior, siendo absorbida y transformándose en calor

Para que el material pueda ser tratado mediante el haz láser es preciso que la potencia transmitida sea absorbida por el mismo, dando lugar a un aumento de la temperatura. Un parámetro importante a considerar es el coeficiente de absorción de radiación del material α_{abs} que indica la porción de radiación que es absorbida por unidad de longitud.

Tanto el coeficiente de absorción como el de acoplamiento dependen del material y de la longitud de onda de la radiación. Los metales, los dieléctricos y los semiconductores tienen comportamientos típicos. El coeficiente de absorción de los metales es muy elevado y crece con la longitud de onda de la radiación; mientras que el coeficiente de acoplamiento es pequeño y decrece con ésta. El comportamiento de los dieléctricos es más irregular, en general, el coeficiente de absorción es mucho menor y aumenta con la longitud de onda, pudiéndose encontrar zonas muy absorbentes según la naturaleza concreta del material, y su coeficiente de acoplamiento es elevado. Los semiconductores presentan una banda de absorción intensa en las zonas del visible e infrarrojo próximo, con un comportamiento similar al de los metales. Para longitudes de onda más largas, el comportamiento es semejante al de los dieléctricos.

El coeficiente de acoplamiento de un material es un factor dependiente de la temperatura. A temperaturas próximas a la de fusión el coeficiente es alto y por lo tanto la energía absorbida por el metal es mayor.

Una vez la energía de la onda ha sido absorbida por el material, se produce un aumento de la temperatura. Este aumento no se limita a las zonas donde incide el haz sino que se difunde hacia las zonas adyacentes. Para relacionar el aumento de temperatura de cualquier punto del material con la potencia absorbida, se tienen en cuenta factores como el calor específico, la conductividad térmica,

parámetros todos ellos propios del material.

3.3.1 Interacción del láser con los metales

En el proceso de interacción entre un haz láser y una placa metálica existen diferentes factores los cuales definen la respuesta que presentará el metal ante la radiación de este dispositivo; algunos de esos factores son las características del láser usado, es decir, su potencia, longitud de onda, etc; existen además, otros factores como el tiempo de interacción láser metal y parámetros propios del metal que también son decisivos en la respuesta final del proceso.

Se conocen una gran variedad de dispositivos láser, entre ellos se encuentra el láser de CO₂ que es un instrumento excelente para tratar metales por sus características. La tabla 3.3 muestra la reacción de algunos metales a la energía del láser [2].

Tabla 3.3 Reacción de los metales a la energía de un láser de CO₂



Fuente: Aplicaciones industriales del láser.

3.3.1.1 Corte de metales. La idea de cortar con luz viene de hace muchos años cuando se usaba una lupa para focalizar la luz del sol sobre una hoja. Luego se han ido implementando sistemas y dispositivos hasta llegar al corte con láser que es hoy en día es la aplicación más común a nivel industrial que tiene el láser, en Japón alrededor del 80% de industrias utilizan esta técnica.

A pesar de que existen diferentes técnicas para realizar corte las ventajas que ofrece este proceso en cuanto a la calidad del corte son:

- 1) El corte puede llegar a ser tan fino que la pérdida de material es muy poca.
- 2) Se permite realizar cortes tanto en línea recta, como circulares de una manera menos complicada y obteniendo bordes de excelente calidad.
- 3) Los bordes son muy finos y no se necesita de un tratamiento posterior para alisarlos.
- 4) La profundidad del corte se encuentra limitada por la potencia del láser.

En lo que respecta al proceso en si sus ventajas son:

- 1) Es uno de los procesos más rápidos.
- 2) La pieza de trabajo no requiere ser sujeta por el usuario.
- 3) No se requieren herramientas adicionales al sistema empleado.
- 4) El proceso es muy flexible, ya que si se necesita realizar un cambio en él, se realiza por medio del software con el cual trabaja el sistema, casi nunca se requiere de cambios de instrumentos.
- 5) Se pueden realizar cortes en cualquier dirección sin que esto represente disminución de la calidad de los resultados ni traiga complicaciones adicionales.
- 6) Es un proceso automatizable.

En la figura 3.3 se muestra el sistema con el que se realiza corte con láser, se tiene el haz láser, un tablero el cual se va a mover gracias a un motor que a su vez será controlado por un software; además se tiene la entrada de un gas de aporte que es el que va a ayudar a la realización del proceso de corte.

Es importante tener en cuenta que los dispositivos para focalizar el láser deben ser hechos de materiales especiales, que sean capaces de soportar las altas potencias de estos dispositivos, tal es el caso de ZnSe, GaAs, CdTe y cuarzo.

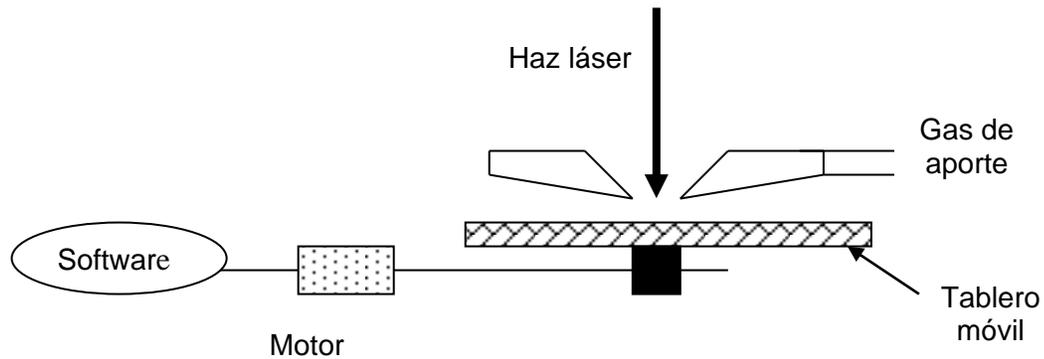


Figura 3.3 Sistema empleado para realizar corte con láser

En el proceso de corte de metales se aplica un chorro de oxígeno coaxial al haz, el cual tienen dos finalidades, una es remover rápidamente el material que puede llegar a fundirse y que impida la fractura y la otra es que si el gas es activo, contribuye a que se realice una reacción exotérmica y por lo tanto se aumenta la energía incidente al metal, con lo que el proceso será mucho más rápido.

En esta aplicación se presenta el problema de la alta reflexión que las superficies metálicas ofrecen a la radiación de láseres como el de CO_2 , que es el más utilizado. Para darle solución a este inconveniente se requiere el empleo de altas densidades de potencia en la zona de trabajo.

Al realizar corte con láser se deben tener en cuenta muchos factores que intervienen directamente, esos factores son las propiedades del haz láser, las propiedades de transporte, las propiedades del gas y las características del metal a cortar.

En las propiedades del haz se incluye el tamaño del punto formado por el láser ya que a menor tamaño de éste, mayor será la densidad de potencia que incida sobre el metal y por otro lado menor será el grosor de la ranura formada.

Otro factor es la potencia, ya que a mayor potencia el corte se va efectuar en menor tiempo.

En cuando a la longitud de onda, se tienen que a menor longitud de onda, la absorción va a aumentar y por ende la potencia absorbida es mayor lo cual favorece al proceso.

Las propiedades de transporte como la velocidad también forman parte de los parámetros a tener en cuenta en este proceso ya que al ser mayor el proceso se realizará en un tiempo menor lo que favorece tanto en costos como en el hecho de que no se va a dar tiempo a cambios de fase del material en cuestión.

De la posición focal también depende el corte debido a que si se está más cerca de la pieza de trabajo se evitarán pérdidas de energía, se pueden lograr profundidades mayores con menor potencia y en menor tiempo.

Por parte de las propiedades del gas básicamente se debe tener en cuenta su composición, es decir si es un gas capaz de producir una reacción exotérmica y que por lo tanto contribuya al aumento de energía, o si solamente es un gas que sirva para disipar el material que pueda llegar a fundirse.

