

26
24

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

CONSTRUCCION, CALIBRACION Y MEDICIONES DE POTENCIA
DE UN LASER DE CO₂ SINTONIZABLE

TESIS
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
FISICO
PRESENTA
CARLOS FLORES COTERA

1991

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

CONSTRUCCION, CALIBRACION Y MEDICIONES DE POTENCIA
DE UN LASER DE CO₂ SINTONIZABLE

TESIS DE LICENCIATURA

I N D I C E	1
Introducción	3
Capítulo 1. Interacción radiación materia	5
1.1 Absorción y emisión de radiación	6
1.2 Emisión espontánea y emisión estimulada	9
1.3 Coeficientes de Einstein	15
Capítulo 2. Bombeo	18
2.1 Inversión de niveles	18
2.2 Bombeo	20
2.3 Mecanismos de bombeo	23
Capítulo 3. Características de la radiación láser	31
3.1 Radiación estimulada	31
3.2 Características de la radiación láser	33
3.3 Maser y láser	40
Capítulo 4. Características del medio activo	41
4.1 Molécula de CO ₂	41
4.2 Radiación del láser de CO ₂	44
4.3 Mecanismos de bombeo de la molécula de CO ₂	47
4.4 Medio activo	51

Capítulo 5. Láser de CO₂ sintonizable	55
5.1 Sistemas que conforman el láser	55
5.2 Sistema óptico	56
5.3 Acoplamiento al exterior y selección de frecuencias	61
5.4 Sistemas periféricos	63
Capítulo 6. Funcionamiento	68
6.1 Operación	68
6.2 Características de operación	73
Conclusiones	81
Bibliografía	82

INTRODUCCION

Un experimento de resonancia magnética consiste en hacer coincidir la energía de un haz de radiación con la diferencia de energía entre dos estados de un átomo o molécula¹ paramagnética. Lo anterior se logra incrementando esa diferencia de energía mediante un campo magnético. Cuando coinciden las energías mencionadas la radiación puede ser absorbida por una molécula.

Si se conoce la frecuencia de la radiación absorbida se tiene una medida de la diferencia de energía entre los dos estados. Sin embargo, ninguna fuente es capaz de producir radiación de una sola frecuencia. Las fuentes producen, en general, una banda continua de frecuencias.

El láser es la fuente de radiación más adecuada para fines espectroscópicos debido a su reducido ancho de banda, a su alta potencia y coherencia. En espectroscopia estas características permiten obtener una gran resolución y un ruido muy bajo. Además, mediante el láser se pueden alcanzar regiones del espectro electromagnético inaccesibles mediante otras fuentes.

La espectroscopia por resonancia magnética que utiliza como fuente de radiación un láser, es conocida como Resonancia Magnética Láser, o por sus siglas en inglés LMR, Laser Magnetic

¹De aquí en adelante cuando mencionemos "molécula" nos referimos a "átomo o molécula", a menos que se especifique de otra forma.

Resonance.

Los láseres requieren para su funcionamiento un fuente de energía y un sistema que establezca las condiciones necesarias para que esa energía pueda ser transformada en radiación de las características deseadas. En ocasiones la energía es suministrada por otro láser.

El presente trabajo describe los principios de operación de un láser, enfocándolos a la descripción de uno de CO₂ que se ha construido y caracterizado. Este láser se utilizará para suministrar energía a otro, que a su vez funcionará como fuente de radiación en el infrarrojo lejano, entre 300 μm y 1000 μm , en experimentos de Resonancia Magnética Láser.

Para este fin es deseable que el láser tenga una potencia y una frecuencia estables, que la distribución de frecuencias sea estrecha y sea sintonizable, es decir, que la longitud de onda se pueda seleccionar.

CAPITULO 1

INTERACCION RADIACION-MATERIA

Un láser es un aparato capaz de producir radiación monocromática, coherente y de gran intensidad. Estas características se logran aprovechando el fenómeno de emisión estimulada de la radiación. De hecho la palabra "laser", en inglés, es un acrónimo de "Ligth Amplification by Stimulated Emission of Radiation".

El funcionamiento de un láser está basado en el manejo adecuado de la interacción entre la radiación y la materia, por lo que en los párrafos subsiguientes se dará una descripción de ésta. Si bien una descripción rigurosa de dicha interacción ha de ser cuántica, un modelo clásico o semiclassical, como los que veremos, pueden dar resultados relativamente buenos sin necesidad de recurrir a cálculos complicados [Corney, 1977, p.93].

1.1 Absorción y emisión de radiación.

Características Fundamentales.

Puede considerarse que los procesos básicos de la interacción entre la materia y la radiación son la dispersión, la emisión y la absorción de radiación por moléculas.

La radiación es emitida o absorbida en unidades llamadas fotones o, de un modo más general, cuantos de radiación. Siempre que se da uno de estos dos procesos la molécula experimenta una transición de un estado de energía a otro. La energía de los cuantos de radiación siempre es igual a la diferencia de energía entre los estados energéticos inicial y final de la molécula, los cuales pueden ser rotacionales, vibracionales, electrónicos o nucleares. En general la radiación asociada a transiciones entre estados rotacionales es la de menor energía y la asociada a transiciones entre estados electrónicos, la de mayor energía. Como consecuencia, la longitud de onda λ de esta última es menor, en virtud de la relación $E = h\nu = hc/\lambda$, en donde E es la energía del cuanto de radiación producido, ν su frecuencia y h la constante de Planck.

