

**Centro de Investigación Científica y de
Educación Superior de Ensenada**



**CONSTRUCCION Y CARACTERIZACION DE UN
LASER DE CO₂ DE GUIA DE ONDA EXCITADO
POR RF**

**TESIS
MAESTRIA EN CIENCIAS**

JESUS FERNANDO MONJARDIN LOPEZ

ENSENADA, B. C., AGOSTO DEL 2000.

TESIS DEFENDIDA POR

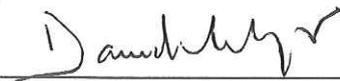
Jesús Fernando Monjardín López

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Ricardo Villagómez Tamez

Director del Comité



Dr. David Salazar Miranda

Miembro del Comité



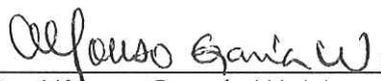
Dr. Mikhail Shlyagin

Miembro del Comité



M.C. Carlos Duarte Muñoz

Miembro del Comité



Dr. Alfonso García Weidner

Miembro del Comité



Dr. Eugenio Méndez Méndez

*Jefe del Departamento de
Óptica*



Dr. Federico Graef Ziehl

Director de Estudios de Posgrado

07 de Agosto del 2000

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA

DEPARTAMENTO DE ÓPTICA

CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE UN LASER DE CO₂ DE GUIA DE ONDA EXCITADO POR RF.

TESIS

que con el objeto de cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS presenta:

Jesús Fernando Monjardín López

Ensenada Baja California, México. Agosto del 2000.

“Esta copia de tesis es distribuida bajo la condición que cualquiera que la consulte entiende y reconoce que los derechos de autor (Copyright) pertenecen a su autor y que ninguna sección ni información derivada de ella puede publicarse o reproducirse sin el previo permiso por escrito del autor o la institución (según sea conveniente).”

RESUMEN de la tesis de **Jesús Fernando Monjardín López**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA. Ensenada, Baja California, México. Agosto del 2000.

CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE UN LASER DE CO₂ DE GUÍA DE ONDA EXCITADO POR RF.

Resumen aprobado por:



Dr. Ricardo Villagómez Tamez
Director de Tesis

Este trabajo trata sobre la construcción y caracterización de un láser de CO₂ de guía de onda excitado por RF compacto, el cual no requiere de flujo de gas y funciona a temperatura ambiente.

El desarrollo de los láseres de CO₂ ha tenido un gran avance desde que Patel construyó el primero en 1964, hasta nuestros días. Nosotros hemos construido y caracterizado un láser de CO₂ de guía de onda el cual esta excitado por descargas de RF en lugar de las descargas comunes de DC. Funciona a temperatura ambiente y no requiere de flujo de gas, es compacto y muy eficiente, hemos alcanzado una eficiencia máxima del 11.33% utilizando una mezcla de gases en proporción de 1:1:2.7:0.3 (Torr) compuesta por CO₂:N₂:He:Xe a una presión de 44 Torr. Se emplea una guía de onda cuadrada de 3x3 mm de sección transversal que esta compuesta por las superficies de los dos electrodos de aluminio separadas por dos piezas de vidrio las cuales forman las paredes laterales de la guía de onda. El haz de salida del láser tiene un factor de calidad $M^2=1.12$ lo cual esta muy cerca del factor de calidad ideal.

Palabras clave: Láser, Guía de onda, excitación.

Abstract of the thesis presented by **Jesús Fernando Monjardín López** as a partial requirement to obtain the Master of Science Degree in Optics. Ensenada, Baja California, México, August 2000.

CONSTRUCTION AND CHARACTERIZATION OF AN RF EXCITED CO₂ WAVEGUIDE LASER.

Approved by:



Dr. Ricardo Villagómez Tamez

This work deals with the construction and characterization of a compact RF excited CO₂ waveguide laser, which does not require gas flux and work at room temperature.

The development of CO₂ lasers have been growing up since the construction of the first CO₂ laser by Patel in 1964, until now. We have constructed and characterized a CO₂ waveguide laser excited by RF discharges instead of common DC discharges. It works at room temperature and does not require gas flux, it is compact and efficient. We have reached an 11.33% maximum efficiency using a gas mixture of CO₂:N₂:He:Xe and ratio of 1:1:2.7:0.3 (Torr), at a pressure of 44 Torr. The waveguide is 3x3 mm cross section which is compound by the electrode surfaces and separated by two pieces of glass that form the waveguide lateral walls. The output beam has a quality factor $M^2=1.12$ which is close to the ideal quality factor value.

Key words: Laser, waveguide, excitation.

Dedicatoria:

A mi amada esposa Yuni

a mis padres, Dora Luz y José María

y a la memoria de mi abuelo José María

AGRADECIMIENTOS

A dios por permitirme existir.

Al Dr. Ricardo Villagómez Taméz por brindarme su apoyo y su amistad durante esta etapa de mi vida.

A mi esposa por brindarme su cariño y comprensión así como su apoyo incondicional en todo momento.

A mis padres por haberme criado con amor y haberme guiado hacia los caminos del bien y la esperanza.

A mi abuelo[†] que desde donde este podrá ver que sus regañíos y sus sabios consejos nunca fueron en vano.

Existen muchas personas, amigos familiares y compañeros que seria muy largo enlistar pero que tienen un lugar especial en mi mente y mi corazón, gracias por estar conmigo.

A todos quienes con su trabajo y apoyo contribuyeron para la realización de este proyecto, GRACIAS!!

También quiero agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico sin el cual no habría sido posible el comienzo y conclusión de este trabajo.

CONTENIDO

PÁGINA

CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE UN LÁSER DE CO₂ DE GUÍA DE ONDA EXCITADO POR RF.

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

I.1 Objetivo	1
I.2 Organización de la tesis	2
	3

CAPÍTULO II

TEORIA BÁSICA DE LÁSERES

II.1 Emisión espontánea	4
II.2 Absorción	5
II.3 Emisión estimulada	5
II.4 Resonadores ópticos	6
II.5 Medio amplificador	7
II.6 Inversión de población	10
II.7 Fuente de excitación	10
II.8 Condiciones para la oscilación láser	11
II.8.1 Condición de ganancia	12
II.8.2 Condición de fase	12
II.9 Láser de CO ₂	13
II.9.1 Niveles de energía y transiciones láser en el CO ₂	13
II.9.2 Excitación de la molécula de CO ₂	14
II.9.3 Gases auxiliares	15
	17

CAPÍTULO III

LÁSERES DE CO₂ DE GUÍA DE ONDA EXCITADOS POR RF

III.1 Tecnologías de excitación	18
III.1.1 Excitación óptica	19
III.1.2 Excitación química	19
III.1.3 Excitación eléctrica	20
III.1.3.1 Excitación por dc o ac (baja frecuencia)	20
III.1.3.2 Excitación por RF y microondas	21
III.2 Tecnología de excitación por RF	21
III.3 Circuito equivalente de la guía de onda	28
III.3.1 Fuente de potencia y circuito de acoplamiento	28
III.3.2 Barra de alimentación	29
III.3.3 Estructura de la guía de onda	29
III.4 Circuito acoplador de impedancias	33
III.5 Láseres de guía de onda	35
III.5.1 Principios básicos de guiado de ondas	36
III.6 Medición de la calidad del haz (Factor M ²)	36
	37

CONTENIDO (CONTINUACIÓN)	PÁGINA
CAPÍTULO IV	
RESULTADOS Y DISCUSIÓN	39
IV.1 Resonador empleado	40
IV.2 Fuente de excitación	40
IV.3 Pruebas de ionización	41
IV.4 Alineación del sistema	42
IV.5 Mediciones de la potencia de salida contra presión	43
IV.6 Construcción del circuito de acoplamiento	45
IV.7 Mediciones del perfil y ancho del haz	46
IV.8 Medición de la calidad del haz	49
IV.8.1 Colección de datos y manejo para su interpretación	51
 CAPÍTULO V	
CONCLUSIONES	54
 LITERATURA CITADA	57
 APENDICE A	59
A.1 Esquemático de las piezas	60
A.1.1 Monturas	60
A.1.2 Electroodos	61
A.1.3 Sistema de enfriamiento	62
A.1.4 Soportes	62
A.2 Esquemático de la guía de onda	63
A.3 Esquemático y descripción del contenedor del láser	64

LISTA DE FIGURAS

		Página
Figura 1	Diagrama de niveles de energía.	4
Figura 2	Emisión espontánea de un fotón en el modo de frecuencia ν por una transición atómica del nivel de energía 2 al nivel de energía 1.	5
Figura 3	La absorción de un fotón $h\nu$ permite la transición de un átomo del nivel 1 al nivel de energía 2.	6
Figura 4	La emisión estimulada es un proceso en el cual un fotón de energía $h\nu$ estimula a un átomo a emitir otro fotón igual cuando pasa de un nivel E_2 a un nivel de energía E_1 .	7
Figura 5	Resonadores ópticos: (a) resonador de espejos planos; (b) resonador de espejos esféricos; (c) resonador de anillo; (d) resonador de fibra óptica.	8
Figura 6	Diagrama de estabilidad del resonador. Todos los resonadores simétricos caen sobre la línea $g_2 = g_1$. a) plano ($R_1 = R_2 = \infty$); b) Confocal simétrico ($R_1 = R_2 = -d$); c) concéntrico simétrico ($R_1 = R_2 = -d/2$); d) Plano/Confocal ($R_1 = -d, R_2 = \infty$); e) Cóncavo/convexo ($R_1 < 0, R_2 > 0$).	9
Figura 7	Niveles de energía 1 y 2, junto con los niveles de energía mas altos y bajos que los rodean.	10
Figura 8	Modos vibracionales normales del CO_2 .	16
Figura 9	Niveles de energía de las moléculas de CO_2 y N_2 , y los niveles de transición láser.	16
Figura 10	Esquemático de un láser de guía de onda excitado por RF.	19
Figura 11	Emisión visible de una descarga de RF tipo α , según "Villarreal" [14].	25
Figura 12	Circuito equivalente del láser.	30
Figura 13	(a) Esquemático de la guía de onda plana, (b) Vista transversal y (c) los capacitores que se forman.	

LISTA DE FIGURAS (continuación)

		Página
Figura 14	Inductor con núcleo de aire.	32
Figura 15	Impedancia de la fuente manejando su complejo conjugado y el circuito equivalente resultante.	34
Figura 16	Conexión entre el circuito de acoplamiento y la guía de onda.	35
Figura 17	Curva mostrando M^2 . (Características y ecuaciones que relacionan M^2 con el spot size del haz enfocado).	38
Figura 18	Fotografía del contenedor del sistema de mezclado de gases, mostrando entradas y salidas múltiples.	42
Figura 19	Variación de la potencia de salida contra la presión del gas.	44
Figura 20	Gráfica de la eficiencia de acoplamiento de la potencia suministrada al láser en función de la frecuencia.	47
Figura 21	Detector piroeléctrico empleado, a) Diagrama eléctrico del detector, b) Fotografía del detector.	47
Figura 22	Perfil del haz láser en la posición del mínimo ancho del haz.	48
Figura 23	Mediciones múltiples hechas para medir el M^2 del haz láser.	50
Figura 24	Arreglo experimental para realizar las mediciones múltiples del ancho del haz.	52
Figura 25	Gráfica del ajuste de los datos experimentales con la curva (sólida) teórica dada por la ecuación de propagación de haces gaussianos. Las barras de error representan el error de ajuste entre los valores experimentales y los calculados.	53

LISTA DE TABLAS

		Página
Tabla I	Características del detector piroeléctrico empleado para medir el perfil de haz.	46

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

A principios de los años 50's surgió un dispositivo conocido como el MASER, acrónimo de “Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation”, es como su nombre lo indica, un amplificador de microondas (Duley, 1984). Funcionaba haciendo uso directo de la interacción cuántica de la materia y la energía radiante. Casi inmediatamente después de su aparición, se comenzó a especular sobre si la misma técnica se podría extender a la región óptica del espectro. En 1958 Townes y Schawlow establecieron las condiciones físicas generales que se tendrían que cumplir a fin de lograr la Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación, y en 1960, Theodore H. Maiman anunció la primera operación con éxito de un máser óptico.

LASER es el acrónimo de “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”, y es un dispositivo que emite luz altamente monocromática y coherente. Las partes principales que forman un láser son: *el medio activo o amplificador, el resonador óptico* y *el sistema de excitación*. Existe una gran cantidad de medios activos los cuales pueden ser sólidos, líquidos y gaseosos; respecto al resonador óptico, cabe mencionar que existen muy variadas configuraciones, que pueden ser estables, inestables o estables condicionalmente.

El sistema de excitación puede ser por medio de descargas eléctricas de AC ó DC, por descargas de potencial de RF, por medios ópticos, químicos etc. Dentro de los láseres de gases, está el láser de CO₂ el cual produce luz en el infrarrojo, alrededor de 10.6 μm de longitud de onda. El primer láser de este tipo fue desarrollado por Patel en 1964 (Duley, 1984). De allí en adelante hubo un gran avance en el desarrollo de láseres de CO₂ y a principios de los años 70's se comenzó a utilizar el concepto de láseres de guía de onda. Una década después, a finales de los 70's y principios de los 80's, se introdujo el modo de excitación de descarga transversal por RF, como un mejoramiento en el modo de excitación de los láseres moleculares (Lachambre et al.,1978).

En este trabajo se presentarán los estudios realizados sobre la calidad del haz M² o k del láser de CO₂ de guía de onda excitado por RF construido en este proyecto.

I.1 Objetivo

El objetivo de este proyecto es el de diseñar, construir y caracterizar un láser de CO₂ de guía de onda excitado por RF. Este proyecto va desde el diseño de las partes que componen la guía de onda, las monturas para los espejos del resonador, piezas para el soporte de la guía de onda, así como la construcción de las mismas en los talleres de tecno mecánica y óptica de CICESE, hasta la implementación del sistema en el laboratorio, para obtener la oscilación láser y caracterizar el haz de salida. Dicha caracterización consiste en realizar las mediciones del haz de salida y encontrar el factor de calidad del haz M² para este láser.

I.2 Organización de la tesis

En el capítulo 2 se presenta un resumen de la teoría básica del láser, los fenómenos cuánticos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada, las consideraciones para escoger el resonador que se uso, el medio de amplificación y la forma de excitación del medio de amplificación, la inversión de población, las condiciones que deben cumplirse para que el láser oscile y los principios básicos del láser de CO₂. El capítulo 3 presenta la teoría básica de los láseres de guía de onda, la tecnología de excitación por medio de descargas de RF, los circuitos eléctricos equivalentes para la guía de onda, el diseño del circuito de acoplamiento de impedancias entre la fuente de RF y la guía de onda, los principios básicos del guiado de ondas y la definición de la calidad de luz M^2 . El capítulo 4 trata de los resultados obtenidos en este proyecto y las discusiones a que dichos resultados dieron lugar. En el capítulo 5 se presentan las conclusiones del trabajo y una propuesta de actividades posteriores para alguien que este interesado en continuar este trabajo. En el apéndice A se presentan los diagramas y esquemáticos de las partes que componen el láser, las cuales fueron construidas en los talleres de tecno-mecánica y óptica de CICESE.

CAPÍTULO II

TEORÍA BÁSICA DE LÁSERES

En un sistema atómico o molecular existen niveles de energía discretos, los cuales se representan por un diagrama de niveles de energía como el que se muestra en la Figura 1. El sistema puede hacer una *transición* entre dos estados por la emisión de un fotón de energía $E = E_2 - E_1$, cambiando un átomo en un nivel de energía E_2 a otro identificado con E_1 . O el proceso inverso, un átomo en el nivel E_1 puede *absorber* un fotón de esta misma energía y ser etiquetado como en el nivel E_2 .

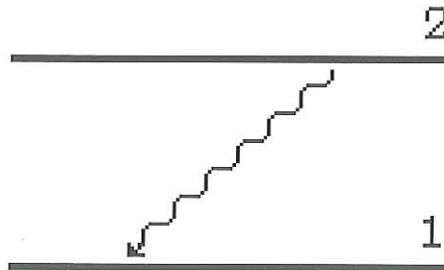


Figura 1 Diagrama de niveles de energía.

Partiendo de la hipótesis cuántica que dice que la energía viene en paquetes discretos, $E = h\nu$, donde $h = 6.63 \times 10^{-34}$ J-s es la *constante de Planck* y ν es la frecuencia de un

fotón, entonces debe haber dos niveles de energía E_2 y E_1 asociados con un átomo, separados por $\Delta E = E_2 - E_1$.

Existen tres formas de interacción posibles que afectan la concentración de átomos en los niveles 2 y 1, emisión espontánea, absorción y emisión estimulada.