Finalmente las propiedades del material que se ven involucradas en este proceso son la reflectividad, la absorptividad, calor específico y conductividad térmica características de cada uno de los metales, ya que éstas afecta negativa o positivamente el aumento de temperatura en ellos.

La mayor aplicabilidad que se le ha dado al corte de metales con láser es en la industria automovilística. Ya que a pesar de sus costos mayores la calidad de los trabajos es única y a largo plazo resulta de mayor beneficio.

3.3.1.2 Soldadura de metales. El haz láser es una de las más importantes fuentes de energía con las que se cuenta hoy en día. Al poseer esta característica de emitir su radiación con una densidad de energía bastante alta, se convierte en una herramienta indispensable para realizar el proceso de soldadura de materiales debido a que esa alta potencia es absorbida por éstos y genera cambios en su estructura. En la figura 3.4 se muestra la disposición general de un sistema con el que se realiza soldadura con láser.

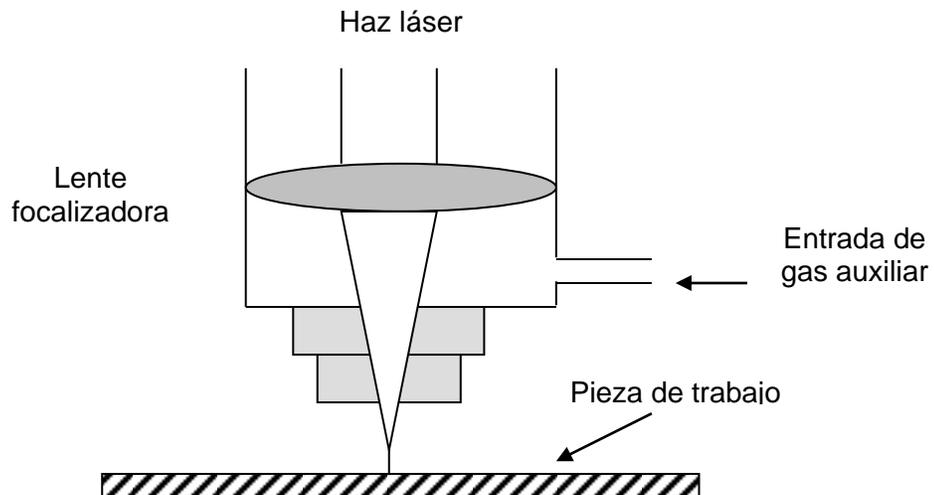


Figura 3.4 Disposición general de un sistema empleado para realizar soldadura con un haz láser

Existe un término que define la eficacia de este proceso y es

$$\xi = \frac{Vt}{P} \quad (3.9)$$

donde V es la velocidad transversal, t es el espesor de la pieza soldada y P es la potencia del haz incidente.

El método para realizar soldadura más comúnmente utilizado es el *keyhole*, que es en donde se presenta una fundición y posterior evaporación de una mínima porción del metal, generando un agujero. Dentro de ese agujero se forma un plasma el cual absorbe casi toda la energía del haz y evita que muy poca o nada de ella llegue al material, por esta razón no es conveniente la generación de este estado; por el contrario en este proceso se requiere la formación de un baño metálico que es la base en el proceso de soldadura. La mayoría de este tipo de soldaduras se lleva a cabo en atmósferas de gas inerte, el cual fluye sobre la superficie de trabajo y actúa como una pantalla contra la formación del plasma y la absorción de energía [7].

La cantidad de plasma formado por el haz de un láser que opera en modo pulsante es menor que la cantidad formada por un haz en modo CW con la misma potencia aplicada al material de trabajo (metal), esto se debe a que el plasma se disipa o disminuye entre pulso y pulso. El plasma, en el modo pulsante, absorbe por lo tanto una cantidad menor de la potencia aplicada que el plasma en el modo CW. [2].

Existen diversos factores que influyen en el proceso de soldadura de metales y que hacen que los resultados sean satisfactorios o no. Esos factores son las propiedades del rayo, las propiedades de transporte que se involucren en el proceso, las características del gas de aporte y las propiedades del metal [7].

En las propiedades del rayo entran factores como la potencia ya que se requieren de valores muy altos que sean absorbidos por el material para permitir la formación del baño metálico requerido para éste proceso.

Otro factor a tener en cuenta es el régimen, sea pulsado o continuo con el que se esté trabajando, ya que dependiendo de los resultados que se necesiten se debe optar por una de las dos opciones considerando que si se usa un láser en modo continuo existe más riesgo de que existan cambios de fase drásticos y si se opera en modo pulsado se entran a manejar otro tipo de variables como la frecuencia del pulso.

El tamaño del punto formado por el haz y el modo también juegan un papel importante en ese proceso ya que experimentalmente se ha demostrado que cuando se realiza el proceso con un haz gaussiano se tienen eficiencias mayores que cuando se utiliza otro modo además entre más pequeño sea el punto la intensidad será mayor y por lo tanto el proceso se realizará en menor tiempo.

En cuanto a las propiedades de transporte, entran en juego factores como la velocidad con la cual se realiza el proceso, ya que si se cuenta con una fuente de alto poder y el proceso es lento, se formará un baño de metal muy grande que genere a la obtención de resultados no esperados en el proceso.

La distancia focal también es un parámetro importante ya que entre más cerca se encuentre el rayo de la pieza de trabajo se podrá generar el *keyhole* de una manera adecuada y sin pérdidas de energía innecesarias.

Durante el transcurso del proceso también se deben tener en cuenta características como geometría de la unión y las mínimas tolerancias aceptables (distancia entre piezas).

En las propiedades del gas entra en consideración parámetros como su composición, presión y velocidad con la que ingresa al sistema.

Finalmente las propiedades del metal juegan un papel importante ya que cada uno de ellos presenta diferentes valores de reflectividad, conductividad térmica y absorptividad entre otras y que hacen que los resultados varíen.

Existe diversas aplicaciones que se le puede dar al proceso de soldadura con láser algunas de ellas son:

- 1) Soldado de sistemas de transmisión para automóviles.
- 2) Sellado hermético de cápsulas electrónicas.
- 3) Soldado de pistones.
- 4) Soldadura de láminas metálicas para construcción.
- 5) Soldado de puertas de automóvil.
- 6) Soldado de piezas electrónicas para equipos sofisticados.

Esas son entre otras las aplicaciones que se le da al proceso de soldado con láser actualmente, a pesar de que existen otras maneras de realizar este proceso que incluso son menos costosas, las ventajas que ofrece al realizarse la soldadura usando un haz láser se basan en calidad, duración, y velocidad.

En la siguiente tabla se muestra la calidad de la unión entre varios metales, al realizar el proceso con láser.

Tabla 3.4 Calidad de la unión entre metales

	W	Ta	Mo	Cr	Co	Ti	Be	Fe	Pt	Ni	Pd	Cu	Au	Ag	Mg	Al	Zu	Cd	Pb	Sn
W																				
Ta	E																			
Mo	E	E																		
Cr	E	M	E																	
Co	R	M	R	B																
Ti	R	E	E	B	R															
Be	M	M	M	M	R	M														
Fe	R	R	B	E	E	R	R													
Pt	B	R	B	B	E	R	M	B												
Ni	R	B	R	B	E	R	R	B	E											
Pd	R	B	B	B	E	R	R	B	E	E										
Cu	M	M	M	M	R	R	R	R	E	E	E									
Au	-	-	M	R	M	R	R	R	E	E	E	E								
Ag	M	M	M	M	M	R	M	M	R	M	E	R	E							
Mg	M	-	M	M	M	M	M	M	M	M	M	R	R	R						
Al	M	M	M	M	R	R	M	R	M	R	M	R	R	R	R					
Zn	M	-	M	M	R	M	M	R	M	R	R	B	R	B	M	R				
Cd	-	-	-	M	M	M	-	M	R	R	R	M	R	B	E	M	M			
Pb	M	-	M	M	M	M	-	M	M	M	M	M	M	M	M	M	M	M		
Sn	M	M	M	M	M	M	M	M	R	M	R	M	R	R	M	M	M	M	R	

E = Excelente.
 B = Buena.
 R = Regular.
 M = Mala.