Explicación clásica de la absorción.

En la explicación clásica de la absorción se supone que cuando la radiación incide sobre una molécula, el campo eléctrico oscilante de aquella provoca en los electrones de ésta un movimiento forzado. Este movimiento a su vez genera otro campo eléctrico que se superpone al anterior. Al entrar un haz de radiación en un medio, dicha superposición produce un campo

eléctrico resultante que difiere del inicial en la velocidad de fase, que queda modificada por un factor igual al índice de refracción n del medio. De un modo explícito: si la onda inicial se propaga en la dirección x su campo eléctrico puede describirse mediante la ecuación $E = E_0 \exp[i(\nu t - k_0 x)]$ pero al penetrar en el medio quedará descrito por $E' = E_0 \exp[i(\nu t - k_0 n x)]$.

Para aclarar la relación entre el campo eléctrico resultante y la absorción sólo es necesario conocer el índice de refracción, n . En los párrafos siguientes describiremos la forma de obtener n aprovechando su relación con la polarización del material. Se elige un sistema coordenado cuyo eje z sea paralelo al campo eléctrico; además se considera que los electrones son osciladores sometidos a la acción de tres fuerzas: $-az$, $-b\ddot{z}$ y $qE_0 \exp[i(\nu t - k_0 x)]$, donde a y b son constantes y q la carga de cada oscilador. La primera de estas fuerzas corresponde a la fuerza de amarre para un oscilador armónico. La segunda se conoce como fuerza de reacción, F_r , y es tal que la integral $\int F_r dz$ es igual a la energía radiada por un oscilador armónico clásico cargado. Por último, la tercera es la fuerza que ejerce el campo eléctrico. Si este último se considera polarizado en la dirección z y el oscilador, de masa m , está colocado en $x=0$, el movimiento de dicho oscilador estará descrito por la ecuación

$$m\ddot{z} = q E_0 \exp[i\nu t] - b\ddot{z} - az \quad (1.1)$$

de cuya solución se obtiene el momento dipolar de la molécula $p = qz$. Si el medio tiene N moléculas por unidad de volumen, la polarización del mismo será

$$P = Np = Nqz. \quad (1.2)$$

Por otra parte, la polarización se puede escribir también como

$$P = \epsilon_0 (\epsilon - 1) E \quad (1.3)$$

en donde ϵ es la permitividad relativa del medio, que está relacionada con el índice de refracción por $n = (\epsilon\mu)^{1/2}$, siendo μ la permeabilidad magnética relativa. De las expresiones (1.2) y (1.3), y definiendo $\gamma = b/m$ y $\omega_0^2 = a/m$ se obtiene una expresión para ϵ que junto con la relación entre ϵ y n nos permite escribir

$$n^2 = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \nu^2 + i\gamma\nu)} \quad (1.4)$$

siempre que $\mu \approx 1$, como es el caso para muchos materiales. Si además tratamos con medios que tengan un índice de refracción cercano a la unidad, por ejemplo gases a baja presión o en general cualquier medio poco denso, entonces $n^2 \approx 2(n-1)$, con lo que se puede obtener una expresión para n en términos de su parte real y su parte imaginaria

$$n = n' + ik \quad (1.5a)$$

en donde

$$n' = 1 + \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \nu^2}{(\omega_0^2 - \nu^2) + \gamma^2 \nu^2} \quad (1.5b)$$

$$k = \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\gamma\nu}{(\omega_0^2 - \nu^2) + \gamma^2 \nu^2} \quad (1.5c)$$

El campo resultante puede escribirse entonces como

$$\begin{aligned} E' &= E_0 \exp [i(\nu t - k_0(n'+ik)x)] \\ &= E_0 \exp[-k_0 k x] \exp[i(\nu t - k_0 n' x)] \end{aligned} \quad (1.6)$$

Esta ecuación nos permite observar que el cambio de fase de que se habló al principio introduce, además, una disminución en la

amplitud debida al carácter complejo del índice de refracción. Esto representa una reducción por un factor e^{-1} en la intensidad, I , de la radiación cada que ésta avanza una distancia $d = 1/(2\kappa\alpha)$ ya que $I \propto |E|^2 = E_0 \exp(-2\kappa\alpha x)$. Se interpreta este resultado como la absorción de una parte de la radiación incidente debida a la disipación de la energía del haz en la oscilación forzada de cada molécula. Puede notarse en la ecuación (1.5c), que κ alcanza un máximo cuando $\nu = \omega_0$, por lo que cuando la radiación incidente tiene esta frecuencia se dá la mayor absorción posible, es decir, cuando el campo de la radiación incidente está en resonancia con la frecuencia propia del oscilador tenemos el máximo de absorción.

1.2 Emisión estimulada y emisión espontánea.

La emisión estimulada.

A continuación daremos una descripción semiclásica de la interacción entre la radiación y una molécula considerando el carácter cuántico de ésta, pero tratando el campo eléctrico de la radiación clásicamente [Sargent et al. 1977, p. 14].