II.1 Emisión espontánea

Si un átomo está inicialmente en el nivel de energía más alto, puede caer espontáneamente al nivel de energía más bajo y liberar su energía en forma de fotón (Figura 2). La energía $h\nu$ del fotón se suma a la energía del modo electromagnético existente. El proceso es llamado emisión espontánea porque la transición es independiente del número de fotones que puede haber en el modo.

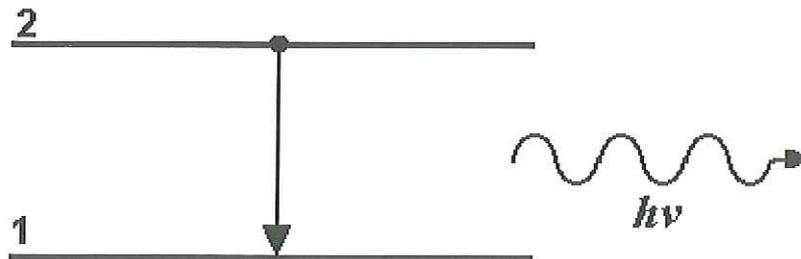


Figura 2 Emisión espontánea de un fotón en el modo de frecuencia ν por una transición atómica del nivel de energía 2 al nivel de energía 1.

II.2 Absorción

Si un átomo está inicialmente en un nivel de energía más bajo y un modo de radiación contiene un fotón, este fotón puede ser absorbido, elevando de esa manera al átomo al nivel

de energía más alto (Figura 3). El proceso es llamado absorción y es una transición inducida por el fotón. Puede ocurrir solamente cuando existe un fotón en el modo.

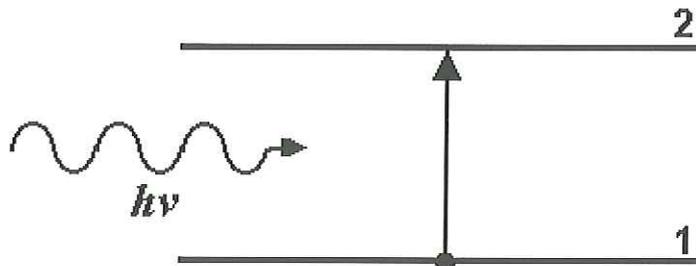


Figura 3 La absorción de un fotón $h\nu$ permite la transición de un átomo del nivel 1 al nivel de energía 2.

II.3 Emisión estimulada

Finalmente, si el átomo está en un nivel alto y el modo contiene un fotón, el átomo puede ser estimulado a emitir otro fotón en el mismo modo. El proceso es conocido como emisión estimulada, es el inverso de la absorción. La presencia de un fotón de frecuencia, dirección de propagación y polarización específica, estimula la emisión de un fotón (“clone”) con las mismas características que el fotón original (Figura 4). Este proceso de amplificación de fotones es el fenómeno fundamental para la operación de los láseres.

En el proceso de *emisión espontánea*, el átomo puede radiar dentro de un ángulo de 4π esteroradianes con cualquier sentido de polarización. En el proceso de *absorción*, la amplitud de la onda decrece. Obviamente, la parte de la onda no absorbida, continua su camino. En la *emisión estimulada*, la amplitud de la onda se incrementa debido a la adición del fotón coherentemente emitido.

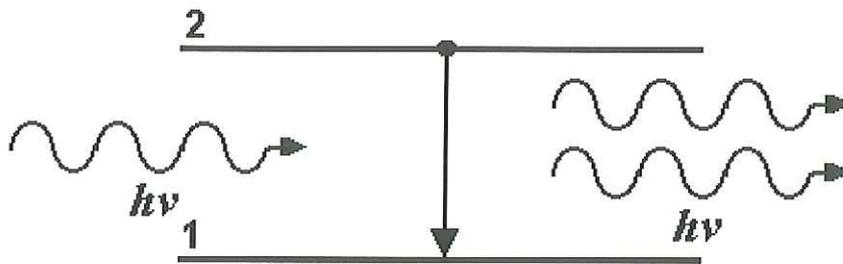


Figura 4 La emisión estimulada es un proceso en el cual un fotón de energía $h\nu$ estimula a un átomo a emitir otro fotón igual cuando pasa de un nivel E_2 a un nivel de energía E_1 .

II.4 Resonadores ópticos

Un resonador óptico es la contraparte de un circuito electrónico resonante, confina y almacena la luz a ciertas frecuencias de resonancia. Se puede ver como un sistema de transmisión con retroalimentación; la luz es reflejada repetidamente dentro del sistema. El resonador más simple comprende dos espejos planos paralelos entre los cuales la luz es repetidamente reflejada con poca pérdida. La Figura 5 muestra las configuraciones típicas de los resonadores ópticos.

La selectividad de frecuencia de los resonadores ópticos los hacen útiles como filtros ópticos o como analizadores de espectros, pero su uso más importante es como contenedor dentro del cual se genera la luz láser. El láser es un resonador óptico conteniendo un medio que amplifica la luz. El resonador determina la frecuencia de oscilación y la distribución espacial del haz láser. Ya que los resonadores tienen la capacidad de almacenar energía, pueden ser usados para generar pulsos de energía láser.

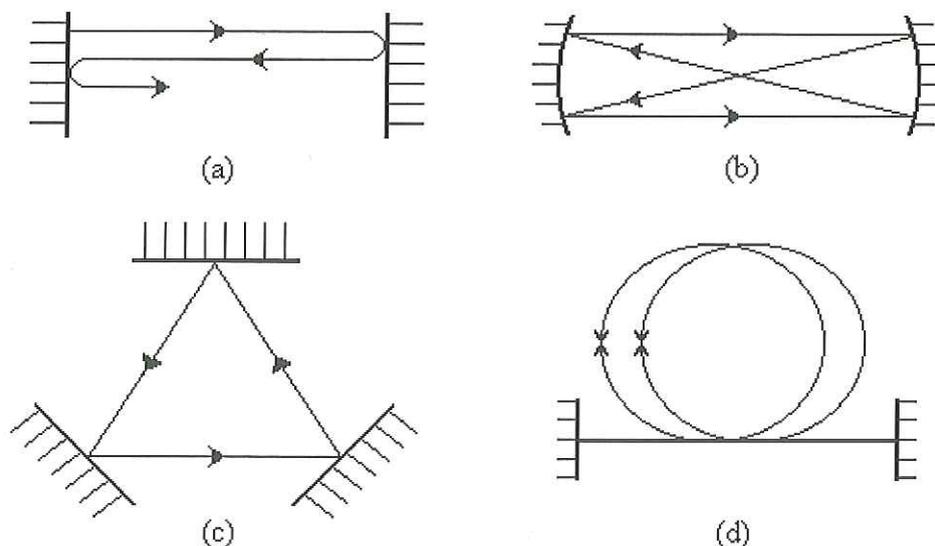


Figura 5 Resonadores ópticos: (a) resonador de espejos planos; (b) resonador de espejos esféricos; (c) resonador de anillo; (d) resonador de fibra óptica.

La estabilidad de un resonador óptico esta dada por la condición de confinamiento, la cual se representa con la siguiente desigualdad

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1, \quad (1)$$

donde $g_1 = (1 - \frac{1}{R_1})$ y $g_2 = (1 - \frac{1}{R_2})$ son llamados los *parámetros g*, y R_1 y R_2 son los radios de curvatura de los espejos. Cuando la condición de confinamiento no se satisface por los parámetros g de la cavidad, se dice que la cavidad es *inestable*. En las fronteras de la condición de confinamiento, esto es, cuando $g_1 g_2 = 0$ o $g_1 g_2 = 1$, se dice que el resonador es condicionalmente estable y por consecuencia pequeños errores en el alineamiento lo convierte en inestable. La Figura 6 muestra la representación gráfica de la condición de confinamiento en la cual se identifican las combinaciones (g_1, g_2) de los parámetros g del resonador como un punto en el diagrama g_1 vs g_2 . La desigualdad del lado izquierdo de (1)

es equivalente a $\{g_1 \geq 0 \text{ y } g_2 \geq 0; \text{ o } g_1 \leq 0 \text{ y } g_2 \leq 0\}$; esto es, que todos los puntos (g_1, g_2) estables tienen que caer en el primer o tercer cuadrantes. La desigualdad del lado derecho significa que los puntos estables (g_1, g_2) tienen que caer en la región limitada por la hipérbola $g_1 g_2 = 1$. El área no sombreada representa la región para la cual ambas desigualdades se satisfacen, indicando que un resonador localizado en esa área es estable.

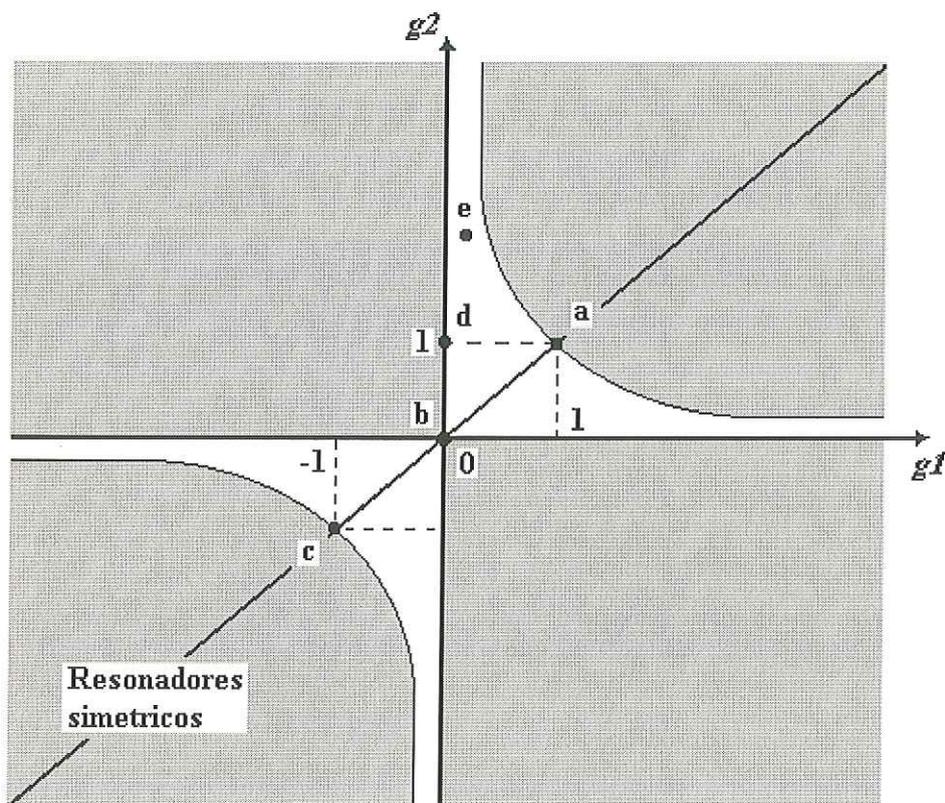


Figura 6 Diagrama de estabilidad del resonador. Todos los resonadores simétricos caen sobre la línea $g_2 = g_1$. a) plano ($R_1 = R_2 = \infty$); b) Confocal simétrico ($R_1 = R_2 = -d$); c) concéntrico simétrico ($R_1 = R_2 = -d/2$); d) Plano/Confocal ($R_1 = -d, R_2 = \infty$); e) Cóncavo/convexo ($R_1 < 0, R_2 > 0$).

II.5 Medio amplificador

La amplificación láser puede llevarse a cabo en una gran variedad de materiales, los cuales pueden ser sólidos (Rubi, Nd^{3+} :YAG, fibra de silicio dopada con Er^{3+} , etc.) líquidos (Dye), gaseosos (CO_2 , Ar^+ , He-Ne, etc). Los sistemas láser generalmente involucran muchos niveles de energía que interactúan e influyen en N_1 y N_2 , que son las poblaciones de la transición de interés, como se ilustra en la Figura 7. Sin embargo los principios de operación de los amplificadores láser se pueden entender clasificando los láseres como sistemas de tres o cuatro niveles.

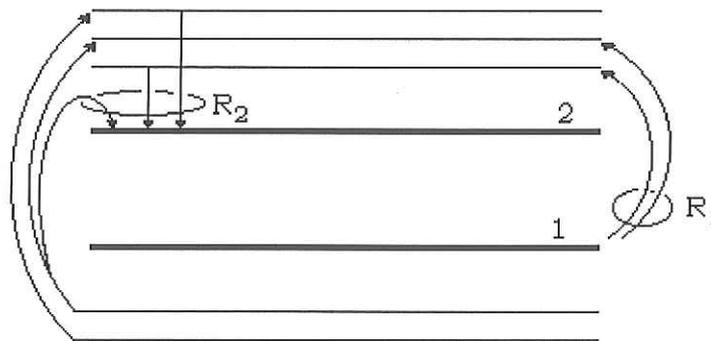


Figura 7 Niveles de energía 1 y 2, junto con los niveles de energía mas altos y bajos que los rodean.

II.6 Inversión de población

Bajo condiciones de equilibrio termodinámico, la población de un nivel de energía dado es siempre mayor que la población de un nivel de energía mas alto. Sin embargo, esto no necesariamente pasa en condiciones de no equilibrio. Un nivel de energía mas alto N_2 puede tener una población mayor que un nivel de energía mas bajo N_1 , donde las densidades de población están siendo creadas por un proceso de bombeo que está

balanceado exactamente por un proceso de pérdidas. Esta condición es conocida como *Inversión de población*.

II.7 Fuente de excitación

Un amplificador láser, al igual que otros amplificadores, requiere de una fuente de potencia externa para proveer la energía que se adicionará a la señal de entrada. El bombeo provee esta potencia a través de mecanismos que excitan los electrones en los átomos, causando que se muevan de un nivel de energía atómico más bajo a uno más alto. Para lograr la amplificación, el bombeo debe proveer de una inversión de población en la transición de interés ($N_0 = N_2 - N_1 > 0$). Sin embargo, el mecanismo de bombeo a menudo envuelve niveles de energía auxiliares diferentes a aquellos que directamente están involucrados en el proceso de amplificación. El bombeo de átomos del nivel 1 al nivel 2 puede lograrse más fácilmente, por ejemplo, bombeando del nivel 1 al nivel 3 y entonces por un proceso natural decaen del nivel 3 para poblar el nivel 2.

El bombeo puede lograrse ópticamente (con una lámpara o láser), eléctricamente (descargas de ac, dc, rf, etc.), químicamente (con una flama), y aún mediante una explosión nuclear para lograr acción láser en rayos x (Duley, 1984). Para una operación de onda continua (CW), la tasa de excitación y decaimiento de todos los niveles de energía que participan en el proceso tienen que estar balanceados para mantener una inversión de población en estado estable para la transición 1- 2.

II.8 Condiciones para la oscilación láser

Para que un láser oscile se tienen que satisfacer dos condiciones, la *condición de ganancia* y la *condición de fase*.

II.8.1 Condición de ganancia

La condición de ganancia determina la mínima diferencia de población, y por lo tanto, el umbral de bombeo requerido para que se lleve a cabo la emisión láser. La iniciación de la oscilación láser requiere que el coeficiente de ganancia de pequeña señal sea mayor que el coeficiente de pérdidas

$$\gamma_0(\nu) > \alpha_r, \quad (2)$$

donde el coeficiente de ganancia de pequeña señal $\gamma_0(\nu)$ es proporcional a la densidad de la diferencia de población en equilibrio N_0 , la cual se incrementa con la tasa de bombeo. Existe una condición en la diferencia de población para la oscilación láser

$$N_0 > N_t, \quad (3)$$

donde

$$N_t = \frac{2\pi\alpha_r}{\lambda^2} = \frac{2\pi}{\lambda^2 c \tau_p}, \quad (4)$$

es llamada la diferencia de población de umbral, la cual es proporcional al coeficiente de pérdidas α_r y determina la mínima tasa de bombeo para la iniciación de la oscilación láser (Saleh y Teich, 1991). Esta fórmula muestra que la mínima diferencia de población de umbral que se requiere para alcanzar la oscilación láser es una simple función de la

longitud de onda λ y el tiempo de vida del fotón τ_p . Es claro que la oscilación láser es mas difícil de alcanzar conforme la longitud de onda disminuye (por ejemplo para rayos x).

II.8.2 Condición de fase

La condición de fase determina la frecuencia (o frecuencias) a las cuales toma lugar la oscilación. Esta condición requiere que el corrimiento de fase de la onda de luz al completar un viaje redondo dentro del resonador tiene que ser un múltiplo de 2π , i.e.,

$$2kd + 2\phi(\nu)d = 2\pi q, \quad q = 1, 2, \dots \quad (5)$$

Si la contribución de fase que surge del medio activo $[2\phi(\nu)d]$ es pequeña (la despreciamos), y dividimos la ec. anterior por $2d$ tenemos que las frecuencias del resonador son $\nu = \nu_q = q(c/2d)$ (Saleh y Teich, 1991).