Fuente: Laser material processing.

3.3.1.3 Tratamiento de la superficie metálica. El láser es una herramienta que no sólo se utiliza a nivel industrial para cortar o soldar metales, también se ha descubierto que es un dispositivo capaz de dotar a la superficie de estos materiales de características favorables.

Los usos más comunes del láser en el tratamiento de las superficies metálicas son:

- Calentamiento de la superficie para endurecerla o templarla.
- Fundición de la superficie para homogenizarla, reestructurarla y refinarla.
- Aleación de superficies para evitar la corrosión.
- Revestimiento de la superficies.

El objetivo del tratamiento superficial es conseguir dotar la superficie metálica de las propiedades necesarias para resistir la operación continuada bajo ciertas

condiciones, como cargas mecánicas elevadas, altas temperaturas, entornos químicos agresivos, etc. Los métodos utilizados para estos fines son la aleación superficial y el endurecimiento térmico; en ambos casos el láser se utiliza como fuente de calor, ya que con éste se puede impartir cierta textura a la superficie de los metales.

El láser realmente produce pequeñas cavidades en la superficie al vaporizar material. Las diferencias en las texturas producidas por el láser dependen de la frecuencia de pulsación y de la velocidad de barrido axial, es decir la velocidad con la que pase el láser irradiando la superficie [2].

3.3.1.3.1 Endurecimiento térmico. Consiste en proporcionar al material la suficiente energía para conseguir niveles de temperatura capaces de provocar cambios en sus propiedades metalúrgicas, sin llegar a la fusión o evaporación del metal [6].

El endurecimiento por láser da una dureza máxima a la mayoría de los metales, siendo hierros fundidos y aceros los elementos más tratados; el proceso implica calentar el metal por debajo de su punto de fusión (pero sobre la temperatura crítica de transformación), templearlo y solidificarlo, distribuyendo uniformemente el carbón que hay en él.

Una característica del endurecimiento con láser es que es un proceso de autotemplado. La energía del haz penetra en el material para elevar rápidamente su temperatura y luego el metal se enfría rápidamente adquiriendo una gran dureza. Por lo general el endurecimiento láser da una dureza máxima a la mayoría de los metales [9].

Una de las ventajas del tratamiento con láser es la posibilidad de tratar únicamente cierta zona deseada, debido a la dirigibilidad del haz y a su pequeño diámetro. Así es posible realizar en el mismo metal una distribución periódica de zonas blandas y duras si se requiere, con ello las zonas blandas absorben el desgaste mecánico en tanto que en las zonas duras, la superficie de apoyo permanece sin ninguna modificación [6].

3.3.1.3.2 Aleación Superficial. Este proceso ha sido posible gracias al desarrollo de fuentes láser. El proceso consiste en disponer el material de la aleación sobre la pieza a tratar, ya sea en forma de polvo, láminas o varillas, y luego, sobre este sistema se hace incidir el haz láser, el cual debe tener una intensidad alta, ya que debe generar una alta temperatura y el gradiente térmico que exige la aleación.

Con este tratamiento el material añadido se funde y se difunde por las capas adyacentes de la capa base. El enfriamiento brusco determina la microestructura fina de las capas aleadas [6].

Con esta técnica de tratamiento se obtiene una gran calidad en las piezas,

quienes contienen propiedades no comunes como mayor dureza, resistencia al calor, a las deformaciones, etc; además, el material no aprovechado es muy poco.

3.4 DEDUCCIÓN DEL PROBLEMA DE LA PROPAGACIÓN DE CALOR

3.4.1 Caso general

Si se tiene una barra metálica, térmicamente aislada por los lados y se comienza a calentar de una manera no uniforme, el proceso de conducción de calor se efectúa de las partes más calientes a las menos calientes, esto por efecto de la conductividad térmica.

En el caso más simple, cuando no hay flujos de afuera y los extremos de la barra están también térmicamente aislados, la temperatura cambiante en los puntos de la barra en el transcurso del tiempo se estabilizará, y como resultado final, se mantiene constante en toda la barra. Si es posible el intercambio térmico con el medio a través de los extremos de la barra, o en ciertas partes de la barra se desprende o absorbe calor en determinada cantidad, entonces la distribución de temperatura se complica [15].

En el problema lineal de la propagación de calor, se toma la barra lo suficientemente fina como para que en cualquier instante pueda considerarse la temperatura igual en todos los puntos de un corte transversal. Si como eje del cilindro se toma el de las abscisas, la temperatura u es una función de las coordenadas x y t , es decir del espacio y del tiempo. Para un valor fijo de t , la función $u(x, t)$, representa la temperatura de los puntos de la barra en un instante dado; la derivada parcial $\frac{\partial u}{\partial x}$ expresa, en este caso, la variación de la temperatura en dirección del eje $0-x$. Si se fija ahora la abscisa x , entonces $u(x, t)$ representa la ley de variación de la temperatura en una sección dada de la barra, en función del tiempo transcurrido.

La deducción de la ecuación diferencial de calor se basa en las siguientes formulaciones:

- 1) La cantidad de calor Q que es necesario comunicar a un cuerpo homogéneo para elevar su temperatura en Δu , es igual a

$$Q = c\rho V\Delta u \quad (3.10)$$

donde, V es el volumen del cuerpo, ρ es la densidad, y c el calor específico del cuerpo.

- 2) La cantidad de calor Q_e que pasa durante un intervalo de tiempo Δt por la

sección transversal de la barra (flujo térmico), es proporcional al área de la sección, a la velocidad de variación de la temperatura en dirección de la perpendicular a la sección transversal y al intervalo de tiempo Δt , es decir, es igual a

$$Q_e = -kS \frac{\partial u}{\partial x} \Delta t \quad (3.11)$$

siendo S el área de la sección de la barra, k el coeficiente de conductividad térmica.

La formulación enunciada, ecuación (3.11), es la que se conoce como Ley de Fourier de la termodinámica.

Separando un trozo de barra, limitado por las secciones transversales con abscisas x y $x+\Delta x$, se establece la ecuación de balance de calor para la barra. De acuerdo a la ecuación (3.11), la cantidad de calor Q_i que pasa por la sección transversal con abscisa x durante un tiempo Δt , es igual a

$$Q_i = -kS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \Delta t \quad (3.12)$$

Si se desprecian las magnitudes infinitesimales de orden superior, entonces el valor de la derivada parcial por x en el punto $x+\Delta x$, es igual a

$$\frac{\partial u}{\partial x} + d_x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x \quad (3.13)$$

por esta razón, la cantidad del flujo calorífico Q_f que sale por la sección con abscisa $x+\Delta x$ es igual a

$$Q_f = -kS \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x \right) \Delta t \quad (3.14)$$

Tomando la diferencia de las cantidades del flujo calorífico que entran y salen del cuerpo, se obtiene la cantidad de calor ΔQ , comunicado al trozo de barra considerado durante el tiempo Δt

$$\Delta Q = -kS \frac{\partial u}{\partial x} \Delta t + kS \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \Delta t = kS \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Delta x \Delta t \quad (3.15)$$

De otra parte, en el mismo intervalo de tiempo Δt , la temperatura ha cambiado en una magnitud $\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)\Delta t$, por tanto de acuerdo con (3.10), la cantidad de calor comunicada es igual a

$$\Delta Q = c\rho S\Delta x \frac{\partial u}{\partial t} \Delta t \quad (3.16)$$

El volumen V es igual a $S\Delta x$.