Si la molécula libre está descrita por las soluciones de la ecuación:

$$H_0 U_n = E_n U_n \quad (1.7)$$

y el campo electromagnético introduce una perturbación al hamiltoniano $\lambda V(t)$ dependiente del tiempo, entonces la molécula quedará descrita por la ecuación:

$$i\hbar \partial \Psi(t) / \partial t = (H_0 + \lambda V(t)) \Psi(t) \quad (1.8)$$

cuyas soluciones se obtienen a partir de una expresión de $\Psi(t)$ de la forma:

$$\Psi(r,t) = \sum_k c_k(t) \exp(-i\omega_k t) u_k(r) \quad (1.9)$$

siendo $u_k(r)$ función propia de H_0 y $E_{n_0} = h\omega_k$ el valor propio correspondiente. Los coeficientes estarán dados por:

$$\frac{dc_n}{dt} = -\frac{i}{h} \sum_k c_k (u_n | V(t) | u_k) \exp[-i(\omega_k - \omega_n)t] \quad (1.10)$$

La probabilidad de que la molécula se halle en un estado con una energía E_{n_0} , correspondiente a un estado propio de H_0 es igual a $|c_n(t)|^2$.

Los coeficientes $c_n(t)$ se pueden hallar, en principio, resolviendo el sistema de ecuaciones diferenciales acopladas (1.10), para lo cual es necesario tener la forma explícita del potencial $V(t)$ y las condiciones iniciales.

Supóngase que una molécula tiene únicamente dos estados posibles, llamémoslos 1 y 2; además considérese 2 como el de mayor energía. Si inicialmente se halla la molécula en el estado 1 la probabilidad de absorción será igual a la probabilidad de que la molécula se halle en el estado 2, puesto que la transición al estado 2 requerirá necesariamente la absorción de energía. Por razones análogas la probabilidad de que la molécula se encuentre en el estado 1 se identifica como la probabilidad de emisión de radiación cuando la molécula se halla inicialmente en el estado 2.

Suponiendo que la perturbación en el hamiltoniano es producida por un campo eléctrico de la forma $E(t) = xE_0 \cos(\nu t)$, entonces $V(t)$ será aproximadamente

$$V(t) = -e\mathbf{E} \cdot \mathbf{r} \quad (1.11)$$

siempre que \mathbf{E} no varíe mucho en el volumen en que se encuentra la molécula. Esta condición se cumple si la longitud de onda de la radiación es grande comparada con las dimensiones de la molécula. Si se supone además que ésta se encuentra inicialmente en el estado 2 y que la frecuencia del campo, ν , es cercana a la frecuencia $\omega = \omega_2 - \omega_1$, entonces la probabilidad de emisión será de modo aproximado

$$|C_1(t)|^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{\rho E_0}{h} \right)^2 \left(\frac{\text{sen}^2 [(\omega - \nu)t/2]}{[(\omega - \nu)/2]^2} \right)^2 \quad (1.12)$$

en donde $\rho = \langle u_2 | e\mathbf{r} | u_1 \rangle$, es decir, el elemento de matriz 1-2 del momento dipolar. Si se supone como condición inicial que el átomo se encuentra en el estado 1, se obtendría la probabilidad de emisión estimulada $|C_2(t)|^2$, que tiene una expresión exactamente igual a la anterior.

Emisión espontánea

Se dice que hay emisión espontánea cuando una molécula excitada emite radiación sin haber sido forzada a ello por un campo de radiación externo.

De modo análogo a la absorción, la emisión espontánea se puede explicar si se considera cada electrón como un oscilador armónico. Si éste realiza un movimiento en la dirección del eje z descrito por

$$z = z_0 \cos(\omega t) \quad (1.13)$$

el momento dipolar también oscila. Este momento dipolar oscilante produce una onda electromagnética, descrita por sus campos eléctrico, E, y magnético, H.

El flujo de energía de una onda electromagnética en cada punto $\mathbf{x} = r\hat{r} + \vartheta\hat{\vartheta} + \phi\hat{\phi}$ está dado por el vector de Poynting $\mathbf{N} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} / 2$. En nuestro caso

$$\mathbf{N}(\mathbf{x}, t) = - \frac{1}{z_0} \left(\frac{p_0 k^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\sin^2 \vartheta}{r^2} \cos^2(kr - \omega t) \mathbf{r} \quad (1.14)$$

La energía total radiada por el oscilador se obtiene integrando este vector sobre una superficie cerrada arbitraria resultando lo siguiente

$$- \frac{dW}{dt} = \oint \mathbf{N} \cdot d\mathbf{s} = \frac{p_0^2 k^4 c}{6\pi\epsilon_0} \cos^2(kr - \omega t) \quad (1.15)$$

como función del tiempo ésta se comporta como la ecuación siguiente

$$- \frac{dW}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \left(\ddot{z} \right)^2 \quad (1.16)$$

donde se ha tomado $k = \omega/c$, $p_0 = ez_0$ y $r = 0$.

Aún cuando para analizar la emisión espontánea hemos supuesto que cada electrón de las moléculas efectúa un movimiento armónico simple es obvio que, si no se le suministra energía desde el exterior, a medida que vaya emitiendo radiación irá disminuyendo la amplitud de la oscilación debido a la energía perdida durante ésta. De acuerdo con (1.15) la potencia radiada depende de la

amplitud, sin embargo esta ecuación es válida sólo cuando la amplitud es constante. La energía radiada por unidad de tiempo expresada por la ecuación (1.16) es válida aún cuando la amplitud de la oscilación varíe a pesar de haber sido obtenida de la anterior [Corney, 1977, p.96].