II.9 Láser de CO₂

El láser de CO₂ es uno de los láseres más eficientes, útiles y más estudiados descubiertos hasta la fecha. Mientras que la eficiencia de la mayoría de los láseres de gas está medida en décimas de porcentaje, la del láser de CO₂ está medida en decenas. Un “pequeño” láser puede producir decenas de watts y, usando una cadena de amplificadores de potencia del oscilador maestro, se pueden alcanzar pulsos del orden de terawatts, o se pueden obtener cientos de kilowatts en modo CW (Verdeyen, 1995). Las aplicaciones para este láser han sido numerosas y muy diversas, por ejemplo, el láser de CO₂ es usado en operaciones de recorte en manufactura industrial, corte, comunicaciones, cirugía, soldando y cortando

acero (muchas pulgadas de grueso), armamento, y fusión láser, para listar solo algunas aplicaciones (Coherent, 1985).

II.9.1 Niveles de energía y transiciones láser en el CO₂

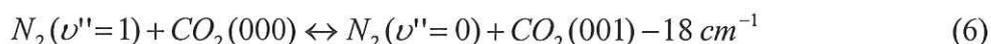
Puesto que la molécula de CO₂ es una molécula poli atómica relativamente simple, su espectro en el infrarrojo es bien conocido (Duley, 1984), los niveles vibracionales en el infrarrojo se derivan de los tres modos fundamentales mostrados en la Figura 8. En el modo de estiramiento simétrico (Symmetric Stretching mode) de frecuencia ν_1 , los dos átomos de oxígeno se mueven en direcciones opuestas, mientras el átomo de carbono esta estacionario. El modo de estiramiento asimétrico (asymmetric stretching mode) mostrado en la Figura 8 tiene dos átomos de O moviéndose hacia un lado, mientras el átomo de C se mueve en la dirección opuesta. El modo de doblamiento (Bending mode) con frecuencia ν_2 , consiste de dos vibraciones degeneradas, considerando un sistema de coordenadas cartesianas, una sobre el plano x-y y otra sobre el plano x-z.

La oscilación puede ser obtenida en más de doscientas transiciones vibracional-rotacional (VR) en el rango de 8 a 18 μm de longitud de onda. Muchas de las características deseables del láser de CO₂ pueden ser atribuidas a que tiene una característica de energía vibracional que se acopla casi perfectamente con las características de energía vibracional de la molécula del nitrógeno (N₂), como se muestra en la Figura 9.

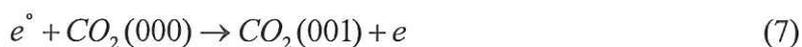
Las líneas de emisión común generadas por el láser de CO_2 ocurren entre los niveles rotacionales impares del estado 001 y los estados rotacionales pares de cualquiera de los estados 100 o 020, la transición 001 \rightarrow 100 es la más intensa y genera fotones de longitud de onda de 10.6 μm . Otra transición que es muy fuerte, pero no tanto, es 001 \rightarrow 020, la cual genera fotones de longitud de onda igual a 9.6 μm .

II.9.2 Excitación de la molécula de CO_2

El CO_2 se excita por dos mecanismos primarios en las mezclas de $\text{CO}_2\text{-N}_2$: colisiones inelásticas con electrones de baja energía, y transferencia de energía resonante de las moléculas de N_2 excitadas vibracionalmente. El primer nivel vibracional del estado excitado de la molécula del N_2 ($\nu''=1$) cae en una energía que coincide muy cercanamente con la del nivel (001) del CO_2 (Figura 9). Así la energía puede ser transferida entre el $\text{N}_2(\nu''=1)$ y el CO_2 (001) con una eficiencia alta cuando el N_2 colisiona con el CO_2 . La transferencia está dada por la ecuación



La discrepancia de energía de 18 cm^{-1} es mucho menor que la energía térmica de las moléculas en la descarga ($\sim 200 \text{ cm}^{-1}$ a $300 \text{ }^\circ\text{C}$) y así, no presenta una barrera para la transferencia eficiente de energía. Las moléculas de CO_2 también pueden ser excitadas directamente por electrones de baja energía ($\sim 1/2 \text{ eV}$)(Verdeyen, 1995), como se muestra en la ecuación (7).



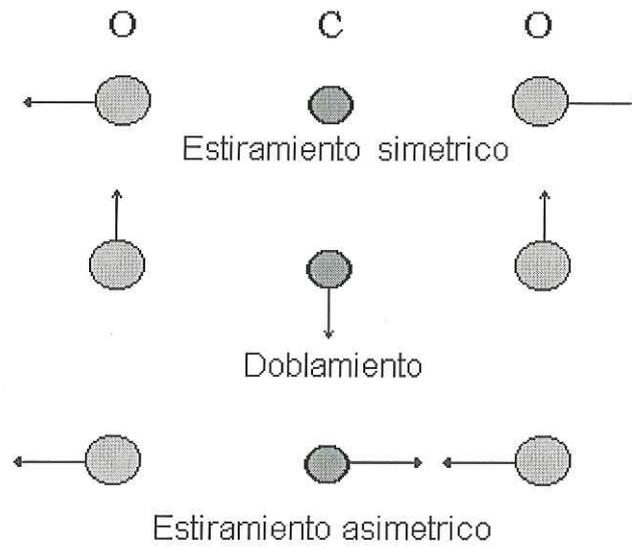


Figura 8 Modos vibracionales normales del CO₂.

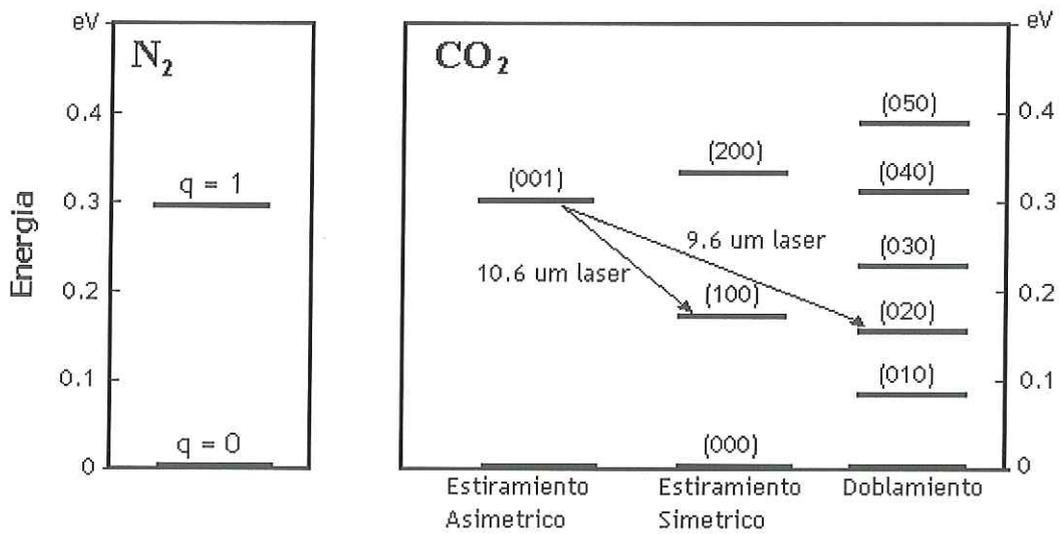


Figura 9 Niveles de energía de las moléculas de CO₂ y N₂, y los niveles de transición láser.

II.9.3 Gases auxiliares

El primer láser de CO₂ reportado (Patel 1964) funcionaba con CO₂ puro, Legay y sommaire (1964) se dieron cuenta que era posible obtener un sistema mucho mas eficiente basado en la transferencia de energía vibracional entre el N₂ y el CO₂. Poco después Patel (1964) desarrollo un láser basado en ese principio, excitando las moléculas de N₂ mediante una descarga de RF para producir moléculas de N₂ excitadas vibracionalmente las cuales interactúan posteriormente con moléculas de CO₂ no excitadas. Desde entonces se ha llevado a cabo considerable investigación sobre el uso de gases auxiliares en los láseres de CO₂ para ayudar a mejorar la eficiencia y la extracción de la potencia. Se ha encontrado que los mejores gases auxiliares para láseres de CO₂ son el N₂, He, y Xe, los cuales ayudan a tener un sistema láser mas eficiente. El N₂ tiene como finalidad ayudar en la excitación de la molécula de CO₂, el He sirve para mantener frío el gas en la descarga, conduciendo el calor hacia las paredes del contenedor, y finalmente el Xe es un auxiliar para reducir la disociación de la molécula de CO₂.

CAPÍTULO III

LÁSERES DE CO₂ DE GUÍA DE ONDA EXCITADOS POR RF

Los láseres de CO₂ de guía de onda son láseres relativamente sencillos, este concepto comenzó a aplicarse a principios de los 70's y el modo de excitación de descarga transversal por RF se introdujo a finales de los 70's y principios de los 80's como una forma de mejoramiento en la excitación de los láseres de gas. Estas tecnologías se aplicaron en láseres de CO₂ excitados por descargas de RF con guías de onda circulares y cuadradas con excelentes resultados (Witteman et al., 1992). Mas tarde se desarrollaron los láseres de guía de onda rectangular como una variante de los de guía de onda cuadrada, produciendo altas potencias de salida en dispositivos muy compactos (Abramski et al., 1989). La Figura 10 muestra un esquemático de un láser de guía de onda cuadrada excitado por RF, el cual consiste básicamente de dos paredes laterales de vidrio que actúan como espaciadores entre los dos electrodos de aluminio, produciendo un canal de descarga rectangular el cual actúa también como guía de onda, un par de espejos resonantes, un circuito de acoplamiento de impedancias y una fuente de poder de RF.

III.1 Tecnologías de excitación

Existen muy variadas formas de excitar el medio amplificador de los láseres, las cuales dependen de las características de dicho medio, las formas mas comunes de excitación son: descargas ópticas, descargas químicas y descargas eléctricas.

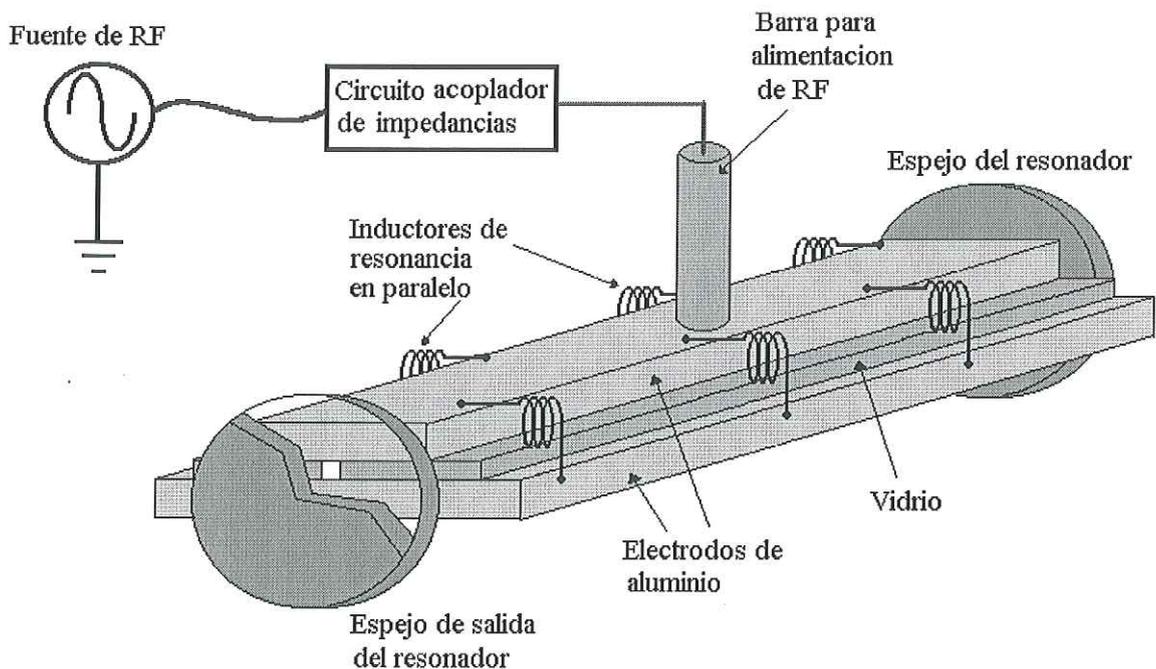


Figura 10 Esquemático de un láser de guía de onda excitado por RF.

III.1.1 Excitación óptica

En este tipo de descarga el gas es ionizado por la absorción de luz. Sin embargo se requiere un alto pico de potencia y muy alta densidad de energía. Debido a que los sistemas de gas no tienen bandas de absorción anchas, no es viable el bombeo óptico con fuentes que no son láser (Davis, 1996).

III.1.2 Excitación química

El término de láser químico se ha concebido como una descripción de los dispositivos en los cuales la energía química se convierte directamente en radiación electromagnética. En estos sistemas la energía de una reacción química puede convertirse en parte a excitación electrónica o vibracional de los productos de la reacción. Bajo condiciones apropiadas, se puede establecer la inversión de población con uno o mas componentes de los productos de la reacción y obtener la acción láser. La emisión láser del CO₂ excitado por la transferencia de energía química del HCl se reportó por primera vez en 1968 (Duley, 1984).

III.1.3 Excitación eléctrica

El termino de descarga eléctrica se aplica a cualquier flujo de corriente eléctrica a través de gas ionizado, y se usa para referirse a cualquier proceso de ionización del gas por un campo eléctrico aplicado. Tales descargas pueden ser clasificadas por la frecuencia del campo eléctrico que la produce, como sigue.

III.1.3.1 Excitación por dc o ac (baja frecuencia)

Aquí la frecuencia del campo eléctrico es baja (menor que unos cientos de kilohertz) o cero, así que los electrones y iones en la descarga viajan desde el cátodo al ánodo o viceversa, chocando con los electrodos y perdiéndose. Así que se requiere un suministro continuo de electrones de los electrodos (necesitando alto voltaje) para mantener la descarga.

III.1.3.2 Excitación por RF y microondas

En esta categoría, el campo eléctrico cambia de polaridad mas rápido que el tiempo que le toma a un electrón para viajar desde un electrodo hasta el otro, así que un electrón (idealmente) nunca se perderá, resultando en una reducción del voltaje necesario para sostener la descarga. La principal diferencia entre descargas de RF y microondas es la manera en que se entrega el campo a la descarga. En el caso de descarga por RF, se puede usar una simple línea de transmisión, mientras que para excitación por descargas de microondas se requieren estructuras de guía de onda mas complicadas.

En este trabajo, enfocaremos nuestro interés en descargas de RF, la cual es aplicable al escalamiento de área de descarga y la cual ha dado buenos resultados para láseres de gas de guía de onda (Zaho et al., 1991).

III.2 Tecnología de excitación por RF

Se ha encontrado experimentalmente que las descargas capacitivas de RF operan generalmente en uno de dos modos, los cuales difieren fuertemente. Externamente estos modos difieren en la distribución de intensidad y luminosidad a lo largo de la longitud de la descarga, pero difieren esencialmente en el proceso de ionización en las vainas del electrodo y en los mecanismos de corriente en la cercanía de los electrodos. La primera observación de estos hechos fue hecha en 1957 por S. M. Levitsky, quien describió la transición de un modo al otro y ofreció una interpretación correcta de este fenómeno. En 1978 se comenzó un estudio experimental sistemático de las propiedades de ambos modos

a presiones moderadas y las condiciones bajo las cuales un tipo de descarga se transforma en la otra (Raizer et al., 1995).

Las descargas de gas excitadas por campos eléctricos alternantes de alta frecuencia ($\sim 2\text{--}200$ MHz) tienen un número de características que difieren significativamente de descargas por DC o AC de baja frecuencia, las cuales dominaron la física de excitación de los láseres de gas durante los primeros 25 años de la historia del láser. Algunas de estas diferencias pueden usarse como ventajas en el diseño de sistemas láser con propiedades nuevas y mejoradas.

El uso de descargas de RF para la excitación de láseres de gas tiene ventajas sobre las descargas de DC o AC de baja frecuencia. La principal ventaja de la excitación por descargas de RF, es la habilidad para sostener descargas pulsadas y de onda continua (CW) estables entre electrodos de placas de metal paralelas, con el campo eléctrico transversal al eje óptico.