Igualando las expresiones (3.15) y (3.16) para ΔQ y simplificando por el factor $S\Delta x\Delta t$, se establece la ecuación

$$c\rho \frac{\partial u}{\partial t} = k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3.17)$$

Ahora, nombrando

$$a = \frac{k}{c\rho} \quad (3.18)$$

se obtiene la ecuación unidimensional de conducción del calor

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3.19)$$

3.4.2 Propagación de calor en la interacción láser – metales (caso particular)

Ahora, se harán las consideraciones correspondientes al caso en particular, ya que el interés en ver cual es el comportamiento de la temperatura en un metal cuando éste es irradiado por un haz láser.

En el momento en que el láser incide sobre un metal, la energía del láser se transforma en energía térmica, la que es la directamente responsable de los cambios en el material. El proceso de calentamiento de metales con láser se involucran parámetros como la densidad de potencia, el tiempo que dura la interacción, la distancia a la cual se encuentra ubicado el haz láser con respecto a la pieza de trabajo, y parámetros propios del metal tal es el caso de la absorptividad que indica el porcentaje de energía que es capaz de absorber durante el proceso, el calor específico y la difusividad térmica [8].

La conducción es el fenómeno de transporte de calor predominante en este proceso, por ende la ecuación 3.19 es aplicable en este proceso.

Para realizar la simulación, se toman dos soluciones de la ecuación 3.19, considerando que se irradia la placa metálica inicialmente con una fuente puntual y el segundo caso con una fuente gaussiana.

Cuando la fuente es puntual, la temperatura es de la forma

$$u(x, y, z, t) = \frac{q_0}{4\rho C_p \sqrt{(\pi\alpha)^3}} e^{-\frac{r^2}{4\alpha t}} \quad (3.20)$$

donde $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ es la profundidad de la pieza donde se observa la variación de la temperatura, ρ corresponde a la densidad del metal, C_p es el calor específico, α es la difusividad térmica, t es el tiempo en el cual se va a observar el cambio de temperatura, $q_0 = APt_p$, aquí A representa el valor de la absorptividad del metal, P es la potencia del láser y t_p es el tiempo del pulso.

En el caso de que la fuente no sea puntual sino de tipo gaussiano, la temperatura está dada por

$$u(r, z, t) = \frac{q_g r_0^2}{\rho C_p \sqrt{\pi\alpha} (4\alpha t + r^2)} e^{-\left(\frac{z^2}{4\alpha t}\right)} e^{-\left(\frac{r^2}{4\alpha t + r_0^2}\right)} \quad (3.21)$$

donde r_0 es el radio del haz láser, z es la distancia dentro de la pieza en la que se va a observar el cambio de temperatura y $q_g = AI t_p$ es el flujo gaussiano para el que I es el valor de la intensidad del rayo.

Para observar el comportamiento de la temperatura cuando incide sobre una placa metálica un haz láser, se trabajará con los metales que se mencionan en la tabla 3.5.

Tabla 3.5 Propiedades características de algunos metales

METAL	A	ρ (Kg / m ³)	C_p (KJ / Kg °K)	α (m ² / s)
Aluminio	0.15	2.702	896	97.5 x 10 ⁻⁶
Hierro	0.64	7.870	452	22.8 x 10 ⁻⁶
Níquel	0.36	8.900	446	22.9 x 10 ⁻⁶
Cobre	0.25	8.933	383	116.6 x 10 ⁻⁶
Plata	0.13	10.500	234	173.8 x 10 ⁻⁶

Fuente: Handbook of laser materials processing.

Los láseres con los que se va a realizar la simulación y sus potencias respectivas se enumeran en la tabla 3.6

Tabla 3.6 Algunos láseres y sus características

LASER	POTENCIA (W)
He – Ne	100×10^{-3}
CO ₂	2000
Nd : YAG	1100
Colorantes	5

Fuente: Hand book of optics Vol I.

Además, el tiempo de pulso empleado para esta simulación es de 0.0001 segundos, tiempo en el cual existirá calentamiento más no cambios de fase.

Inicialmente se muestran las gráficas obtenidas cuando se irradia la muestra metálica con una fuente puntual, se observará el comportamiento de la temperatura a 0.015, 0.02 y 0.025 m de profundidad en la placa.

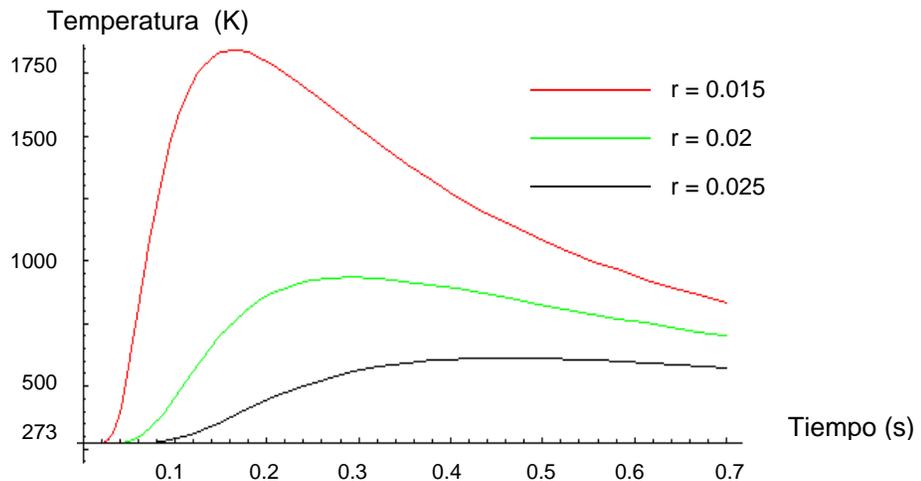


Figura 3.5 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de hierro

La figura 3.5 muestra que se presenta un aumento de temperatura considerable, la potencia del haz de CO₂ y su longitud de onda son las principales causantes de este fenómeno, además las características del hierro como la absorptividad que representa el porcentaje de energía que absorberá en el proceso, tiene un valor grande ya que es de 0.64 lo que indica que el 64% de la energía que incide sobre él va a ser absorbida.

En adelante se muestran las curvas resultantes de irradiar otros metales, bajo las mismas consideraciones; los valores de temperatura alcanzados van a ser menores, ya que las características propias de cada metal así lo implican.

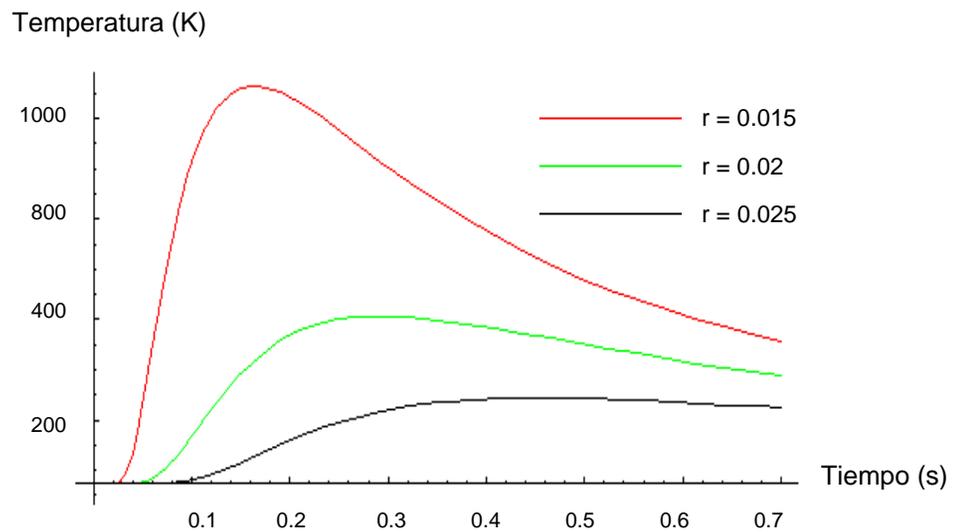


Figura 3.6 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de níquel

Observando la figura 3.6 la temperatura máxima alcanzada es de 1075 K, que es menor que la temperatura alcanzada por el hierro; aunque las características del láser son las mismas, y las condiciones también, el porcentaje de energía absorbida para este caso es del 36%.