El tiempo de vida media

Un oscilador como el que hemos tratado en la sección anterior tiende a quedar en estado de reposo conforme va emitiendo en forma de radiación su energía y, como ya vimos, la rapidez con que emite energía depende de su amplitud. Podemos darnos una idea de la forma en que varía la potencia radiada obteniendo la fracción de energía perdida durante un ciclo suponiendo que la amplitud no varía significativamente de un ciclo a otro; dicho en otras palabras, suponiendo que la energía que se radia es pequeña comparada con la energía total al comienzo del proceso radiativo.

La energía inicial del oscilador es igual a la energía cinética máxima $W_0 = K_{\max} = m(\dot{z}_{\max})^2 = mz_0^2\omega^2/2$.

Por otro lado, la energía promedio L emitida por unidad de tiempo se puede obtener a partir de (1.15) promediando sobre un periodo T

$$L = \frac{-p_0^2 k^4 c}{12\pi\epsilon_0} \quad (1.17)$$

Recordando que $T=2\pi/\omega$, a lo largo de dicho periodo la fracción de energía perdida será

$$\frac{1}{W} \frac{2\pi}{\omega} \frac{dW}{dt} = \frac{-e^2 \omega}{3\epsilon_0 m c^3} \quad (1.18)$$

esta ecuación tiene como solución

$$W = W_0 \exp [-(e^2 \omega^2 / 6\pi \epsilon_0 m c^3) t] \quad (1.19)$$

aquí se observa que cuando transcurre un tiempo $\tau = 6\pi \epsilon_0 m c^3 / e^2 \omega^2$, llamado tiempo de vida media, la energía del oscilador se reduce por un factor e^{-1} . Desde el punto de vista clásico esto le ocurre a cada oscilador, de acuerdo al punto de vista cuántico la energía podrá sólo ser emitida por paquetes, fotones, de modo que una interpretación cuántica congruente con este resultado sugeriría que W es la energía del conjunto de osciladores y τ el tiempo en que ésta se reduce por el factor antes señalado.

La fuerza de reacción

Hemos ya mencionado que la fuerza de reacción se define de modo que $F_r dz$ es igual a la energía radiada por un electrón cuando se desplaza una distancia dz a lo largo del eje z . De acuerdo a esto ξ , la energía radiada en un desplazamiento finito, estará dada por

$$\xi = \int F_r dz = \int F_r \dot{z} dt \quad (1.20)$$

Por otra parte, de acuerdo a la ecuación (1.16)

$$\xi = - \int \left(\frac{dW}{dt} \right) dt = (e^2 / 6\pi \epsilon_0 c^3) \int (\ddot{z})^2 dt \quad (1.21)$$

que si se integra por partes a lo largo de un número entero de periodos se convierte en

$$\xi = (e^2/6\pi\epsilon_0 c^3) \int \dot{z} \ddot{z} dt \quad (1.22)$$

Comparando esta última ecuación con la (1.17) se obtiene que

$$F_r = e^2 z^{(3)}/6\pi\epsilon_0 c^3 \quad (1.23)$$

Dada la forma oscilatoria de la función z tenemos que $z^{(3)} = -\omega^2 \dot{z}$ por lo que

$$F_r = -e^2 \omega^2 \dot{z}/6\pi\epsilon_0 c^3 \quad (1.24)$$

Esta última expresión nos permite resolver la ecuación (1.1) como una ecuación de segundo orden.

1.3 Coeficientes de Einstein.

De acuerdo al análisis que se ha hecho de la emisión estimulada podemos decir que cuando hay radiación en un medio hay posibilidad de que haya tanto emisión como absorción de radiación. Cuál de estos procesos predomine, depende de la cantidad de moléculas que se hallen en cada estado.

Podemos describir la situación en términos del balance que debe haber entre el número de átomos excitados, denominado población del estado excitado, y el número de átomos en el estado base, denominado población del estado base.

Suponiendo que los átomos tienen únicamente dos niveles y que la población total es constante entonces cualquier átomo que pase del estado base al excitado contribuirá a la disminución de la población del estado base y al incremento de la del excitado, y algo análogo ocurrirá con cada átomo que pase del estado excitado

al base. Existen tres factores que pueden modificar la población de cada estado: la emisión espontánea, la emisión estimulada y la absorción.

Coefficiente A

En ausencia de otros efectos la emisión espontánea produce un decaimiento exponencial de la población del estado excitado N_2 o, dicho de otro modo, la cantidad de átomos que decaen por unidad de tiempo es proporcional a la población:

$$dN_2/dt = -AN_2 \quad (1.25)$$

donde A es una constante que recibe el nombre de *coeficiente A de Einstein*, que puede ser interpretado como la probabilidad, por unidad de tiempo, de que un átomo decaiga por emisión espontánea. Podemos explicar este decaimiento exponencial mediante la interpretación cuántica dada a la ecuación (1.19): la reducción de la energía del conjunto de osciladores debe ser consecuencia de la disminución de la población del estado excitado, ya que la probabilidad de emisión para cada molécula y para el conjunto es constante.

Coefficiente B

La emisión estimulada se describe por la probabilidad P_2 , también por unidad de tiempo, de que un átomo efectúe una transición del estado excitado al estado base

$$P_2 = BU(\omega) \quad (1.26)$$

siendo B una constante que recibe el nombre de *coeficiente B de*

Einstein y $U(\omega)$ la densidad espectral de energía de la radiación incidente evaluada en la frecuencia de la radiación emitida ¹. En términos de la ecuación (1.26) la rapidez del cambio de la población del estado excitado es

$$dN_2/dt = -P_2N_2 = -BU(\omega) N_2 \quad (1.27)$$

siempre que consideremos únicamente la emisión inducida.