Una ventaja adicional de las descargas de RF es que en general presentan una impedancia positiva (al menos el modo alfa), a diferencia de las descargas de DC que son dispositivos de resistencia negativa. Como consecuencia, las descargas de RF no requieren resistencias óhmicas en serie como balastro de establecimiento y no están sujetas a las pérdidas de potencia que afectan a las descargas de DC. Las descargas de RF también se pueden excitar en una configuración “Sin electrodos”, donde los electrodos metálicos no están en contacto directo con los gases de descarga. Esto permite el uso de una configuración de guía de onda

de cerámica con electrodos externos, los cuales pueden tener un tiempo de vida mayor que los láseres sellados de DC, donde los efectos del electrodo causan serios problemas en la limitación del tiempo de vida (Hall y Hill, 1987).

Las descargas de AC difieren de las descargas de DC en que la polaridad del campo aplicado cambia cada medio ciclo. A bajas frecuencias (kHz), las distancias y constantes de tiempo son tales que las descargas de AC en esencia, tienen las mismas propiedades que las descargas de DC. Sin embargo, si la frecuencia se incrementa hasta el punto donde una gran porción de los electrones que están viajando en la descarga no chocan con los electrodos a cada medio ciclo, las propiedades cambian dramáticamente. El voltaje que se requiere para sostener la descarga se reduce debido a la reducción de las pérdidas de electrones por impacto con el electrodo en la descarga, y el hecho de que no hay necesidad de extraer un gran número de electrones de los electrodos. Levitskii (1957) fue el primero en reconocer que las descargas de RF a presiones moderadas pueden ocurrir en dos regímenes estables diferentes, a los cuales nombro como tipos alfa (α) y gama (γ), siguiendo la designación de los coeficientes de ionización Townsend. El tipo de descarga con baja densidad de potencia α se caracteriza por tener unas vainas cargadas con conductividad positiva pobre en las fronteras con los electrodos, relativamente bajas densidades de corriente y estar sostenida por un volumen de ionización. Si la potencia en una descarga tipo α se incrementa a un valor crítico, el cual depende de un número de factores incluyendo la mezcla de gases, la frecuencia de RF, la presión, el material del electrodo y la separación entre electrodos, ocurre una transición al tipo de descarga γ . La

descarga tipo γ tiene ciertas similitudes a la descarga de DC, en que ésta tolera altas densidades de potencia, está sostenida por un proceso de ionización de las paredes y tiene vainas relativamente delgadas en las fronteras con los electrodos y alta corriente de conducción y de desplazamiento. Para la excitación de láseres moleculares, la única forma de descarga de RF es la tipo α , de ahí que todos los experimentos descritos aquí fueron hechos con la descarga tipo α .

El promedio en el tiempo de la emisión visible de la descarga tipo α indica una variación transversal significativa. Adyacente a cada pared del electrodo, hay una delgada región oscura, moviéndonos hacia el centro desde esta región, la intensidad luminosa alcanza un valor pico, mientras entre los dos picos, la emisión visible cae a un nivel moderado en la parte central de la descarga, como se muestra en la Figura 11 (Villarreal, 1996). Los espacios oscuros son regiones con baja densidad electrónica debida a la alta probabilidad de colisión electrón-electrodo en un ciclo, por tanto estas regiones son llamadas vainas de ión (ion sheath), ya que consisten predominantemente de iones positivos. Durante cada medio ciclo, los electrones en la descarga viajan hacia uno de los electrodos, donde aquellos electrones con una distancia hasta el electrodo de una oscilación, se pierden de la descarga, dejando atrás una región con exceso de carga positiva – la vaina de iones (the ion sheath). Al mismo tiempo, la vaina de iones cargada positivamente crea un campo eléctrico en dirección opuesta al campo de excitación, produciendo una región de alta densidad de electrones cerca de la vaina de iones. Durante el próximo medio ciclo, estos electrones son acelerados en el campo de la vaina de iones, sumado al campo de excitación causando

ionización y excitando especies neutras en el cuerpo principal de la descarga. Los mismos efectos ocurren en el otro electrodo en el medio ciclo alterno, mientras lo que se observa es el promedio en el tiempo como dos zonas brillantes como se muestra en la Figura 11 (Villarreal, 1996). Entre las dos zonas brillantes la densidad electrónica se reduce, dando lugar al nivel más bajo de la emisión de luz visible que se observa.

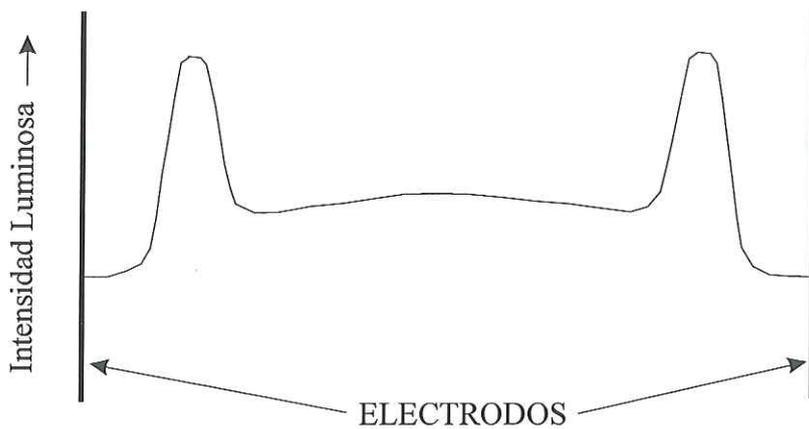


Figura 11 Emisión visible de una descarga de RF tipo α , (Villarreal, 1996).

Se ha hecho mucho trabajo para explicar y caracterizar el comportamiento de las descargas de gas usando campos estables (excitación por dc). Estas investigaciones pueden ser usadas para explicar los eventos particulares que toman lugar en descargas de RF, los cuales son relevantes a la operación del láser de guía de onda, como se ha demostrado en trabajos anteriores. Siguiendo la nomenclatura estándar, ν_m se define como la frecuencia de colisión efectiva de un electrón o la frecuencia de colisión para la transferencia de momento. Se puede mostrar que cuando $\nu_m^2 \gg \omega$ ($\omega = 2\pi f$, donde f es la frecuencia de excitación), el comportamiento observado del electrón es muy similar al observado para las descargas de

DC. Además el comportamiento del mecanismo de ionización también es similar al caso de DC, difiriendo en la expresión matemática sólo por un factor de proporcionalidad. De esta manera es posible hacer uso de información derivada de la teoría, así como cálculos numéricos y experimentales concernientes al mantenimiento de las descargas con campos eléctricos estables .

Los mecanismos para la producción de electrones es el proceso más importante en la dinámica de la descarga típica. Si este proceso se acaba o no es suficientemente rápido, la descarga se termina. En general, hay dos maneras en las cuales se puede producir electrones en la descarga: uno es en la descarga por ionización del gas con componentes atómico molecular, mientras el otro se deriva de la interacción de la descarga con los electrodos o las paredes del contenedor del plasma. El proceso de ionización puede ocurrir de diferentes maneras. El proceso principal es por *impacto electrónico*, donde los electrones ganan suficiente energía del campo eléctrico para liberar electrones adicionales por impacto con átomos o moléculas. Este proceso generalmente se caracteriza por el coeficiente de ionización $\alpha(\text{cm}^{-1})$, el cual representa el número de eventos de ionización causados por un electrón en una trayectoria de 1 cm a lo largo del campo, α es llamado el coeficiente Townsend y los electrones producidos por este proceso son referidos como electrones $-\alpha$. La *ionización por pasos* (stepwise ionization) puede ocurrir cuando el gas está altamente ionizado y se crean muchos átomos y moléculas excitados, los cuales pueden ser ionizados posteriormente por impacto electrónico. La fotoionización es el proceso en el cual los electrones son liberados por irradiación de átomos/moléculas por un campo óptico intenso.

Aunque este mecanismo no puede competir con la ionización por impacto electrónico bajo condiciones de descarga, se puede usar para proveer electrones semilla que disparen una avalancha electrónica posterior. La ionización puede ocurrir por *átomos excitados*, donde cualquier átomo en un nivel excitado puede transferir su energía, liberando así un electrón de otro átomo, aunque en general este no es un proceso muy eficiente.

Existen también procesos que causan reducción en la densidad de electrones en el plasma. Entre estos procesos el mas importante es *recombinación ión-electrón*, donde un electrón se pierde de la descarga al añadirse a un ión o una molécula-ión. Este proceso también marca el limite entre descargas de AC y descargas de alta frecuencia, porque en la ausencia de un campo eléctrico, las densidades de especies cargadas en el plasma (asumiendo electrones y iones positivos), decae con una constante de tiempo τ_r dada por

$$\tau_r \leq \frac{1}{\beta n_e} \quad (8)$$

donde β es la recombinación ión-electrón y n_e la densidad de electrones. Así si τ_r es menor que medio ciclo, $\frac{1}{2}f$, la descarga de RF se comporta como una descarga de AC.

Otra manera de crear electrones en la descarga es por interacción del plasma con los electrodos o las paredes, donde los electrones pueden ser jalados del sólido por un número de procesos posibles. *Emisión térmica* ocurre cuando un metal es calentado y algunos electrones adquieren suficiente energía para escapar del pozo de potencial asociado con la superficie del metal. Un segundo proceso es el de *emisión de electrón de campo* (field electron emission), que puede ser observado cuando el campo que atrae los electrones fuera

de la pared, transforma el pozo de potencial en una barrera de potencial de ancho finito, a través del cual los electrones pueden escapar por tunelamiento.

III. 3 Circuito equivalente de la guía

Es muy útil analizar un circuito equivalente donde cada componente del láser se representa eléctricamente. Para simplificar el análisis se separa el láser en tres partes, A) Fuente de potencia y circuito de acoplamiento, B) Barra de Alimentación, C) Estructura de la guía.

III.3.1 Fuente de potencia y circuito de acoplamiento.

En todos los experimentos descritos en esta tesis, se uso un generador de RF con salida de potencia entre 0 y 3000 Watts a una frecuencia fija de 81 MHz. El generador entrega la potencia a través de un cable de 50 ohms a un circuito de acoplamiento de impedancias montado en una caja metálica cerca de la descarga. El circuito de acoplamiento empleado fue un tipo L, el cual consiste de un capacitor conectado en paralelo y una bobina conectada en serie como se muestra en la Figura 12(a). su función es transformar/acoplar la impedancia de 50 ohms del cable de transmisión a la impedancia de la descarga, y así reducir la potencia reflejada hasta un nivel aceptable (<3%). El capacitor variable sirve para ajustar el circuito facilitando la entrega de potencia a la descarga.

III.3.2 Barra de alimentación

La barra de alimentación es el dispositivo que entrega la potencia de RF desde el circuito de acoplamiento fuera del contenedor de vacío a la estructura de descarga dentro del contenedor. Consiste de una barra de cobre sólido, aislada del contenedor metálico por un disco dieléctrico de cerámica, el cual conecta el circuito de acoplamiento con el electrodo de arriba. También se cuenta con el retorno de tierra, que está conectado a todo el contenedor y la estructura, excepto al electrodo de arriba conectado a la barra de alimentación. El circuito equivalente de la barra de alimentación es una resistencia conectada en serie con una bobina, como se muestra en la Figura 12 (b). En general se comporta como un elemento pasivo (ocasiona pérdidas), por lo tanto se desea mantener su valor de resistencia tan bajo como sea posible y esto se hace empleando barras de diámetro grande y lazos de tierra pequeños.

III.3.3 Estructura de la guía de onda

El electrodo de descarga, el cual es parte de la estructura óptica de la guía de onda es parte integral del láser. Es importante asegurar que la distribución del voltaje transversal a lo largo de la guía de onda sea uniforme para tener una excitación homogénea del plasma. Para obtener esto se aplica una técnica de transmisión de resonancia en la cual se colocan un grupo de bobinas en paralelo con la capacitancia de la estructura de los electrodos (Ver Figuras 10 y 12). La inductancia total del grupo de bobinas, se escoge para satisfacer la resonancia en paralelo a una frecuencia determinada, en este caso a 81 MHz. Como la guía de onda plana cuenta con dos electrodos separados por espaciadores de vidrio, estos se

comportaran como capacitores en paralelo de capacitancia C y se requiere una inductancia L para sintonizar el circuito a una frecuencia f . La frecuencia de resonancia que se desea para el circuito LC es de 81 MHz. Esta es la frecuencia de salida de la fuente de RF que se utiliza. El circuito equivalente de la estructura de la guía se presenta en la Figura 12(c), el cual consiste de un capacitor con un valor de C y una bobina con inductancia L .

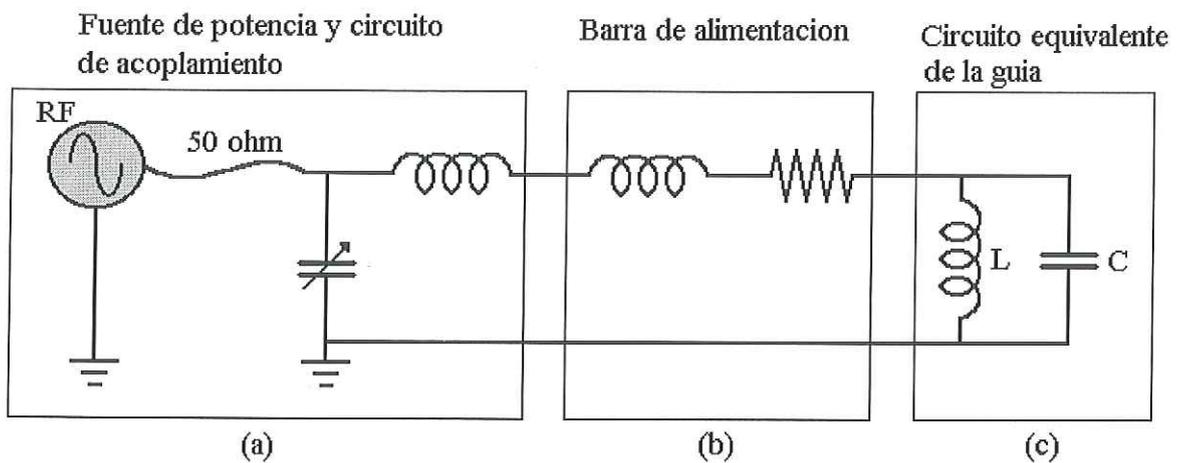


Figura 12 Circuito equivalente del láser.

La capacitancia de un capacitor formado por dos placas paralelas se calcula por medio de la fórmula

$$C = \frac{\kappa \epsilon_0 A}{d} \quad (9)$$

donde κ = constante dieléctrica, ϵ_0 = permitividad eléctrica, A = Área de las placas, d = la separación entre las placas (Halliday y Resnick, 1977). La Figura 13 muestra el capacitor de placas paralelas que se forma con los electrodos y los separadores de vidrio, así como sus dimensiones.

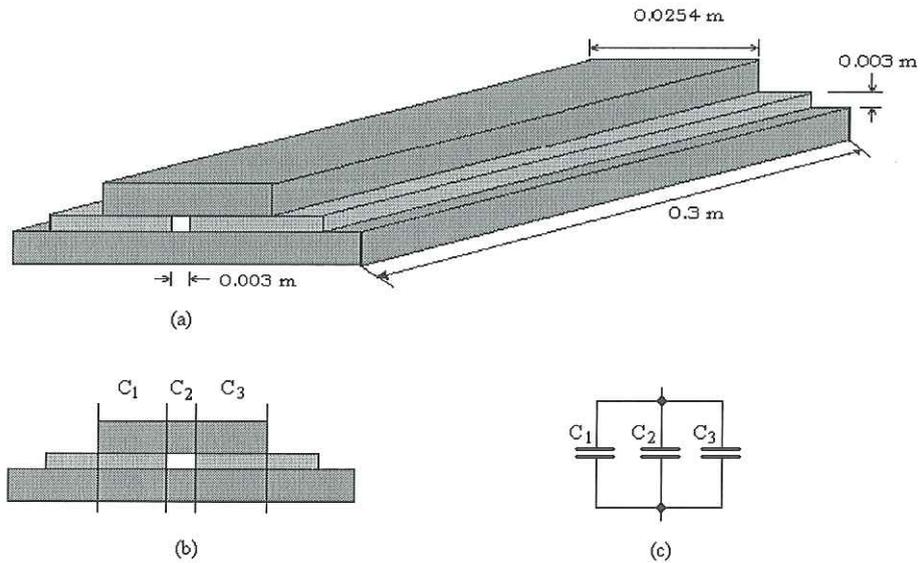


Figura 13 (a) Esquemático de la guía de onda plana, (b) Vista transversal y (c) los capacitores que se forman.