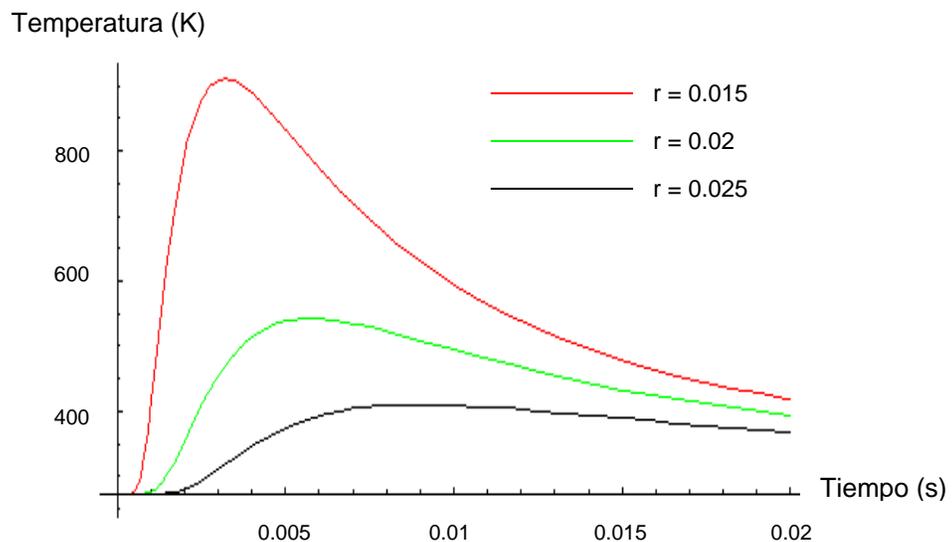


Figura 3.7 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de cobre

En este caso se observa que el valor de temperatura alcanzado es menor y

además se presenta un descendimiento del valor de la temperatura más rápido en comparación con los dos casos anteriores.

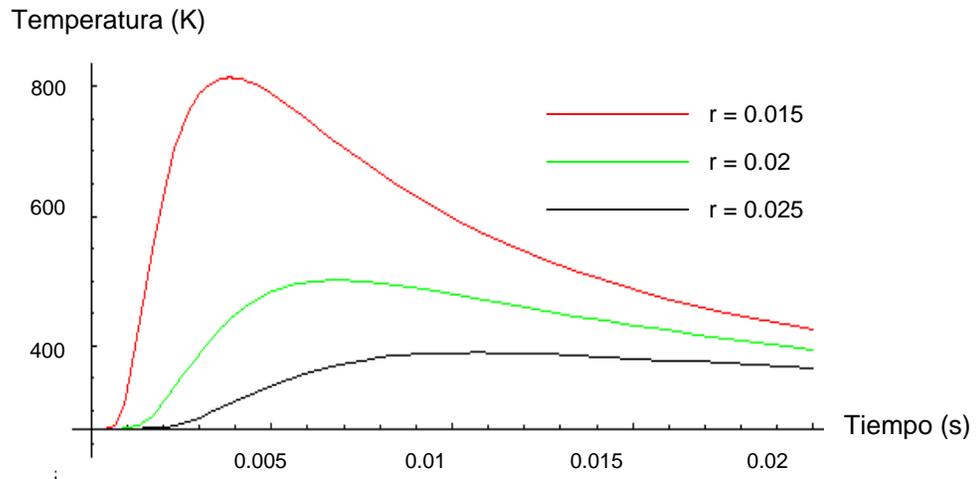


Figura 3.8 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de aluminio

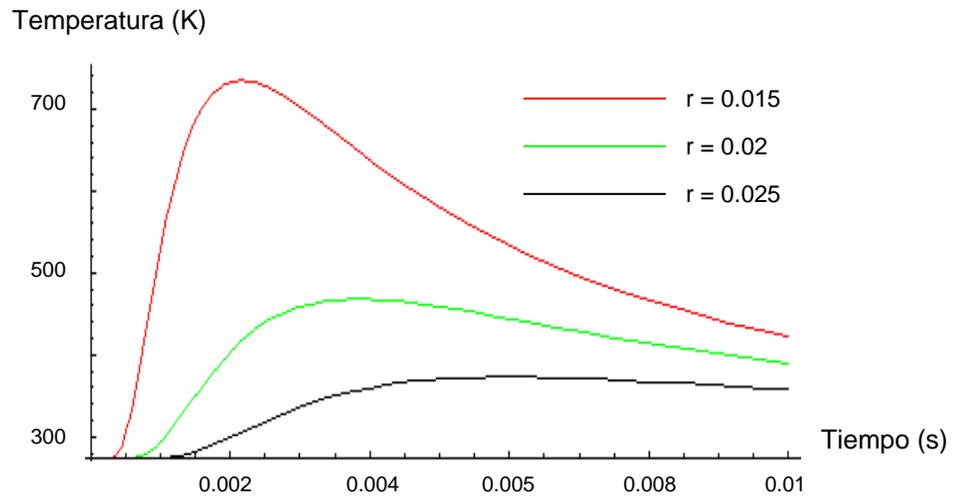


Figura 3.9 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de plata

Ahora, cambiando el láser de CO₂ por un láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia y realizando la simulación bajo las mismas consideraciones se obtienen las siguientes curvas de distribución de temperatura:

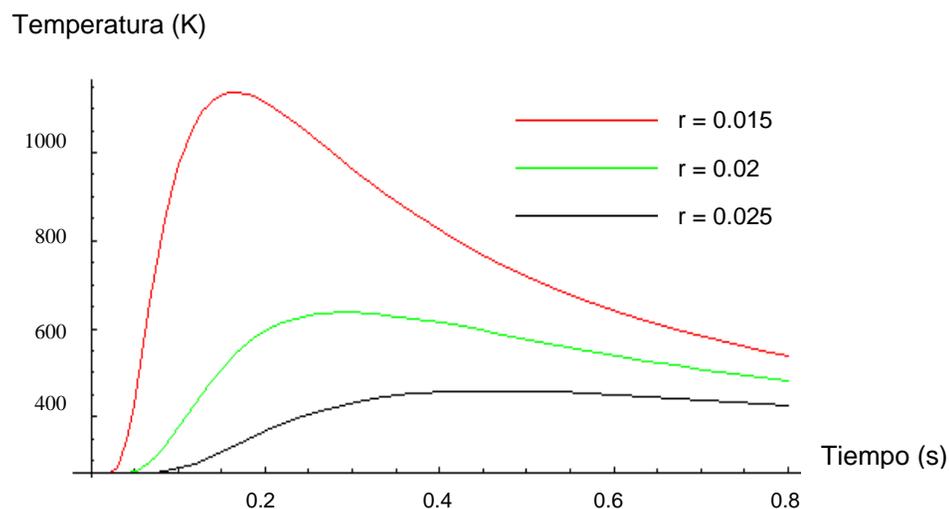


Figura 3.10 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W potencia) sobre una placa de hierro