Finalmente, la probabilidad de absorción queda descrita por una ecuación exactamente igual a la ecuación (1.26) :

$$P_1 = dp_1/dt = BU(\omega) \quad (1.28)$$

pero como la absorción contribuye al incremento de la población del estado excitado, entonces la variación de ésta debido a la absorción lleva signo positivo:

$$dN_2/dt = BU(\omega)N_1 \quad (1.29)$$

Considerando todos los factores anteriores la población del estado excitado queda expresada por:

$$dN_1/dt = -AN_2 - BU(\omega) (N_2 - N_1) \quad (1.30)$$

Como se mencionó anteriormente, si se considera que las moléculas tienen únicamente dos niveles, entonces toda reducción de la población del estado excitado representará un incremento para la del estado base, de modo que el cambio de la población del estado base queda descrita por una ecuación que sólo difiere de la anterior por los signos de los coeficientes.

¹La ecuación anterior es válida sólo si $U(\omega)$ es una función que varía lentamente cuando $\nu \approx \omega$.

CAPITULO 2

BOMBEO

El láser, como amplificador, funciona en base a la emisión estimulada de la radiación, pero ésta es insignificante mientras en su interior no haya suficientes moléculas en cierto estado excitado. En el presente capítulo se estudian los procesos mediante los que se alcanza una población adecuada en el estado excitado a fin de que el medio funcione como amplificador.

2.1 Inversión de poblaciones.

Si un medio se encuentra en equilibrio termodinámico la población de los estados disminuye con su energía de acuerdo con la distribución de Boltzman. Si se altera esta distribución de modo que la población de un estado excitado es mayor que la de otro de menor energía, se dice que hay *inversión de poblaciones* entre esos niveles.

Si penetra radiación en un medio en equilibrio termodinámico

gran parte de ella será absorbida siempre que su frecuencia multiplicada por h , la constante de Planck, coincida con la diferencia de energía entre el estado base y algún estado excitado.

Antes de la absorción las moléculas han de encontrarse en el estado base y al absorber radiación efectuarán una transición hacia el estado excitado en cuestión.

En caso de incidir radiación sobre una molécula excitada es más probable que ésta sea obligada a emitir radiación de las mismas características que la incidente, la misma frecuencia y la misma fase.

Considerando nuevamente el caso de equilibrio termodinámico, si la diferencia de energía ΔE entre los estados es mucho mayor que la constante de Boltzman multiplicada por la temperatura, entonces la diferencia de poblaciones será considerable y como consecuencia la cantidad de radiación emitida será más pequeña que la de radiación absorbida. Experimentalmente el efecto neto que se observa es la absorción de una parte de la radiación incidente.

Si el medio no se encuentra en equilibrio térmico sino que se encuentra con una inversión de poblaciones entre los mismos dos estados que antes, entonces la cantidad de radiación emitida será mucho mayor que la absorbida. La transición correspondiente se podrá dar sólo hacia aquellos estados que cumplan con las reglas de selección.

Un medio en el que hay inversión de poblaciones entre ciertos estados constituye una de las partes fundamentales de un láser. En este contexto se le denomina *medio activo* porque es en él en donde se amplifica la intensidad de un haz de radiación.

2.2 Bombeo

La inversión de poblaciones en un medio se puede lograr mediante un proceso denominado bombeo. El proceso de bombeo se describe por la tasa a la que el estado excitado se puebla en virtud únicamente del bombeo

$$\frac{dN_e}{dt} = W_p N_b \quad (2.1)$$

en donde N_b y N_e son las poblaciones del estado base y del estado excitado respectivamente, y W_p es una función de la frecuencia de la radiación que se conoce como tasa de bombeo.

2.2.1 Sistemas de tres y cuatro niveles.

Los procesos de absorción y emisión de radiación implican, para una frecuencia fija de la radiación, la transición entre dos estados bien definidos. No es necesario involucrar otros estados en el análisis de esos procesos. Sin embargo no es posible obtener una inversión de poblaciones llevando directamente las moléculas del estado base al estado excitado que se desea poblar mediante el bombeo. De acuerdo con la ecuación (1.30) si se utiliza radiación para excitar a las moléculas el cambio de la población del estado

excitado dN_2/dt se irá haciendo más lento a medida la población misma crece y termina haciendose cero antes de que se pueda lograr la inversión de poblaciones. Otras formas de bombeo presentan el mismo efecto de saturación cuando se quiere bombear directamente el estado de interés.

Para lograr una inversión de poblaciones se necesita utilizar un nivel más de las moléculas del medio en cuyo caso se dice que el medio se trata como un *sistema de tres niveles*. Las moléculas llevadas a este tercer nivel deben decaer por emisión espontánea al nivel que se desea poblar, cuyo tiempo de vida debe ser mucho mayor que el tiempo de vida del tercer nivel. Con esto el bombeo hacia el tercer estado sería el máximo posible y estaría dado por $dN_3/dt = B'U(\omega)N_1$, de acuerdo con la ecuación (1.30), en la que se ha sustituido N_2 por $N_3=0$ y se ha ignorado el término debido a la emisión espontánea por no depender del de bombeo. Si bien el tercer estado no alcanzará una inversión de poblaciones, su decaimiento permitirá obtener la inversión de poblaciones entre el estado base y el estado deseado. En la figura 2.1 se muestran los niveles de energía y la forma en que se lleva a cabo el bombeo de un estado, estado 2, vía un tercer estado de mayor energía.