Como se observa en la Figura 13, los electrodos de la guía de onda forman tres capacitores en paralelo. La Figura 13(b) presenta una vista transversal de la guía de onda, donde el capacitor C_2 se forma con aire como dieléctrico, los otros dos capacitores que se forman uno a la izquierda (C_1) y otro a la derecha (C_3), tienen vidrio como dieléctrico entre las placas paralelas, la suma de los tres forma la capacitancia total $C = C_1 + C_2 + C_3$.

$$C = 47.87 \times 10^{-12} \text{ Farad.}$$

La frecuencia de resonancia de la guía debe ser 81 MHz, la inductancia requerida L se calcula mediante la siguiente fórmula que rige el comportamiento de un circuito resonante LC.

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (10)$$

de donde tenemos que

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C}$$

lo que nos da una inductancia total $L = 80650.45 \times 10^{-12}$ Henry, la cual se alcanza con un arreglo de bobinas que se distribuyen y conectan en paralelo con la capacitancia de la guía de onda. Para nuestro caso, se usaron 6 bobinas con una inductancia unitaria de 483.9027×10^{-9} Henry. La inductancia de una bobina con núcleo de aire se calcula mediante la siguiente formula (Bowick)

$$L = \frac{0.394r^2 N^2}{9r + 10l} \quad (11)$$

donde r = es el radio de la bobina en cm, N = número de vueltas, l = longitud de la bobina en cm, L = inductancia en microhenry (Bowick). La Figura 14 muestra el diagrama de un inductor con núcleo de aire.

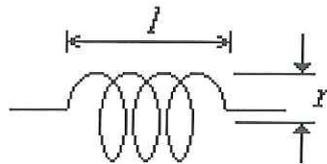


Figura 14 Inductor con núcleo de aire.

La finalidad de distribuir la inductancia a lo largo de la guía es porque el voltaje de RF varia a lo largo de la guía de onda de una forma cosenoidal, y este efecto se puede reducir hasta una variación de menos del 5% distribuyendo la inductancia L en paralelo a lo largo de la guía (He y Hall, 1983). Esto nos permite obtener un mayor volumen de gas ionizado dentro de la guía de onda y por lo mismo mayor capacidad de extracción de potencia.

III.4 Circuito acoplador de impedancias

El acoplamiento de impedancias es necesario en el diseño de circuitos de RF para proveer la máxima transferencia de potencia posible entre una fuente y su carga. Existe un teorema muy conocido el cual establece que para circuitos de DC, la máxima transferencia de potencia de la fuente a su carga ocurrirá si la *resistencia de carga* iguala la *resistencia de la fuente*. Cuando se maneja AC o formas de onda que varían en el tiempo, el mismo teorema establece que la máxima transferencia de potencia desde una fuente hacia su carga ocurre cuando la *impedancia de carga* (Z_L) es igual al complejo conjugado de la *impedancia de la fuente*. El complejo conjugado simplemente se refiere a la impedancia compleja teniendo la misma *parte real* con una reactancia opuesta. Así, si la impedancia de la carga fuera $Z_S=R+jX$, entonces su complejo conjugado sería $Z_S=R-jX$. En la Figura 15 se presenta esquemáticamente, porque la máxima transferencia de potencia ocurre cuando la impedancia de la carga es el complejo conjugado de la fuente. La fuente (Z_S), con un componente reactivo en serie $+jX$ (inductor), está manejando una impedancia de carga que es su complejo conjugado el cual consiste de una reactancia $-jX$ (capacitor) en serie con R_L . Los componentes $+jX$ de la fuente y $-jX$ de la carga están en serie y se cancelan uno a otro, dejando solamente R_S y R_L , que son iguales por definición. Así cuando hablamos de una fuente manejando su complejo conjugado nos referimos a una condición en la cual una reactancia de fuente resuena con una reactancia de carga igual y opuesta, dejando solo valores de resistencia para la fuente y su carga.

Así, el objetivo primario del acoplamiento de impedancias es forzar a una impedancia de carga “a verse como” el complejo conjugado de la impedancia de la fuente, tal que se transfiera la máxima potencia posible hacia la carga.

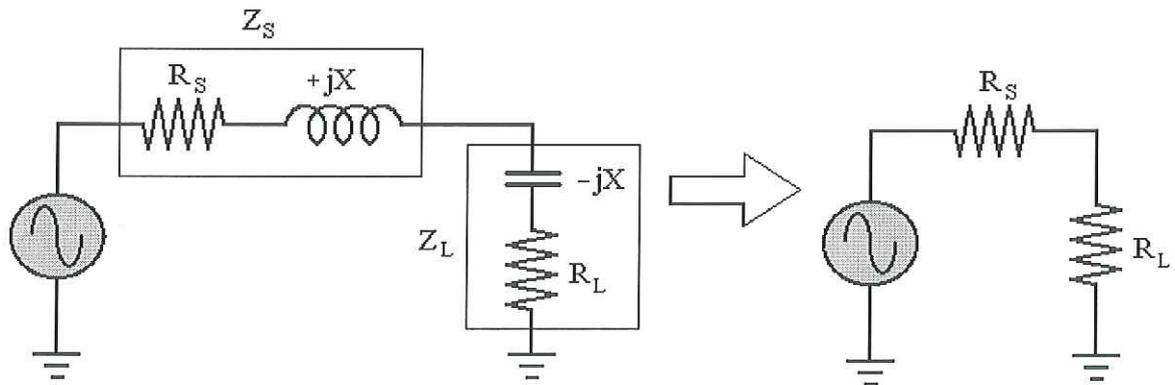


Figura 15 Impedancia de la fuente manejando su complejo conjugado y el circuito equivalente resultante.

De lo anterior podemos decir que el circuito de acoplamiento de impedancias sirve para que toda la potencia (o la mayor parte) que entrega la fuente sea transferida hacia los electrodos y a su vez hacia la mezcla de gases que formaran el plasma. En este caso se optó por un circuito de acoplamiento tipo L, el cual consta de una bobina y un capacitor variable, con el cual se empatan las impedancias entre la guía y la salida de la fuente de RF. En la Figura 16 se muestra la conexión entre el circuito de acoplamiento y la guía de onda.

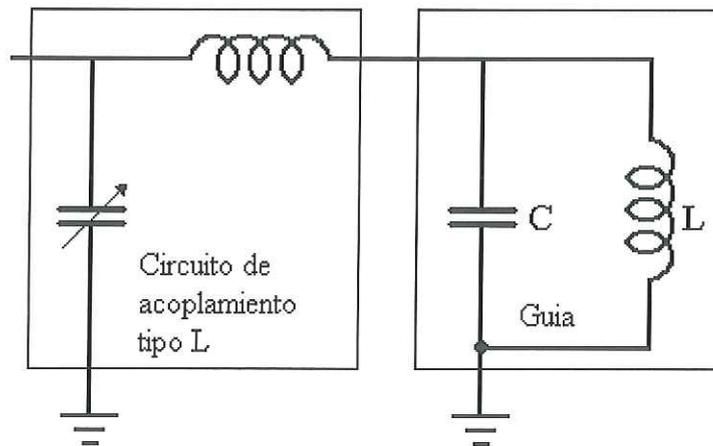


Figura 16 Conexión entre el circuito de acoplamiento y la guía de onda.

III.5 Láseres de guía de onda

La historia de los láseres de guía de onda se remonta a los principios de los años 60's, cuando Marcatili y Schmelzter propusieron el uso de un tubo de vidrio hueco con perforación pequeña como una guía de onda para contener el medio amplificador. En 1971, Smith desarrolló el primer láser de gas de guía de onda usando un tubo capilar de vidrio como la guía de onda y una mezcla de He-Ne como el medio activo. En este láser encontró que las pérdidas de guiado fueron lo suficientemente bajas para permitir la oscilación y que estos láseres tienen algunas características interesantes a causa del gran ancho de banda de ganancia en ensanchamiento-de-la-presión. Lachambre *et al.* desarrollaron el primer láser de CO₂ de guía de onda en 1978, y desde entonces este tipo de láseres han recibido una atención considerable. Pearson y Hall reportaron en 1987 un láser de guía de onda con sección transversal rectangular excitado por RF, usando alúmina como guía de onda, éste fue también el primer láser donde se reportó una mejora por el uso de excitación por RF.

III.5.1 Principios básicos del guiado de ondas

Cuando las paredes que confinan el medio láser están tan cerca entre ellas que comienzan a interactuar con la onda estacionaria en el resonador del láser, el comportamiento modal es diferente al comportamiento de espacio libre, debido a la interacción óptica con las fronteras. Marcatali y Schmeltzer (1964) calcularon los modos permitidos de propagación para una guía de onda cilíndrica dieléctrica resolviendo la ecuación de onda estándar en el espacio libre pero con condiciones de fronteras dieléctricas; los componentes del campo fueron acoplados a las paredes de la guía en lugar de caer a cero en el infinito. Krammer (1976) desarrolló una expresión similar para el campo (E) y el vector de propagación ($k=\beta+i\alpha$) para guías de onda rectangulares, fabricadas con dos materiales diferentes. Estas expresiones fueron simplificadas por Hill (1988) al considerar uno de los materiales como metal, como se muestra en las ecuaciones (12-14), donde E es la amplitud del campo polarizado en la dirección x , $2a$ y $2b$ la altura y ancho de la guía de onda, m y n el numero de modo lateral y transversal y β y α las constantes de fase y atenuación.

$$E_{mn}(x, y) = (ab)^{-\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{m\pi x}{2a}\right) \\ \text{sen}\left(\frac{m\pi x}{2a}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{n\pi y}{2b}\right) \\ \text{sen}\left(\frac{n\pi y}{2b}\right) \end{bmatrix}; m, n = \begin{matrix} \text{impar} \\ \text{par} \end{matrix} \quad (12)$$

$$\beta_{mn} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{4a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{4b} \right)^2 \right] \quad (13)$$

$$\alpha_{mn} \approx \frac{m^2}{a} \left[\frac{\lambda}{4a} \right]^2 \text{Re} \left(\varepsilon_a (\varepsilon_a - 1)^{-\frac{1}{2}} \right) + \frac{n^2}{b} \left[\frac{\lambda}{4b} \right]^2 \text{Re} \left((\varepsilon_b - 1)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (14)$$

Hill también calculó la frecuencia de los modos permitidos en el resonador de la guía de onda, como se indica en la ecuación (15), donde j es el numero de modo longitudinal y c la velocidad de la luz. Si se hace una comparación entre la frecuencia de los modos

fundamentales en láseres de espacio libre (dado por el primer termino de la ecuación (14)), y la frecuencia de un láser de guía de onda, es fácil ver como la densidad de modos permitidos en la guía de onda es mucho mas alta que para el láser de espacio libre de la misma longitud. Esta característica permite una explotación más eficiente del medio de ganancia, dando lugar a mayores potencias de salida en láseres de guía de onda rectangular (Witteman et al., 1992).

$$v_{j,mn} \approx \frac{jc}{2L} + \frac{c\lambda}{32} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \quad (15)$$

Una regla práctica para decidir si un dispositivo particular actúa como una guía de onda hueca (hollow) es la condición $N < 10$, donde N es el número de Fresnel dado por $(a^2 / \lambda L)$, donde λ es la longitud de onda y L la longitud de la guía.

III.6 Medición de la calidad del haz (Factor M^2)

El factor M^2 o $k = \frac{1}{M^2}$ en Europa, se ha venido haciendo importante en años recientes para describir la calidad de un haz láser. En muchas aplicaciones, especialmente en aquellas en las cuales se desea un haz con perfil gaussiano, M^2 es la característica más importante que describe la calidad del haz. La Figura 17 ilustra las características esenciales de el concepto de M^2 como se define por las ecuaciones 16a y 16b. La Figura 17 muestra un haz de entrada de ancho D_{in} enfocado por una lente. El tamaño de la mancha (*spot size*) enfocada y la divergencia se pueden predecir con facilidad. Si el haz de entrada es un TEM_{00} puro, el tamaño de la mancha iguala un mínimo definido por la ecuación 16a y d_{00} en la Figura 17.

Sin embargo, si el haz de entrada D_{in} está compuesto por otros modos diferentes al TEM_{00} puro, el haz se enfocará en una mancha mas grande, es decir M veces más grande que el mínimo, como se muestra matemáticamente en la ecuación 16b y en la Figura 17.

$$d_{00} = 4\lambda f / \pi D_{in} \quad (16a)$$

$$d_0 = M 4\lambda f / \pi D_{in} \quad (16b)$$

donde λ = la longitud de onda, f = la distancia focal de la lente, D_{in} = el ancho del haz de entrada. El factor M^2 , además de definir el mínimo tamaño de la mancha, también predice la divergencia del haz después de la mancha enfocada. Específicamente, el haz real divergirá M veces mas rápido que un haz TEM_{00} equivalente del mismo ancho. La Figura 17 ilustra lo que le pasa a un haz después de atravesar una lente enfocadora, pero se aplican los mismos principios si no se involucra ninguna lente. Esto es, el haz divergirá mas rápidamente por un factor de M que si este fuera un verdadero TEM_{00} .

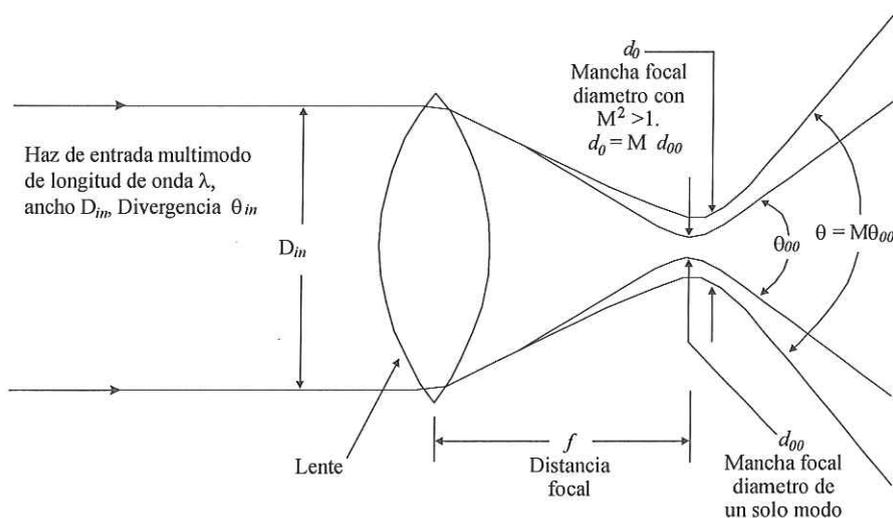


Figura 17 Curva mostrando M^2 . (Características y ecuaciones que relacionan M^2 con el tamaño de la mancha del haz enfocado).

CAPÍTULO IV

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

INTRODUCCIÓN

En este capítulo se presentan los resultados que se obtuvieron en la construcción y caracterización del láser de CO₂ de guía de onda excitado por RF, una justificación del tipo de resonador que se uso, el porque emplear descargas de RF en la excitación del plasma, mediciones de la potencia de salida al variar la presión del gas, mediciones del perfil y ancho del haz, así como el método empleado para medir la calidad del haz (factor M^2) de salida del láser.

IV.1 Resonador empleado

El resonador de un láser es parte esencial del sistema puesto que es quien provee la retroalimentación de la señal óptica que se requiere para que esta sea amplificada. Algunas de las características de un haz láser dependen de las características del resonador, tales como longitud de la cavidad, radios de curvatura de los espejos que lo componen, alineación de los espejos, etc. En el presente trabajo se utilizó uno de los resonadores más simples que se emplean en la construcción de láseres, un resonador de espejos plano-plano formado por un espejo metálico con una reflectividad del 99.9% y un espejo dieléctrico de ZnSe con una reflectividad del 91.1%. Para llevar a cabo el objetivo principal de este trabajo se seleccionó un resonador estable plano-plano, que es un resonador con valores $g_1 = 1$ y $g_2 = 1$. Este resonador nos llevo a tener algunas dificultades, principalmente con la alineación de la cavidad ya que es un resonador difícil de alinear. Su valor de estabilidad se encuentra en $g_1 g_2 = 1$ (ver Figura 6). Estas dificultades fueron resueltas utilizando monturas estables mecánicamente y aisladas térmicamente mediante una barra de invar, que mantiene al resonador independiente de los efectos de temperatura causados por los electrodos que conforman la guía de onda.

IV.2 Fuente de excitación

Como se menciona en el Capítulo III, existen muy variadas formas de excitar los medios activos de los láseres, en este particular hemos usado excitación mediante descargas de RF porque según reportes (Zaho et al., 1991), el uso de RF como forma de excitación en

láseres de CO₂ de guía de onda nos permite tener una mayor eficiencia y un tiempo de vida sellado del láser mayor comparado con otro excitado por campos eléctricos de bajas frecuencias.