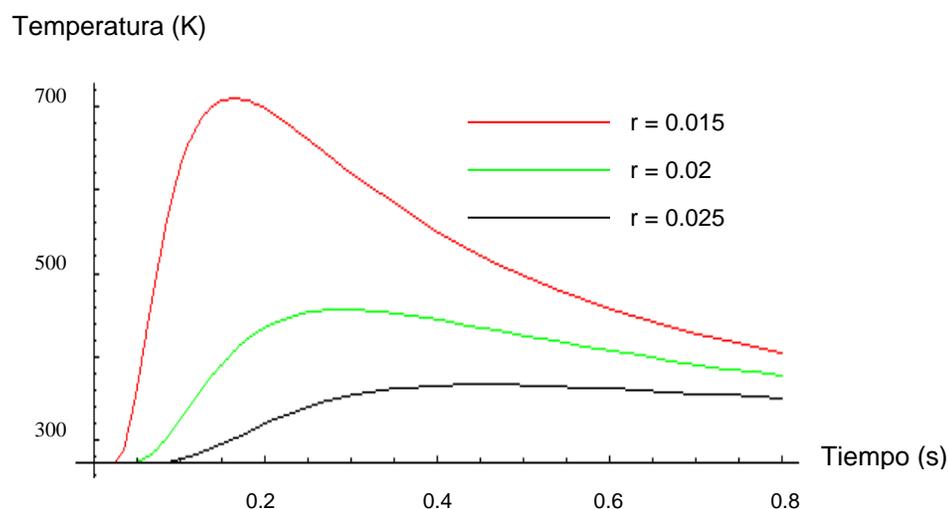


Figura 3.11 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de níquel

La forma de la curva de distribución es similar, pero el valor de la temperatura alcanzada en este caso es menor que cuando se realiza el procedimiento con el láser de CO₂ ya que el valor de la potencia es menor para el láser de Nd:YAG.

De igual manera, en las gráficas que se muestran a continuación, los valores de temperatura alcanzados durante el proceso son menores que los anteriores.

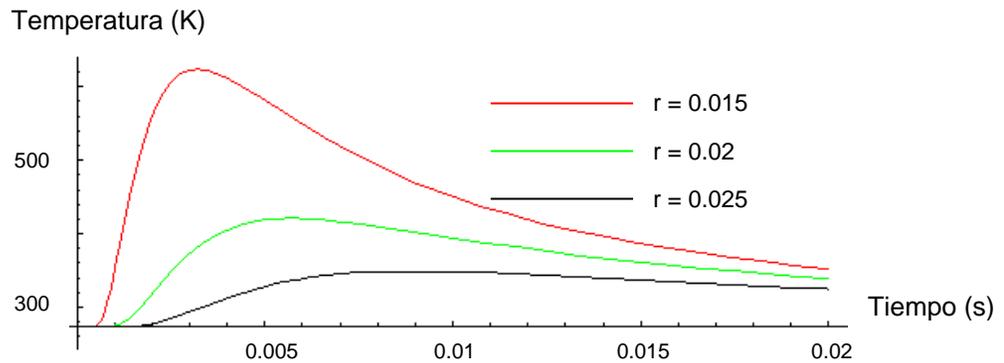


Figura 3.12 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de cobre

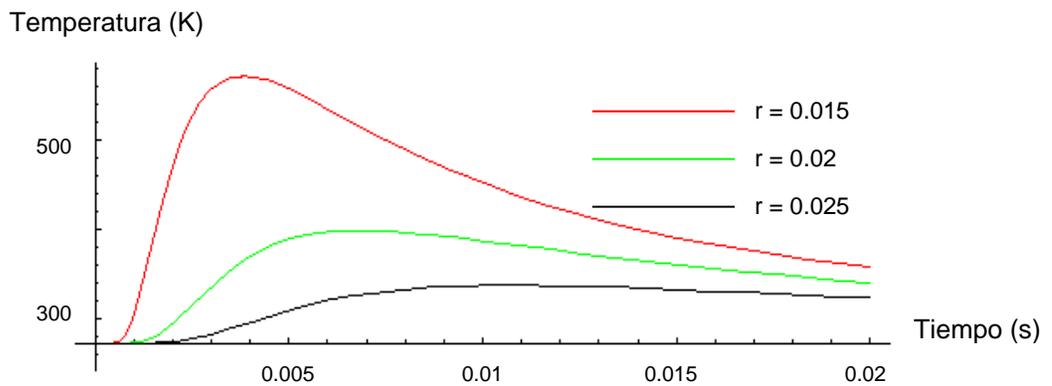


Figura 3.13 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de aluminio

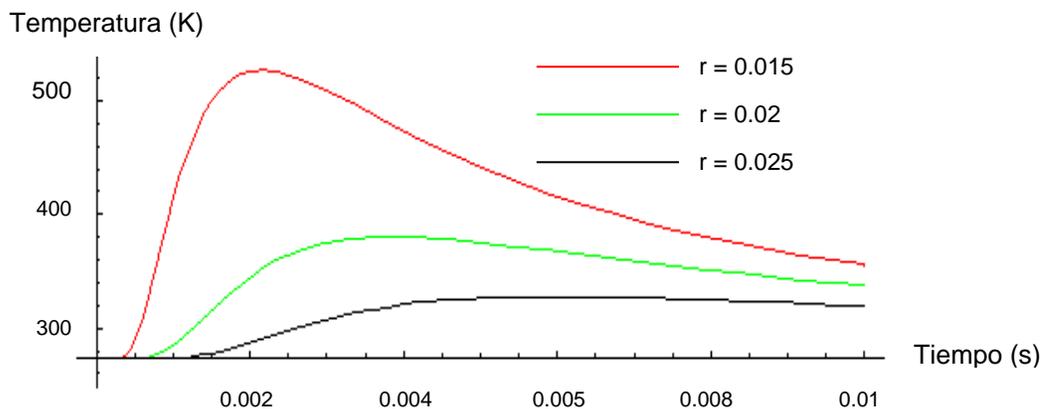


Figura 3.14 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente puntual (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de plata

Al realizar la simulación usando los láseres de colorantes de 5 W de potencia y el de He – Ne de 1×10^{-3} W no generan un cambio de temperatura considerable, no se alcanza a percibir gráficamente ya que el incremento es de décimas de grado.

Haciendo ahora el mismo procedimiento pero usando una fuente gaussiana se obtienen las siguiente curvas de temperatura:

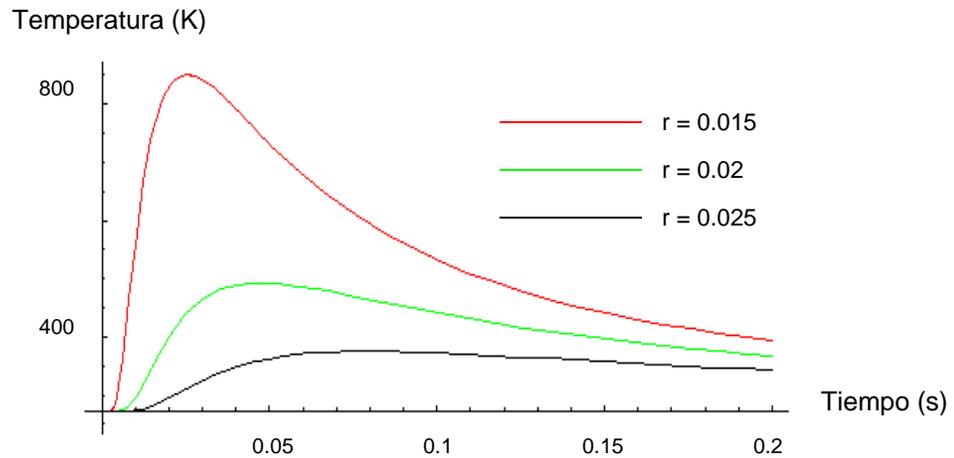


Figura 3.15 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de hierro

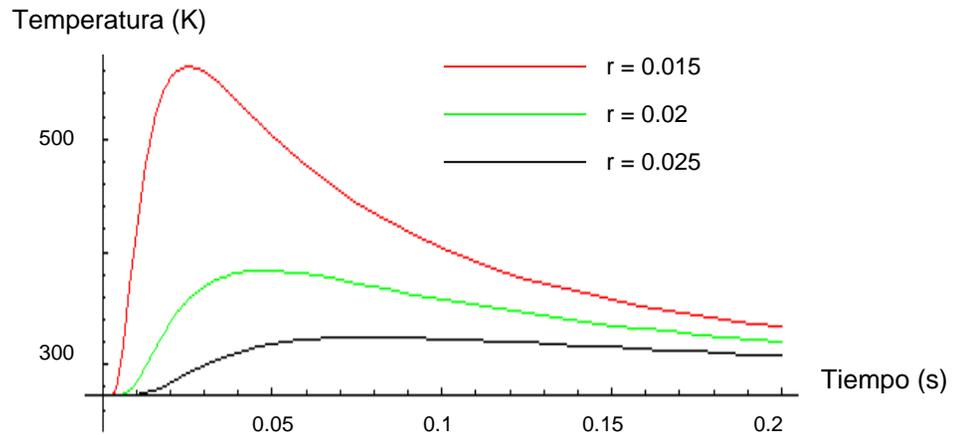


Figura 3.16 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de níquel

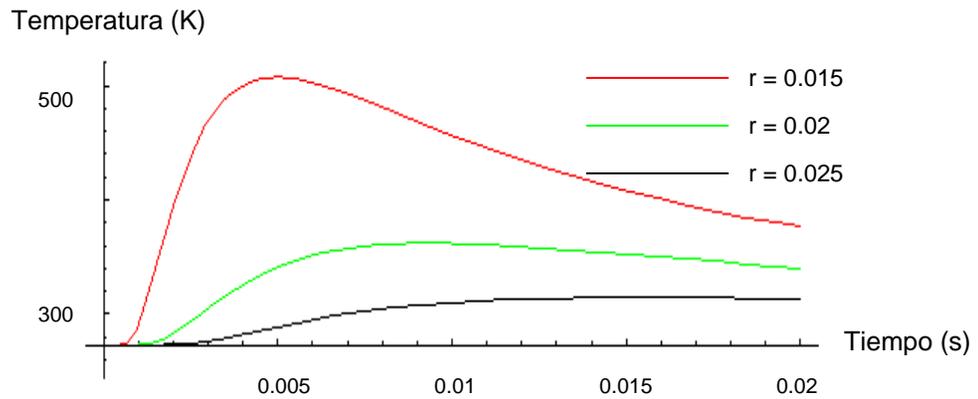


Figura 3.17 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de cobre

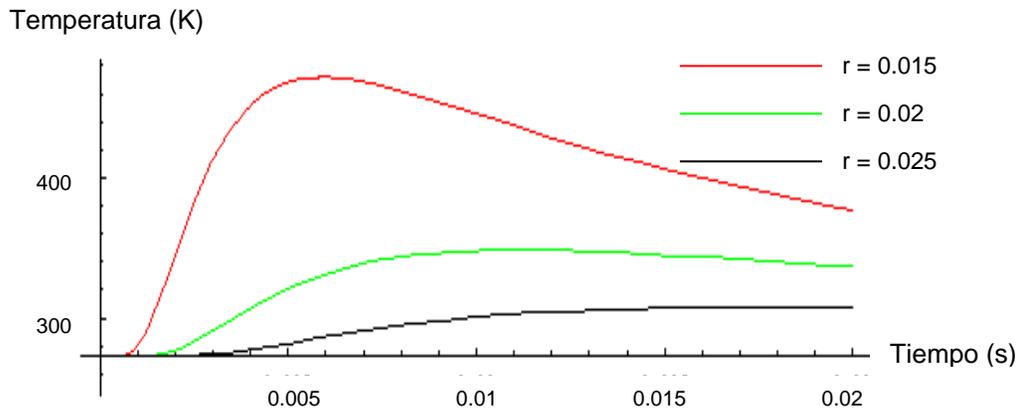


Figura 3.18 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de aluminio

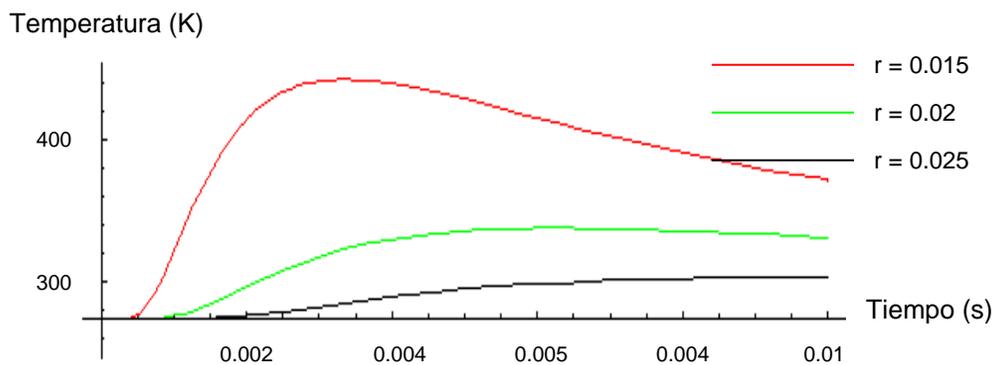


Figura 3.19 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de CO₂ de 2000 W de potencia) sobre una placa de plata