A fin de hacer más efectivo el mecanismo de bombeo puede utilizarse un nivel de energía más, en este caso se dice que el medio es un *sistema de cuatro niveles*. En estos sistemas la inversión de poblaciones no se efectúa entre el estado base y un estado excitado, sino entre dos estados excitados; el de menor energía de éstos, denotado como 1, debe decaer rápidamente al estado base. En la figura 2.2 se esquematiza un sistema de cuatro niveles.

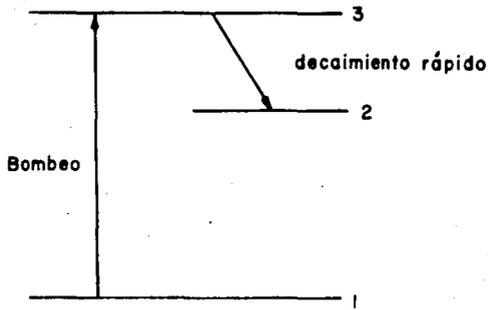


Figura 2.1

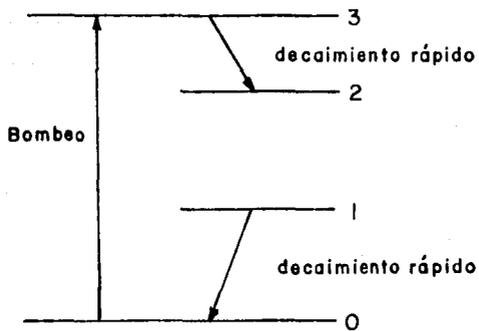


Figura 2.2

Para un sistema de cuatro niveles el bombeo es más efectivo porque, a diferencia del de tres, no es necesario hacer muy grande la población del nivel 2 para lograr la inversión ya que la población del estado 1 será muy pequeña.

2.2.2 Eficiencia

En un sistema de tres o más niveles algunas de las moléculas que son llevadas al nivel superior no decaen al estado que se desea poblar. Para considerar esto en el bombeo se define la *eficiencia cuántica*, que es el cociente de la cantidad de moléculas que decaen al estado excitado que se desea poblar entre el número de moléculas que son llevadas a algún estado excitado superior.

Si consideramos nuevamente el bombeo mediante radiación, que se denomina *bombeo óptico*, es necesario considerar que el sistema mediante el que se conduce la radiación hacia el medio usualmente reduce la intensidad. La efectividad de dicho sistema para conducir la radiación sin pérdidas desde la fuente hasta el medio se mide en términos de la *eficiencia de transferencia*, que se define como el cociente de la energía que entra en el medio dividida por la energía que produce la fuente de radiación que efectúa el bombeo.

De acuerdo con la ecuación (1.12) hay mayor probabilidad de absorción, o excitación, cuando la frecuencia de la radiación coincide con la correspondiente a la diferencia de energías entre los niveles. Si el espectro de la fuente de radiación tiene un

máximo estrecho en esta frecuencia, el bombeo será más efectivo. Como generalmente no es posible hacer coincidir las frecuencias mencionadas, tiene que evaluarse la concordancia entre ellas, para lo cual se define la *eficiencia espectral*, que es el cociente entre la intensidad absorbida por una molécula dividida por la intensidad que absorbería si la sección eficaz fuera constante e igual su máximo

$$\phi_s = \frac{\int \sigma(\omega) I(\omega) d\omega}{\sigma_{max} \int I(\omega) d\omega} \quad (2.2)$$

La eficiencia neta del sistema de bombeo óptico es el producto de los tres tipos de eficiencia antes descritos. Para un sistema de bombeo de otro tipo habrá una cantidad análoga a la eficiencia espectral pero no necesariamente una análoga a la eficiencia de transferencia.

2.3 Mecanismos de bombeo

En esta sección se describen brevemente los métodos de bombeo relacionados con el funcionamiento del láser de CO₂, el eléctrico y el de transferencia resonante de energía. Se describirá además el bombeo óptico, importante para el uso que habrá de darse al láser construido.

2.3.1 Bombeo eléctrico

El bombeo eléctrico se efectúa mediante las colisiones que se dan entre las moléculas del medio y los electrones de una corriente producida a través del mismo. Considerando que se trabaja con un sistema de tres o cuatro niveles, la cantidad de moléculas, N_3 , llevadas al estado excitado superior será proporcional a la densidad de corriente, j , y a la densidad de moléculas en el estado base, N_b :

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{\sigma_{e3} N_b j}{e} = \sigma_{e3} N_b j_0 v \quad (2.3)$$

en donde e es la carga del electrón y σ_{e3} es una constante llamada *sección eficaz*. En el miembro derecho j_0 es el número de electrones por unidad de volumen y v su velocidad.

La *sección eficaz* depende de v y del nivel excitado de que se trate. En particular, depende del tipo de transición que represente el paso de la molécula del estado base al estado excitado. Se clasifican las transiciones en tres tipos: a) transiciones permitidas ópticamente, b) transiciones no permitidas ópticamente y sin cambio de multiplicidad, y c) transiciones no permitidas ópticamente y con cambio de multiplicidad [Svelto, 1976, p.83].