IV.3 Pruebas de ionización

Estas pruebas se realizaron después de que la guía de onda fue entonada fuera del contenedor a la frecuencia de oscilación del generador de RF. Para entonar la guía, primero se hacen los cálculos de capacitancia C de los electrodos y paredes que la forman, mediante la ecuación (9), y de la ecuación (10) se obtiene una expresión para calcular la inductancia L en función del valor de capacitancia ya conocido y de la frecuencia de resonancia que se desea. Por medio de la ecuación (11) se calculan los parámetros de las bobinas individuales que se emplearan para alcanzar la inductancia total L . Después de esto se colocó dentro del contenedor y se selló. Se realizó un vacío de hasta 7.5×10^{-4} Torr para sacar las moléculas de aire presentes dentro del contenedor, para posteriormente llenarlo con la mezcla más adecuada de gases. Con el fin de mezclar los cuatro gases que se usaron, se fabricó un recipiente que consistió en un cilindro de acero al que se le hicieron múltiples entradas y salidas para los gases. A este cilindro mezclador se le colocó un sensor de presión fabricado y calibrado en nuestro laboratorio. Este sensor tiene un rango de medición de 0 a 760 ± 0.1 Torr que se despliega en forma digital. La Figura 18 muestra el sistema de mezclado de los gases.

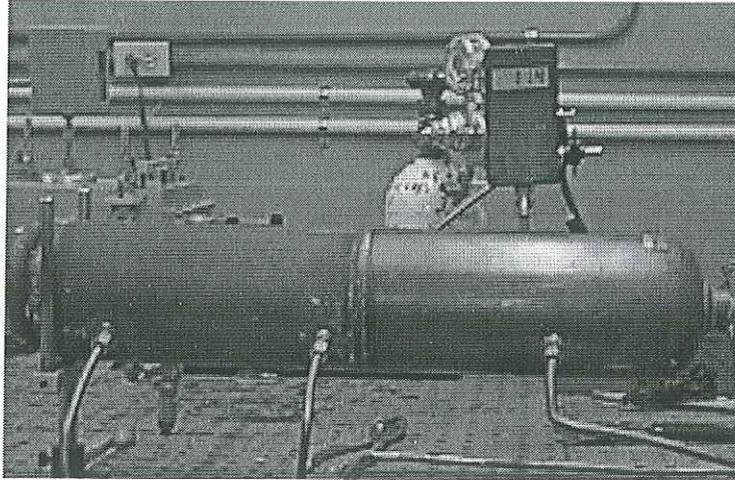


Figura 18 Fotografía del contenedor del sistema de mezclado de gases, mostrando entradas y salidas múltiples.

La prueba de ionización consistió en colocar la guía de onda dentro del contenedor, hacer vacío y luego llenarlo con la mezcla de gases a una presión determinada. Una vez hecho esto, se aplica la señal de RF y se verifica que se genere el plasma en toda la longitud de la guía de onda. Con este procedimiento se evita el tener problemas posteriores. Las pruebas de ionización de los gases se realizaron con éxito a varias presiones, desde 25 Torr hasta 87 Torr.

IV.4 Alineación del sistema

Para alinear el sistema usamos como elementos auxiliares un láser de He-Ne y dos espejos sobre monturas x-y para manejar el haz del láser. Auxiliados con los espejos con movimiento x-y, hicimos pasar el haz del láser He-Ne a través de la guía de onda tratando de tener la menor difracción posible, después de lograr esto, se montó el espejo totalmente reflector y lo alineamos de tal manera que el haz que salía por la guía de onda se regresara

por la misma trayectoria hacia el láser de He-Ne. Para finalizar, se colocó el espejo acoplador (Laser Power Optics) el cual tiene una reflectividad del 91.1% y se siguió el mismo procedimiento que con el espejo totalmente reflector. Su alineación fue de tal manera que el haz incidente se regresara hacia el láser de He-Ne por la misma trayectoria óptica que había recorrido inicialmente. De esta manera nos aseguramos que el resonador esta “alineado”. Una vez encendido el láser se procede a colocar un detector de potencia (LABMASTER Coherent inc. mod. LM100) en la trayectoria del haz de salida y se verifica la alineación. En otro caso se procede a re-alinear finamente los espejos hasta que obtengamos la máxima potencia posible.

IV.5 Mediciones de potencia de salida contra presión

Después de hacer las pruebas de ionización y habiendo solucionado algunos problemas de alineación del resonador láser, se llevó a cabo la primera prueba y funcionó con una eficiencia del 2.47%. Cabe mencionar que en esta prueba el sistema de enfriamiento no estaba encendido y el resonador no estaba perfectamente alineado, nos dimos cuenta de esto al observar que el haz de salida no era equivalente al TEM_{00} . Esta primer prueba se realizó bajo las siguientes condiciones, la presión del gas era de 41 Torr con una mezcla de gases de $CO_2:N_2:He$ en una proporción 1:1:3 y una potencia de entrada de 100 W.

Algunos de los parámetros que podemos cambiar en este láser es la potencia RF de alimentación, la proporción de cada uno de los componentes en la mezcla de gases y la presión de la mezcla de gases dentro del contenedor. La potencia de salida del láser

depende de varios factores: la temperatura del plasma, la presión de los gases, las proporciones de gases en la mezcla y la potencia de excitación que se aplique.

En este trabajo se realizaron la mayor parte de los experimentos utilizando una mezcla de gases compuesta por CO_2 N_2 He y Xe con las proporciones de presión (Torr) siguientes 1:1:2.7:0.3, la cual dio muy buenos resultados permitiéndonos alcanzar una potencia de 6.8W con una eficiencia máxima del 11.33% a una presión del gas de 44 Torr.

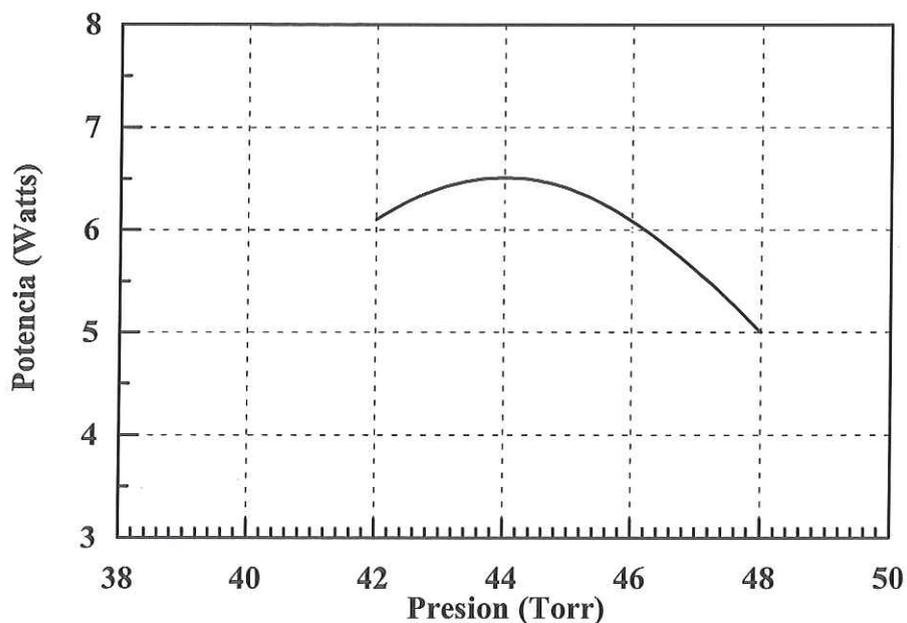


Figura 19 Variación de la potencia de salida contra la presión del gas.

En la Figura 19 se presenta la variación de la potencia de salida del láser conforme se va cambiando la presión del gas. Podemos ver que se alcanza a un máximo alrededor de 44 Torr. Esta curva, desde luego, varía con respecto a las mezclas de gases, temperatura de

operación, etc. Sin embargo su comportamiento deberá ser similar al de la Figura 19 en cualquier otra circunstancia.

IV.6 Construcción del circuito de acoplamiento

El circuito de acoplamiento de impedancias ha sido explicado en el capítulo III. Tomando en cuenta que los electrodos de la guía de onda están separados por dieléctricos, estos se comportaran como un capacitor de placas paralelas de capacitancia C . Ya que tienen conectadas en paralelo un juego de bobinas las cuales suman una inductancia L , la estructura de la guía de onda se comportara como un circuito LC en paralelo, con una impedancia compleja $Z_g=R+jX$, la cual deberá acoplarse a la impedancia de 50Ω de la salida de la fuente de RF. Esta tarea la realiza un circuito de acoplamiento el cual hace que la fuente de RF vea la estructura de la guía de onda como una carga de 50Ω .

El circuito de acoplamiento construido fue tipo L con el capacitor en paralelo y la bobina en serie. Una vez integrado el circuito de acoplamiento en el láser se usó un analizador de RF comercial par medir su respuesta. La Figura 20 muestra una grafica de la eficiencia de acoplamiento de potencia hacia el láser; como podemos ver la máxima transferencia de potencia se lleva a cabo a la frecuencia de 81 MHz.

IV.7 Mediciones del perfil y ancho del haz

El perfil del haz se midió usando una técnica de barrido transversal a la trayectoria del haz. Esto se hizo utilizando un orificio muy pequeño hecho sobre una lámina de aluminio que se montó sobre un detector del tipo piroeléctrico que responde a los pulsos de calor, por lo tanto hubo la necesidad de colocar un obturador frente a la salida del láser para crear un haz pulsado. El detector empleado en estas mediciones es el modelo 450-3 de la compañía EDO Corp. La serie 450 está diseñada primordialmente para el monitoreo y detección de radiación láser de alta energía en el estudio del haz. El sensor está fabricado de LiTaO_3 , material cerámico capaz de soportar un alto impacto térmico, no tiene filtro de entrada por lo que detecta en todo el espectro infrarrojo. El diagrama eléctrico del detector se muestra en la Figura 21a. La Tabla 1, muestra las características del detector piroeléctrico empleado. El barrido transversal se hizo utilizando un micrómetro calibrado con una resolución de $10\ \mu\text{m}$, montado sobre una montura de traslación. Las mediciones fueron hechas en intervalos de desplazamiento de $10\ \mu\text{m}$.

Tabla I Características del detector piroeléctrico empleado para medir el perfil de haz.

Tamaño del elemento	$3 \times 3\ \text{mm}^2$
Encapsulado	TO-5
Respuesta eléctrica	$0.5\ \text{mA/W}$
Capacitancia	$15\ \text{pF}$
Resistencia de carga	$50\ \Omega$
Máxima potencia	$200\ \text{W/cm}^2$
Tiempo de respuesta	$2\ \text{ns}$
Temperatura de operación	-40°C a $+80^\circ\text{C}$

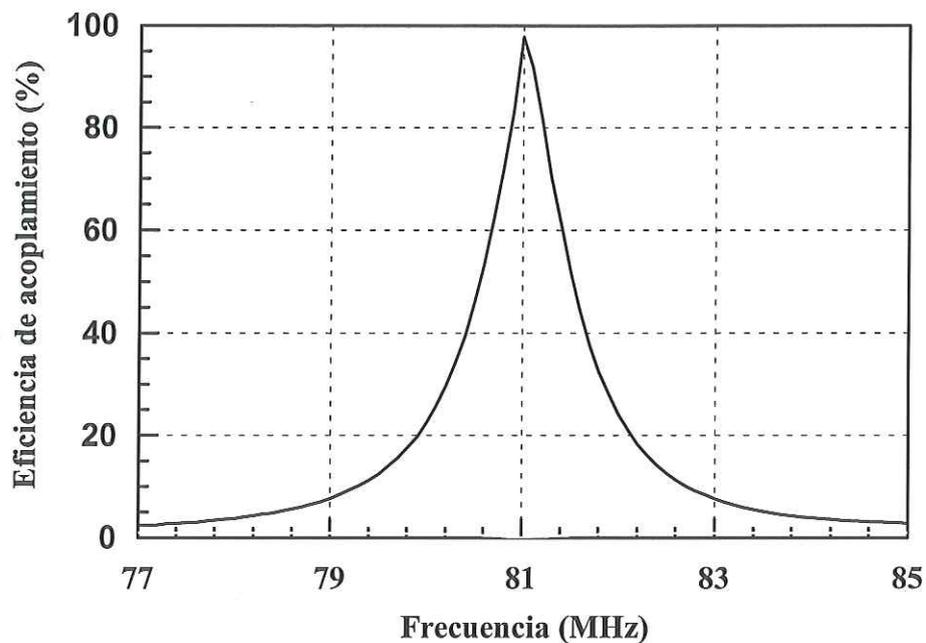


Figura 20 Gráfica de la eficiencia de acoplamiento de la potencia suministrada al láser en función de la frecuencia.

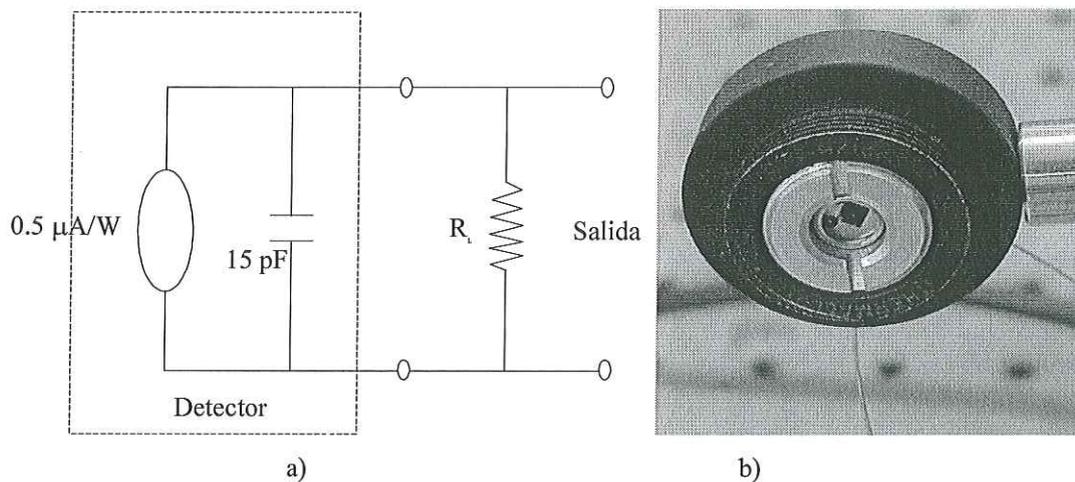


Figura 21 Detector piroeléctrico empleado, a) Diagrama eléctrico del detector, b) Fotografía del detector.

Después de hacer las mediciones del perfil, los datos obtenidos fueron capturados en una hoja de calculo y se realizó una interpolación entre ellos para tener mayor precisión al momento de medir el ancho del haz con estos datos.

El criterio empleado para medir el ancho del haz se toma cuando la intensidad cae a un valor $1/e^2$ (criterio para haces gaussianos) de su intensidad máxima, como se muestra en la Figura 22. Los datos procesados de la Figura 22 corresponden a una serie de mediciones del perfil. Se realizó un promedio de puntos homólogos en cada medición y se observó un error experimental menor al 5% para cada punto representado en esta gráfica.

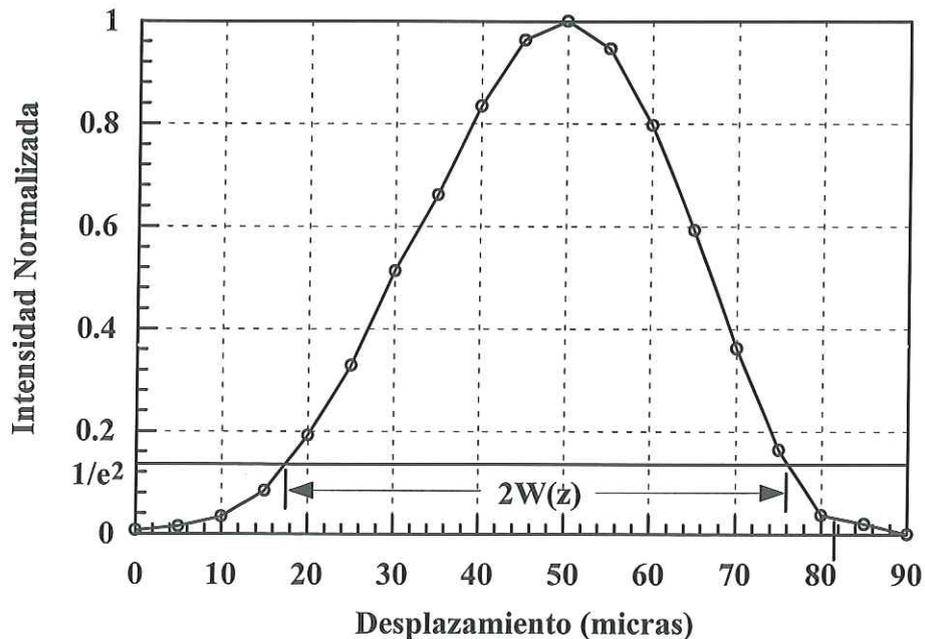


Figura 22 Perfil del haz láser en la posición del mínimo ancho del haz.