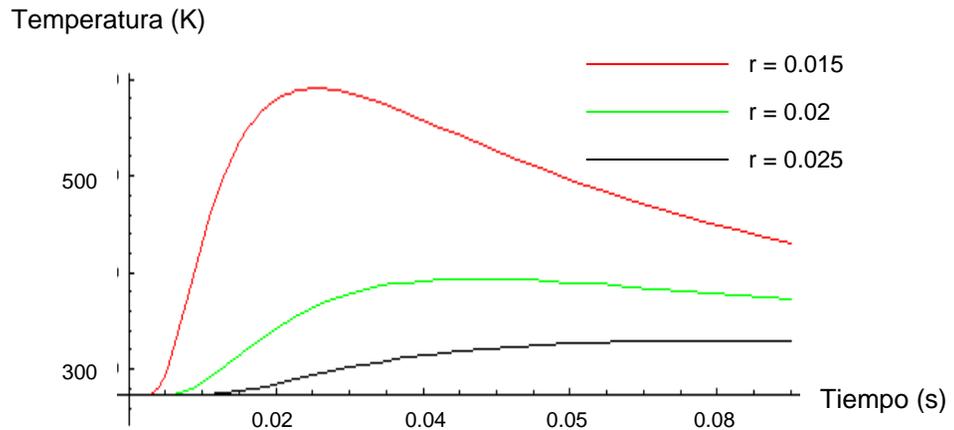


Figura 3.20 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de hierro

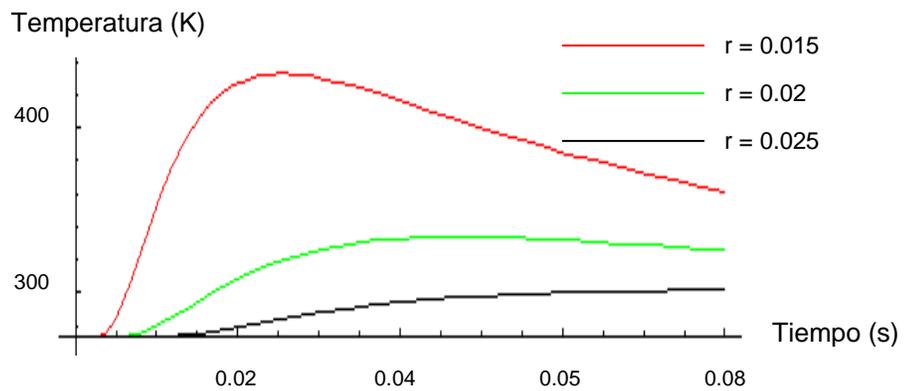


Figura 3.21 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de níquel

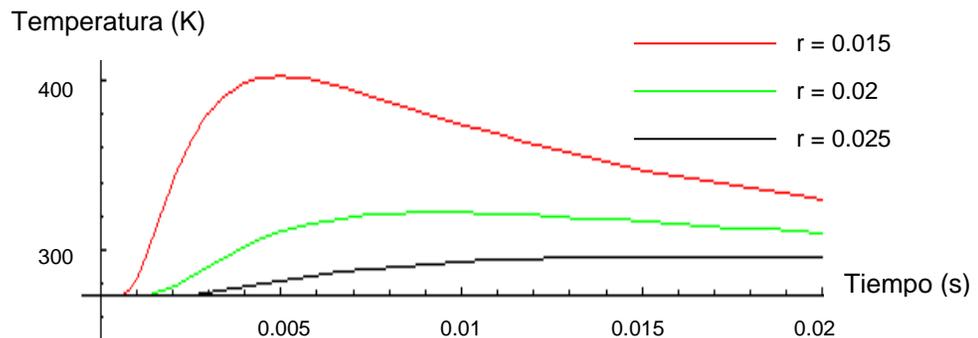


Figura 3.22 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de cobre

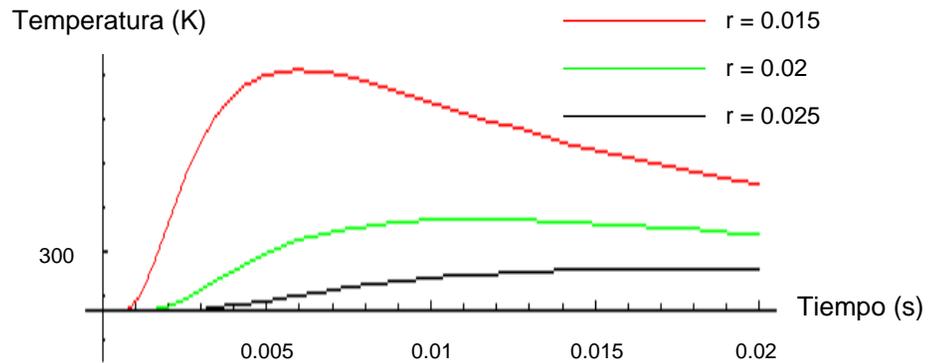


Figura 3.23 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de aluminio

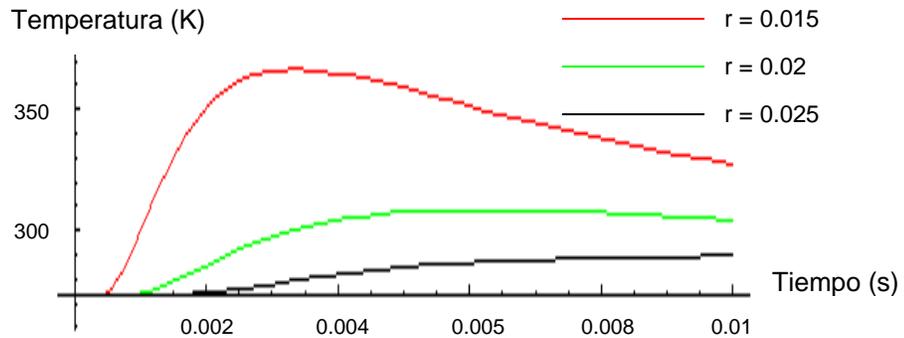


Figura 3.24 Curvas de temperatura correspondientes a la radiación de una fuente gaussiana (láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia) sobre una placa de plata

Observando las gráficas de distribución de temperatura que se tienen cuando se irradia la muestra metálica con una fuente gaussiana, se tiene que los valores de temperatura alcanzados son menores que al irradiar la muestra con una fuente puntual, éste resultado se debe a que en este caso la distribución de la energía que tiene el rayo láser se realiza en una región más grande.

Por otro lado, al igual que en el caso de la fuente puntual, usando el láser de CO₂ de 2000 W de potencia se alcanzan mayores temperaturas, con el láser de Nd:YAG de 1100 W de potencia también se logran temperaturas apropiadas para el procesamiento de metales; con los láseres de colorantes y He – Ne no se obtienen incrementos de temperatura apreciables.

CONCLUSIONES

- La múltiple aplicabilidad que tienen los dispositivos láser, debido a sus características únicas para una fuente de luz, generan la necesidad de poder moldear el haz de tal manera que se adapte a las condiciones que los procesos establezcan, el modelado del rayo puede ser espacial o temporal.
- Para el caso del tratamiento térmico de metales, debido a que se requieren pulsos o radiaciones de alta potencia se pueden implementar técnicas como *Q-switching*, o amarre de modos, ya que con ellas se obtiene pulsos grandes en potencia y de poco tiempo de duración que es justamente lo que se necesita para esta aplicación.
- Inicialmente se observa que al irradiar la muestra metálica con una fuente puntual se alcanzan valores de temperatura mayores que al ser irradiada con una fuente gaussiana, ya que en la fuente puntual se tienen mayor concentración de energía en un área menor, mientras que en la fuente gaussiana la energía se distribuye en un área mayor.
- De acuerdo con la simulación, los láseres aptos para realizar procesamiento de metales con láser son los de CO₂ y Nd:YAG ya que tienen la potencia y la longitud de onda apropiadas para estos procedimientos, cuando se realiza el proceso con láseres como el de He-Ne y el de colorantes, se logran aumentos de temperatura que no se perciben, fenómeno ocurre debido a la baja potencia que proporcionan este tipo de dispositivos.
- El metal que adquiere una temperatura mayor durante el proceso es el hierro, este hecho se debe a sus propiedades características, ya que es el que presenta un mayor valor de absorptividad y menor valor de difusividad.
- Las ventajas que ofrece el láser en comparación con otro tipo de técnicas empleadas para realizar corte, soldadura y tratamiento de superficie en los metales, son la alta focalización, la baja distorsión del haz y la gran calidad de los resultados obtenidos, aunque existen algunos inconvenientes con respecto a costos ya que se requiere hacer una inversión muy grande y además la falta de personal calificado para operar este tipo de sistemas hace que sea sub utilizado e incluso que no se logren los resultados óptimos.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] **HETCH Eugene**, Óptica. Tercera Edición. Addison Wesley Iberoamericana, Madrid, 2002.
- [2] **Grupo de Ingeniería Compañía Coherent**, Lasers, Operation, Equipment, Applications and Desing. Mc Graw Hill Book Company. 1985.
- [3] **Sociedad americana de óptica**, Handbook of optics Vol I, Fundamentals, techniques and desing. Segunda edición. Mc Graw Hill, 1995.
- [4] **MADRID J**, Historia de la termografía. Revista Mundo Electrónico Colombiano No. 26. 1994.
- [5] **CIOP**, Láser y óptica en ingeniería.
- [6] **BACHS L, CUESTA J, CARLES N**, Aplicaciones industriales del láser. Marcombo, 1988.
- [7] **Instituto americano del láser**, Handbook of laser materials processing. Magnolia Publicidad, 2001.
- [8] **STEEN William**, Laser material processing. Springer - Verlag, 1991.
- [9] **CHAIMOWICZ Jca**, Ondas luminosas, Introducción a la tecnología opto - electrónica. Paraninfo, Madrid 1990.
- [10] **Sociedad americana de óptica**, Handbook of optics Vol II, Devices, measurements, and properties. Segunda edición. Mc Graw Hill, 1995.
- [11] **SALEH A, BAHAA E**, Fundamentals of photonics. Wiley interscience, 1991.
- [12] **GUY Albert**, Metalurgia física para ingenieros. Fondo Educativo Interamericano, México 1970.
- [13] **KREITH Frank, BOHN Mark**, Principios de transferencia de calor, Sexta Edición, Thomson Learning.
- [14] **LAILER Keith, MEISER John**, Fisicoquímica. Compañía editorial continental, 1997.
- [15] **CATAÑEDA Abel**, Teoría, problemas y ejercicios sobre ecuaciones diferenciales parciales, Notas de clase, Universidad Nacional de Medellín, Mayo 1978.