Considerando el elemento de matriz del momento dipolar $\rho^2 = (u_2 | e r | u_1)^2$ y $\rho^2 = (u_2 | e r^2 | u_1)^2$ para los tipos a) y b) respectivamente se puede escribir la sección eficaz como

$$\sigma_{e3} \propto \rho^2 g(E) \quad (2.4)$$

en donde $g(E)$ es una función de la energía de los electrones, E , que varía como $E^{-1} \ln E$ para el caso a) y como E^{-1} para el b). esta dependencia hace que la ecuación (2.3) sea válida sólo para un haz monoenergético de electrones, por lo que para un haz cualquiera es necesario promediar el producto de la velocidad por la sección eficaz de acuerdo a la distribución de velocidades, de modo que

$$\frac{dN_3}{dt} = \langle v \sigma_{e3} \rangle N_0 \mathcal{J}_0 \quad (2.5)$$

De acuerdo con la ecuación (2.1) la tasa de bombeo será entonces

$$W_p = \langle v \sigma_{e3} \rangle \mathcal{J}_0 \quad (2.6)$$

En la figura 2.3 se muestra el comportamiento cualitativo de la sección eficaz para los tres tipos de transición. Aquí se ha graficado σ_{e3} en unidades arbitrarias y la energía se ha expresado en términos de la energía umbral E_u , que es la energía mínima necesaria para que pueda haber excitación.

unidades arbitrarias

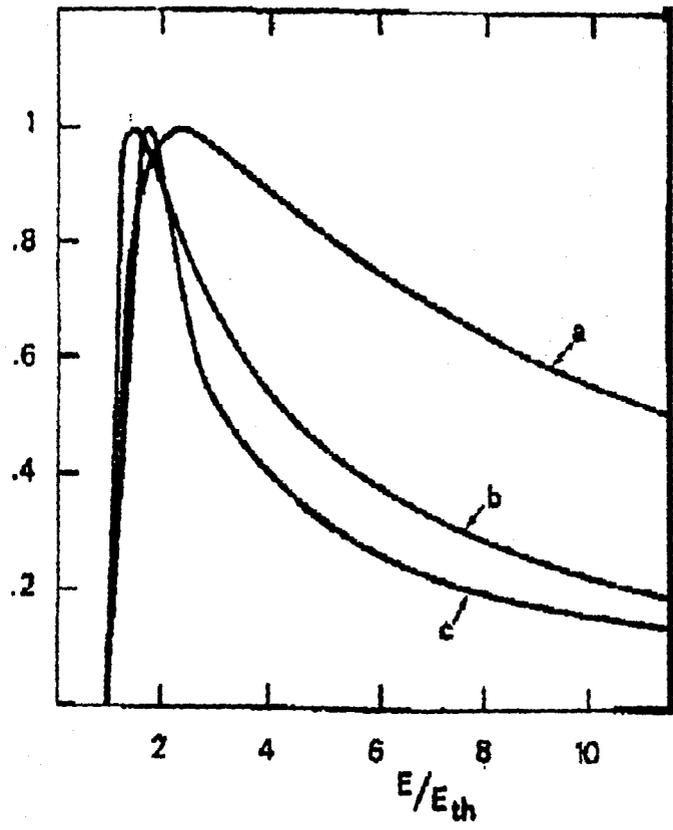


Figura 2.3

2.3.2 Bombeo por transferencia resonante de energía.

Este tipo de bombeo se efectúa mediante la colisión de dos moléculas diferentes. Una molécula excitada B alcanza su estado base transfiriendo su energía a otra molécula A que queda entonces en un estado excitado. Esto se esquematiza del modo siguiente



en donde el asterisco denota una molécula en estado excitado y ΔE la diferencia de energía entre los estados excitados de una y otra molécula. Para que se pueda dar este proceso es necesario que ambos tipos de molécula se encuentren mezclados formando un medio gaseoso. En este medio la probabilidad de excitación de la molécula A será mayor cuanto mayor sea el tiempo que las moléculas B pasen en su estado excitado.

De modo análogo al bombeo eléctrico el cambio de la población N_{A3} del estado excitado de las moléculas A debido al bombeo está dado por

$$\frac{dN_{A3}}{dt} = N_{Ab}W_p \quad (2.8)$$

N_{A3} y N_{Ab} son las poblaciones del estado a bombear de la molécula A y del estado base de la misma respectivamente y W_p es la tasa de bombeo, W_p es igual a $\langle V\sigma_{AB} \rangle N_{B^*}$ siendo N_{B^*} la población del estado

excitado de B, v la velocidad de las moléculas y σ_{AB} la sección eficaz para este tipo de interacción entre las moléculas A y B. También como en el caso del bombeo eléctrico el producto $v\sigma_{AB}$ aparece promediado de acuerdo a la distribución de velocidades en el gas.

Dado que esta forma de excitación se dá por un efecto de resonancia, la sección eficaz σ_{AB} es una función que tiene un máximo agudo para $\Delta E = 0$. Comunmente el valor de dicho máximo es del orden de 10^{-15} o 10^{-16} cm^2 . La sección eficaz decrece de modo exponencial con el parámetro $\Delta E t_c / h$, siendo t_c el tiempo de colisión, puede reducirse por un factor de e^{-1} cuando $\Delta E \approx 10^{-15} \text{erg} \approx kT/10$ a temperatura ambiente. en base a lo cual podemos afirmar que este tipo de bombeo es muy selectivo en cuanto a los estados que puede excitar.