IV.8 Medición de la calidad del haz

La medición del factor M^2 es necesaria, ya que una vez que este parámetro se ha medido, una persona puede predecir lo que el haz hará en muchas otras situaciones. Por ejemplo, si se cambia la longitud focal de la lente, podemos escalar el efecto y predecir el cambio en el tamaño de la mancha enfocada y su correspondiente intensidad o energía.

Para la medición y representación del factor M^2 , es esencial que el ancho del haz este definido correctamente. Realizar la medición del factor de calidad M^2 no es simple y no puede conocerse midiendo el haz en un solo punto. En su lugar se tienen que hacer mediciones múltiples como se muestra en la Figura 23, donde se genera un ancho artificial al pasar el haz láser a través de una lente de longitud focal conocida, y entonces se miden las características de la cintura del haz. Este método da también una medición de la divergencia del haz. Se hacen otras mediciones cerca de la distancia focal de la lente para encontrar su ancho y la posición en el punto mas pequeño. Esto se ilustra en los planos a, b, c, d, e, f y g de la Figura 23. Las mediciones del ancho del haz también son hechas mas allá del rango de Rayleigh en los planos h al n de la Figura 23, para confirmar la medición de la divergencia. Con estas mediciones múltiples podemos calcular la divergencia y el tamaño mínimo de la mancha del haz, y entonces podemos calcular el factor M^2 del haz de entrada con la ecuación 16b. Una manera más fácil de encontrar una aproximación del factor M^2 del haz de entrada es hacer un ajuste de los datos del ancho del haz obtenidos experimentalmente mediante las mediciones múltiples con la curva teórica obtenida al

graficar la ecuación 16b, la cual describe el comportamiento de un haz gaussiano al pasar a través de una lente.

Las mediciones en la Figura 23 se pueden hacer de varias maneras. El método empleado para medir el M^2 consiste en tener una lente fija en una posición determinada para enfocar el haz, y entonces realizar mediciones múltiples del perfil con un detector en diferentes posiciones en la trayectoria del haz como se muestra en la Figura 23. Las características importantes que se medirán son:

- 1.- Tamaño de la mancha enfocada
- 2.- El ángulo de divergencia del haz mas allá del foco
- 3.- La posición de la mancha enfocada relativa a la lente
- 4.- El tamaño del haz a la distancia focal de la lente

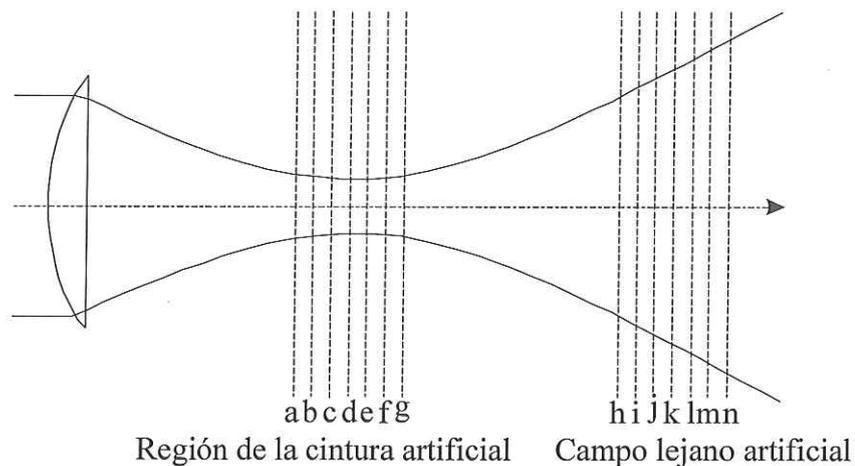


Figura 23 Mediciones múltiples hechas para medir el M^2 del haz láser.

Estas mediciones son proyectadas a las propiedades del láser a través de las ecuaciones (16a) y (16b) que toman en cuenta la lente enfocadora. Las mediciones múltiples nos permiten asegurar que encontraremos el mínimo ancho del haz.

Una de las dificultades para medir con precisión el factor M^2 es la de medir exactamente el ancho del haz. Otra dificultad en la medición del ancho del haz es que la irradiancia alrededor del punto focal, es mucho mayor que la que se mediría mas allá del rango de Rayleigh. Debido a esto, es necesario que el instrumento de medición utilizado opere sobre un rango dinámico de señal amplio.

IV.8.1 Colección de datos y manejo para su interpretación.

El método experimental debe ser tal que nos permita obtener datos confiables. En este trabajo los datos fueron tomados con una señal de referencia, de manera que las variaciones de potencia de salida del láser no afectan nuestras mediciones. Al hacer mediciones del perfil de intensidad, en cada dato se toma otro de referencia, lo que nos permite asegurar que los datos capturados están normalizados y no representan desviaciones debidas a variaciones de la potencia de salida del láser. Cada vez que el detector se desplaza transversalmente sobre el haz, se registra la cantidad de desplazamiento, la lectura de intensidad del detector y la lectura de el haz de referencia, así que cada lectura consta de tres datos (uno del perfil, otro de referencia y uno más del desplazamiento). Para graficar estos datos primeramente fueron capturados en una hoja de cálculo y se dividió cada uno de los datos del perfil entre su correspondiente referencia. El resultado de esta operación fue el

normalizar para posteriormente obtener la gráfica. Una vez que se tiene la gráfica de los datos, se hace una interpolación y se mide el ancho del haz para cada perfil medido. La Figura 24 muestra el arreglo experimental utilizado para realizar las mediciones múltiples del haz enfocado, en el campo cercano al foco de la lente (rango de Rayleigh) y también en el campo lejano al foco de la lente. En la Figura 25 se muestra el ajuste de los datos experimentales con la curva teórica dada por la ecuación 16b, obteniendo un factor $M^2 = 1.1$ para el mejor ajuste de los datos experimentales con los calculados. Un haz con calidad perfecta (TEM_{00}) tiene un valor de $M^2 = 1.0$, de modo nuestro láser tiene un factor de calidad muy alto; comparable y quizá mejor, que para los láseres comerciales.

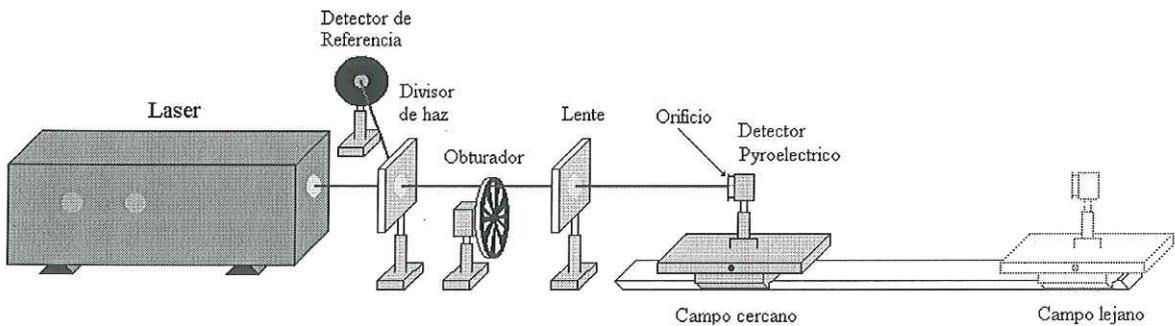


Figura 24 Arreglo experimental para realizar las mediciones múltiples del ancho del haz.

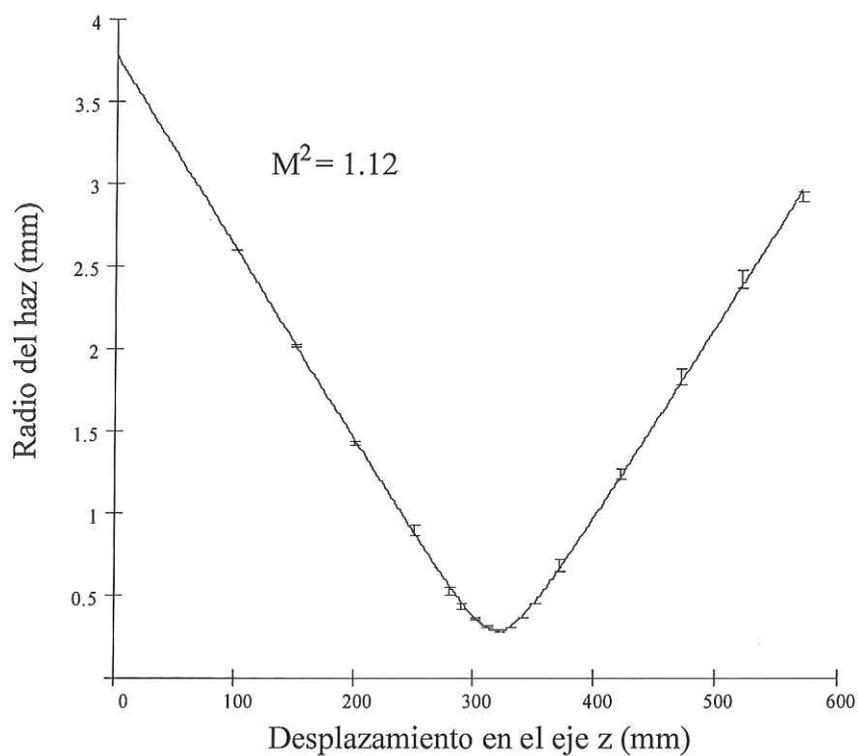


Figura 25 Gráfica del ajuste de los datos experimentales con la curva (sólida) teórica dada por la ecuación de propagación de haces gaussianos. Las barras de error representan el error de ajuste entre los valores experimentales y los calculados.

CAPÍTULO V

CONCLUSIONES

Se ha construido un láser de CO₂ de guía de onda excitado por RF y se ha caracterizado su haz de salida. Se obtuvo una potencia de salida máxima de 6.8 W con una eficiencia del 11.33 %. La mezcla de gases en proporción empleada fue 1:1:2.7:0.3 (Torr) compuesta por CO₂:N₂:He:Xe, a una presión de 44 Torr y con una potencia de entrada de 60 W, funcionando a una temperatura cercana a temperatura ambiente. Se obtuvo un acoplamiento del circuito eléctrico para RF superior al 99% con lo que se pudieron minimizar las pérdidas de energía de entrada.

Se midió el factor de calidad M^2 del haz de salida, minimizando la función de merito definido como: $f = \sum |D_T - D_E|^2$ (Dobrowolski, 1981) que define el error de ajuste en función de la diferencia entre los valores teóricos (D_T) y los experimentales (D_E). En forma similar, se puede hacer una aproximación de ajuste mediante un método gráfico, esto es, comparar el grupo de curvas obtenidas al graficar la ecuación de propagación de haces gaussianos con los puntos experimentales variando el factor M^2 desde 10.0 hasta 1.0 en intervalos de 0.01 y seleccionar la curva que toque la mayor cantidad de puntos experimentales.

Estos métodos nos llevaron a determinar que el máximo ajuste de datos se obtiene cuando el factor de calidad $M^2= 1.12$. La Figura 25 muestra los datos experimentales y la curva de ajuste. Esto nos permite decir que el haz de salida del láser construido, tiene un factor de calidad muy cercano al ideal ($M^2=1.0$).

Para lograr estos resultados, se diseñaron y construyeron todos y cada uno de los elementos que componen al láser en el CICESE. Para lograr esto, y como parte de mis actividades recibí un entrenamiento sobre el uso y manejo del equipo del taller de tecno-mecánica. En cuanto a la óptica, el espejo totalmente reflector fue fabricado en CICESE (taller de óptica) y se le evaporó una película gruesa (Lab. películas delgadas) de plata para después colocarlo en la estructura del láser. Este espejo funcionó muy bien y observó muy buena resistencia mecánica.

También se construyó un sistema de mezclado, que nos permite variar la proporción de los gases que componen la mezcla con una gran facilidad. La Figura 18 muestra una fotografía del tanque de mezclado donde se pueden apreciar las conexiones de entrada y el detector de presión empleado para medir las proporciones del gas.

En general, el objetivo de mi trabajo de tesis fue logrado y quizá hasta superado. Adicionalmente y como propuestas para trabajos posteriores queda hacer un estudio sobre láseres de guía de onda rectangulares, esto es, separar las paredes laterales de la guía de onda. Otro estudio para los láseres de guía de onda, es quitar las paredes laterales de la guía y utilizar solamente las paredes superior e inferior formadas por la superficie óptica de los

electrodos formando una guía con geometría confinada en una dimensión y libre en otra dimensión. En cuanto a las superficies de los electrodos, se pueden fabricar con diferentes grados de rugosidad con el fin de estudiar las pérdidas de la guía de onda debido a la dispersión de luz IR guiada a ángulos rasantes. También utilizar un resonador diferente al resonador plano-plano para el láser de guía de onda de este trabajo. Tales resonadores podrían ser: resonadores estables, inestables, resonadores híbridos, sintonizables, etc. Por último, realizar un estudio para encontrar la proporción óptima de los gases empleados en la mezcla y buscar nuevos componentes que ayuden a mejorar la eficiencia de operación del láser.

Para la sección de electrónica, un tema interesante sería el diseñar y construir un generador de RF pequeño para integrarlo sobre la cabeza del láser y crear un láser de guía de onda compacto y sellado de mediana potencia el cual solo requiera de llenarse con la mezcla óptima de gases a la presión adecuada y conectarse a la línea de electricidad 110 o 220 Volts AC.

LITERATURA CITADA

Abramski K M, Colley A D, Baker H J and Hall D R, "Frequency Stabilisation and Tuning of RF Discharge Excited CO₂ Lasers", Appl. Phy. Lett. 54, 1833 (1989)

Bowick Chris, "RF circuits Design", SAMS

Coherent E.E., "LASERS operación equipo uso y diseño", LIMUSA, 1985

Davis Christopher C., "Lasers and Electro-Optics", Cambridge University Press, New York, 1996

Dobrowolski J. A., Appl. Opt. 20, pp 74, (1981)

Duley W. W., "CO₂ Lasers effects and applications", Academic Press, Orlando, 1984

Hall D R and Hill C A "Handbook of Molecular Lasers", Ed. P K Cheo (New York and London: Mercel Dekker) 165 (1987)

Halliday D y Resnick R, "Física, parte II", ed. CECSA, México D.F.,(1977)

He D. and Hall D. R., "Longitudinal Voltage Distribution in Transverse RF Discharge Waveguide Lasers", Appl. Phys. J. Vol. 54 No. 8 (1983)

Hill C A "Transverse Modes of Plane-Mirror Waveguide Resonators", IEEE J. Quantum Electronics 24, No. 9, 1937 (1988)

Krammer H "Field Configurations and Propagation Constants of Modes in Hollow Rectangular Dielectric Waveguides", IEEE J. Quantum Electronics, QE-12, 505 (1976)

Lachambre J L, Macfarlane J, Otis G and Lavigne P, "A Transversely RF-Excited CO₂ Waveguide Laser", Appl.Phys. Lett. 32, No. 10, 652, (1978)

Levitskii S M "An Investigation of the Breakdown Potential of a High-Frequency Plasma in the Frequency and Pressure Transition Regions", *Sov. Phys-Tech. Phys.*, Vol. 2, 887 (1957)

Marcatili E A and Schmeltzer R A, "Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers", *Bell Syst. Tech. J.* 43, 1783 (1964)

Patel, C. K. N. *Phys. Rev. Lett.* 12, 588, (1964).

Pearson G N and Hall D R, "Carbon Monoxide Laser Excited by Radio-Frequency Discharge", *Appl. Phys. Lett.* 50, No. 18, 122 (1987)

Raizer Y P, Shneider M N and Yatsenko N A, "Radio Frequency Capacitive Discharges", CRC Press, Inc. (1995)

Saleh Bahaa E. A. and Teich Malvin C., "Fundamentals of Photonics", Wiley-Interscience, New York, 1991

Smith P W "A Waveguide Gas Laser", *Appl. Phys. Lett.* 19, No. 5, 132 (1971)

Verdeyen Joseph T., "Laser Electronics", Prentice Hall, New Jersey, 1995

Villarreal F "RF Excited Carbon Monoxide Slab Waveguide Lasers", *Optoelectronics and Laser Engineering*, Department of Physics, Heriot Watt University. (1996)

Witteman W J, Ilieva M, Ilyukhin B I, Kolesnikov V N, Ochkin V N and Udalov Yu B, "Waveguide CO₂ Laser with a Power per Unit Length of About 1 W/cm", *Sov. J Quantum Electronics* 22, No. 10, 879 (1992)

Zhao H, Backer H J and Hall D R "Area Scaling in Slab RF-Excited Carbon Monoxide Lasers", *Appl. Phys. Lett.* 59, No. 9, 1281 (1991)

APÉNDICE A

A.1 Esquemático de las piezas

A continuación se presentan los esquemáticos de las piezas del láser, así como una breve explicación de cada uno de ellos.

A.1.1 Monturas

Las monturas para los espejos del resonador de un láser deben de ser muy estables mecánicamente, por esto el maquinado de cada una de ellas debe hacerse con mucha precaución cuidando que los tornillos y los resortes cumplan con la calidad requerida para que la montura sea estable. Que la montura sea estable significa que cuando movemos el tornillo de movimiento horizontal, en realidad exista solamente movimiento horizontal y en el caso que existan pequeñas vibraciones, el espejo no se mueva. La Figura A.1 muestra el esquemático de las monturas construidas.

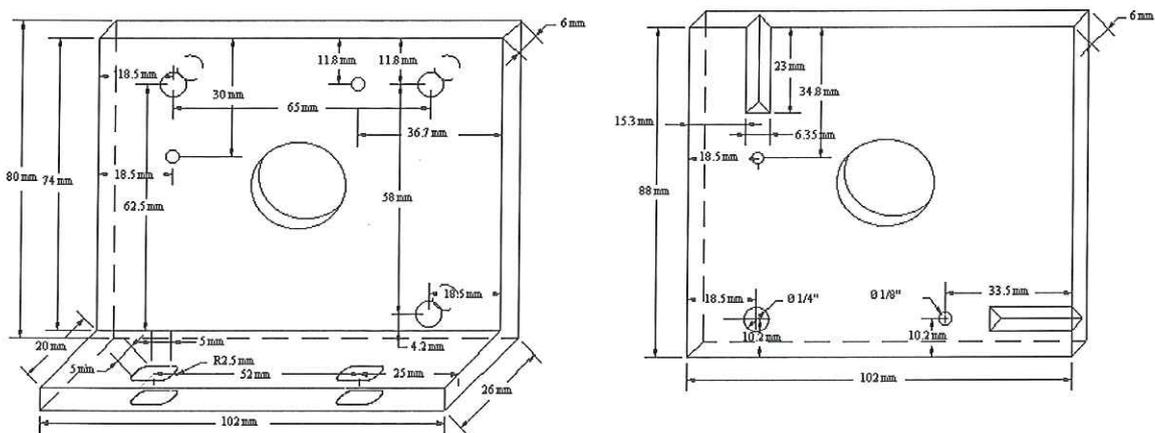


Figura A.1.- Esquemático de las monturas de los espejos del resonador.

A.1.2 Electrodo

Los electrodos son piezas muy importantes en el láser, ya que la descarga se establece entre ellos además de que forman parte de la estructura de la guía de onda. Los esquemáticos de los electrodos se presentan en las Figuras A.2 y A.3.

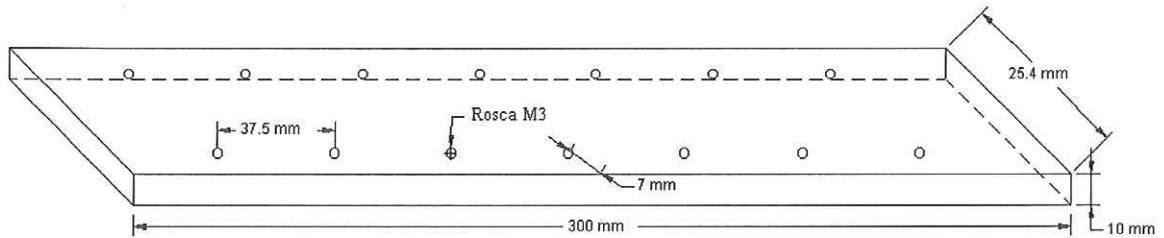


Figura A.2.- Esquemático del electrodo de arriba (o vivo) del láser.

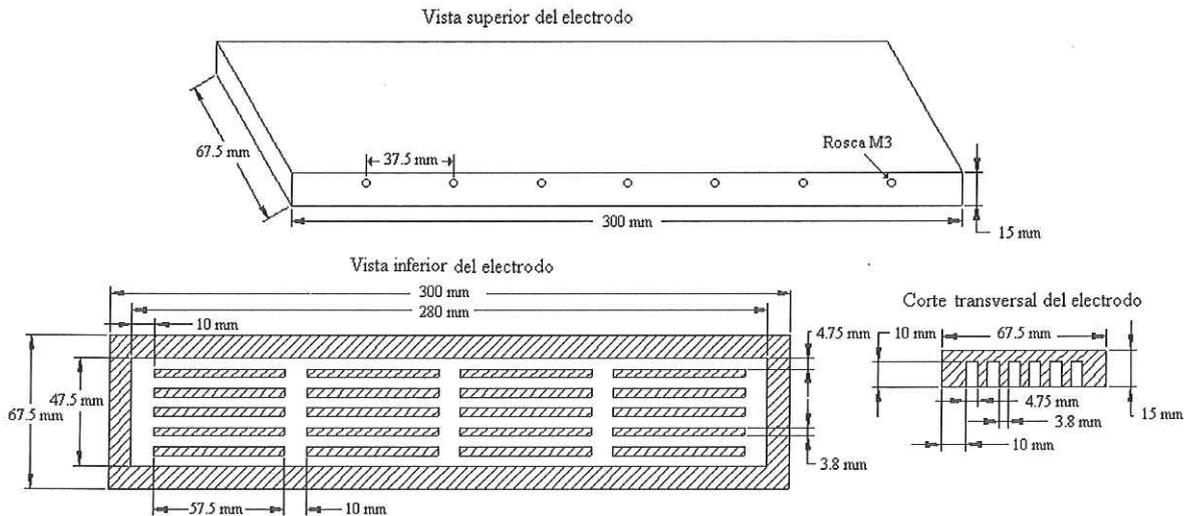


Figura A.3.- Esquemático del electrodo de abajo (sistema de enfriamiento) del láser.

Estos electrodos fueron hechos de aluminio, y su superficie fue pulida con acabado de espejo con el fin de establecer la descarga en el gas y que formen parte de la guía de onda

óptica junto con los separadores de vidrio. Los canales que se aprecian es por donde circulará el agua del enfriador.

A.1.3 Sistema de enfriamiento

El enfriamiento del plasma es por difusión, el calor se transmite hacia los electrodos y las paredes del contenedor. El sistema de enfriamiento implementado fue hacer multicanales en el electrodo de abajo y circular agua por medio de un enfriador de circuito cerrado a través de él. Este electrodo sirve como base de la guía de onda además de proveer el enfriamiento y formar parte de la guía.

A.1.4 Soportes

Es necesario construir un sistema de soportes para colocar la guía en el lugar y en la dirección adecuada para que quede alineada horizontalmente con la base del contenedor. Se debe de considerar la altura correcta para que la guía de onda quede alineada con el centro de la ventana de salida del contenedor. En caso de que sea necesario mover o voltear la cabeza del láser y la guía de onda no se mueva de su lugar evitando que se dañe o se desalinee, se construyeron los soportes que se muestran en la Figura A.4. La Figura A.4(a) muestra unos pilares de soporte que van atornillados a la base del contenedor y sobre los cuales se atornillan las bases de la Figura A.4(b), para finalmente sobre estas bases colocar el electrodo enfriador, el cual es la base que soporta la guía de onda.

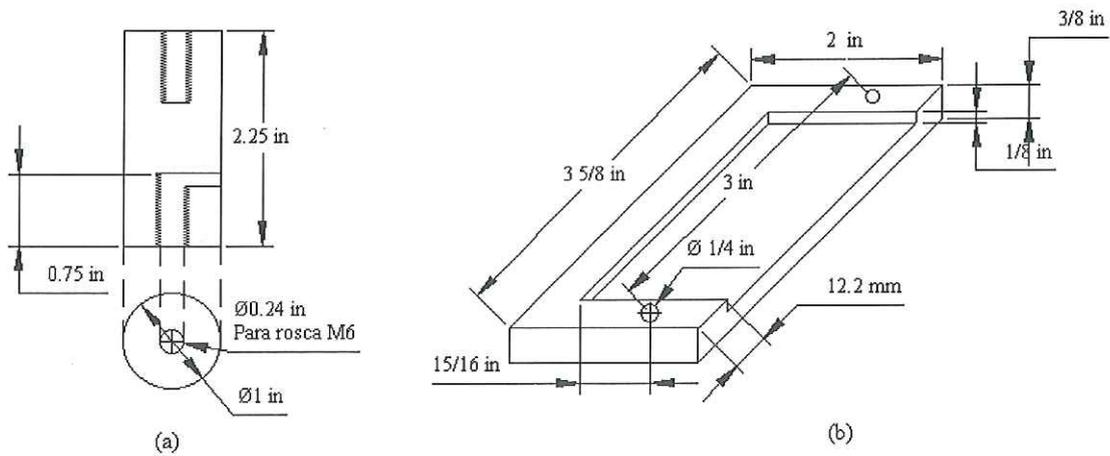


Figura A.4.- Soportes de la guía, (a) Pilares para sostener la guía, (b) soporte del electrodo enfriador

A.2 Esquemático de la guía de onda

La guía de onda esta compuesta de dos paredes laterales de vidrio y las paredes formadas por los electrodos, la superior esta formada por la superficie del electrodo vivo (al que se le aplica el voltaje de RF) y la inferior, formada por la superficie del electrodo enfriador. El esquemático de la guía de onda se presenta en la Figura A.5.

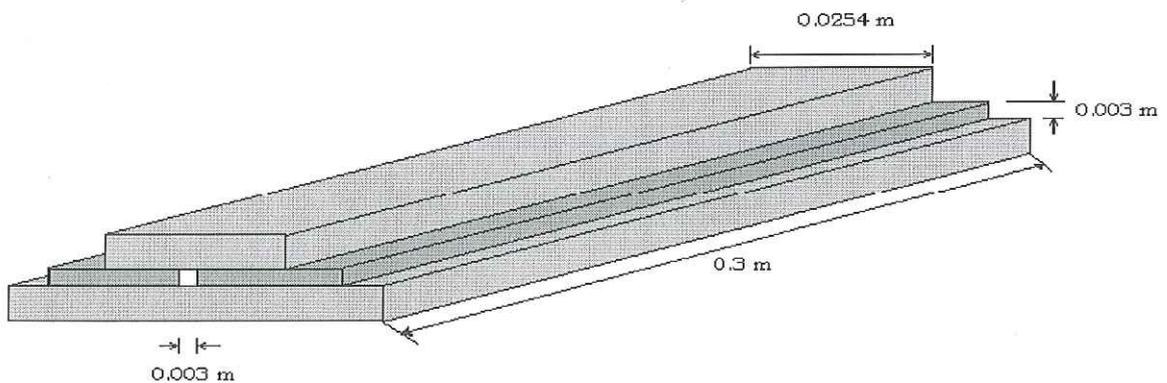


Figura A.5.-Esquemático de la guía de onda compuesta por las paredes de vidrio y los electrodos

A.3 Esquemático y descripción del contenedor del láser

El contenedor del láser es una estructura de aluminio con varias ventanas de vidrio que sirven para ver hacia su interior y una ventana de ZnSe la cual sirve como ventana de salida para el haz del láser. Esta ventana tiene una curva de transmitancia como la que se muestra en la Figura A.6. Sobre el contenedor esta adherida una caja de aluminio dentro de la cual se encuentra el circuito de acoplamiento de impedancias, que conecta la fuente de RF con la estructura de la guía de onda a través de una barra metálica sólida aislada de la estructura del contenedor por medio de un disco de cerámica. El contenedor también cuenta con tres pivotes en cada uno de los extremos por medio de los cuales se interconectan los tornillos de alineación x-y de las monturas para los espejos del resonador. Con esto es posible alinear el resonador desde afuera del contenedor. El contenedor cuenta también con un orificio de entrada y uno de salida para introducir las mangueras por donde circula el agua que provee el enfriamiento del electrodo, una conexión en la tapa superior para el sensor de presión, una conexión a una válvula de evacuación conectada a una bomba turbo molecular para vacío marca Edwards y una válvula de admisión conectada al contenedor para el sistema de mezclado de gases. Todas las ventanas y orificios del contenedor están selladas para alcanzar un último vacío de 7.5×10^{-4} Torr. En la Figura A.7 se muestra una fotografía del contenedor del láser donde se puede apreciar lo descrito anteriormente.

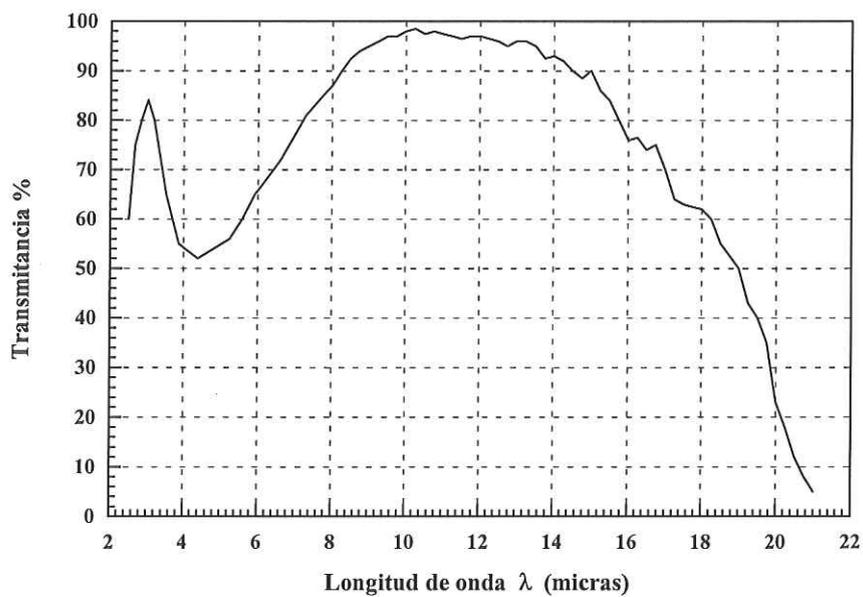


Figura A.6.- Curva de transmittancia de la ventana de salida del láser

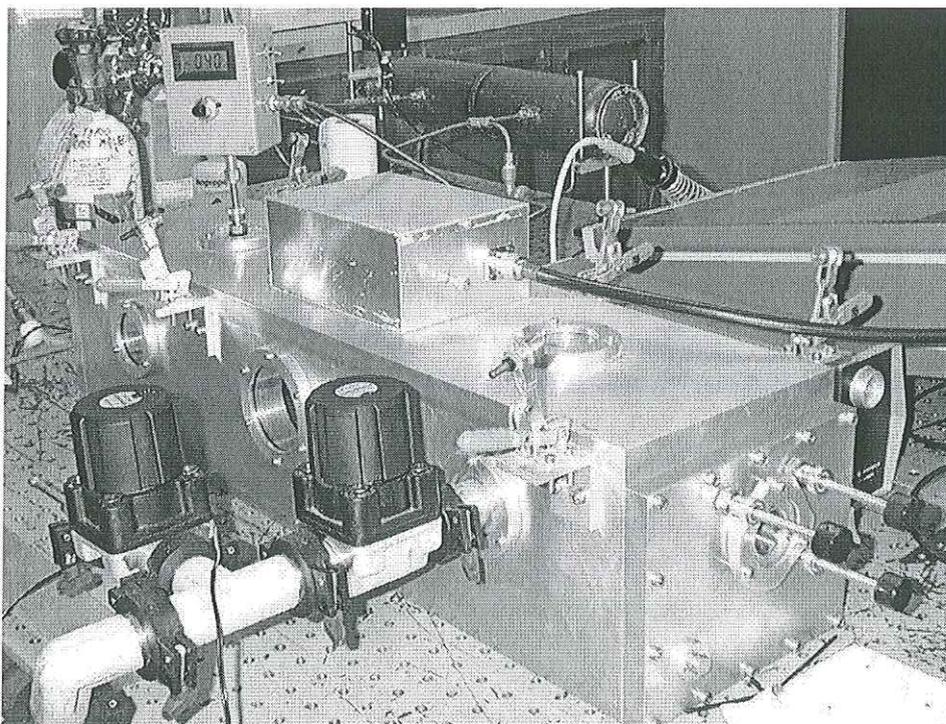


Figura A.7.- Fotografía del contenedor del láser