2.3.3 Bombeo óptico.

La probabilidad de que una molécula absorba radiación monocromática dada por la ecuación (1.12) es una función de la frecuencia de dicha radiación y de la diferencia de energía entre los estados inicial y final, expresada por el factor $h\nu$. Para describir el bombeo óptico ha de tenerse en cuenta que en la práctica no es posible obtener una fuente de radiación monocromática y que el estado final de las moléculas puede corresponder a una banda de energías o que incluso pueden excitarse varios estados con la misma radiación. Además, debido al efecto Doppler, la densidad espectral $U(\nu)$ de la radiación de

bombeo no es la misma cuando se observa desde un marco de referencia fijo al laboratorio que cuando se observa desde un marco de referencia fijo a una molécula. Otro factor que afecta la distribución espectral de energías es el cambio de fase de la radiación visto desde el marco de referencia de cada molécula después de una colisión.

Tomando en cuenta los factores anteriores la ecuación (1.12) se transforma en la siguiente

$$P_a = \frac{\rho^2}{4 \hbar^2 c_0} \int d\nu d\nu' d\omega' u(\nu) g(\nu-\nu') g^*(\omega'-\omega) \frac{\text{sen}^2 [(\omega-\nu) t/2]}{[(\omega-\nu)/2]^2} \quad (2.9)$$

en donde se ha expresado E_0^2 en función de la densidad espectral de energía

$$E_0^2 = c_0^{-1} u(\nu) d\nu \quad (2.10)$$

además se ha incluido un factor 1/3 pues la expresión (1.12) es considerando radiación polarizada en la misma dirección que el campo mientras que aquí se ha considerado radiación no polarizada. Por medio de la función $g(\nu-\nu')$ se toma en cuenta el cambio en el espectro debido a las colisiones

$$g(\nu-\nu') = \frac{T_2}{\pi} \frac{1}{1 + (\nu' - \nu)^2 T_2^2} \quad (2.11)$$

en donde T_2 es el tiempo promedio entre dos colisiones.

La función $g^{\circ}(\omega' - \omega)$ toma en cuenta el efecto Doppler y está dada por

$$g^{\circ}(\omega' - \omega) = \frac{c}{\omega} \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{M c^2}{2kT} \frac{(\omega' - \omega)^2}{\omega^2} \right) \quad (2.12)$$

en donde M es la masa de las moléculas, T la temperatura, k la constante de Planck y c la velocidad de la luz.

Los factores corregidos mediante las funciones g y g° son casos particulares de los llamados ensanchamiento homogéneo e inhomogéneo respectivamente que constituyen, en general, efectos que hacen que la distribución de la radiación, tomada ahora como $U(\nu)g(\nu - \nu')g^{\circ}(\omega - \omega')$, sea más ancha que la distribución original $U(\nu)$.

En algunos casos el efecto de ensanchamiento debido a uno de estos fenómenos predomina sobre los demás, en cuyo caso sólo uno de los factores, g o g° , aparece en la ecuación de la probabilidad de absorción.

Se puede obtener una expresión aproximada de la tasa de transición para el bombeo óptico a partir de la ecuación (2.9) suponiendo que $U(\omega)$ varía lentamente con respecto a la función $\text{sen}^2[(\omega - \nu)t/2]/[(\omega - \nu)/2]^2$ e ignorando las correcciones dadas por g y g° en cuyo caso

$$P_a = \frac{n\rho^2\pi}{6h^2c^3} I(\omega)t \quad (2.13)$$

de modo que

$$W = \frac{n\rho^2\pi}{6h^2\epsilon_0c} I(\omega) \quad (2.14)$$

Esta ecuación nos permite evaluar la tasa de transición del estado excitado 3. La tasa de transición para el estado que se desea bombear, el estado 2, está dada por esta misma expresión pero multiplicada por la eficiencia cuántica.

CAPITULO 3

CARACTERISTICAS DE LA RADIACION LASER

Las características que tiene la radiación de un láser lo hacen insustituible en un gran número de aplicaciones, entre ellas la espectroscopía. En la espectroscopía anterior a la invención del láser muchas mediciones estaban limitadas por las características propias del sistema de medición. Con el uso del láser, las mediciones están limitadas por las características intrínsecas de la muestra analizada [Shimoda, 1976, p.2].

En el presente capítulo estudiaremos algunas de las características que hacen del láser una fuente de radiación excelente para la espectroscopía.

3.1 Radiación estimulada.

La producción de radiación por emisión estimulada es un factor determinante para las características de la radiación láser. La radiación producida mediante este proceso es emitida con la misma frecuencia y con la misma fase que la radiación que ha

estimulado dicha emisión.

En un análisis estricto la frecuencia de emisión no es necesariamente igual a la que estimuló dicha emisión. Puede observarse lo anterior en la probabilidad de transición dada por la ecuación (2.9) o incluso en la expresión más sencilla de la ecuación (1.12). En ambas puede observarse que la probabilidad de emisión de un fotón de frecuencia $\omega=(E_2-E_1)/h$ es una función de la frecuencia de la radiación incidente, ν , que tiene un máximo en $\nu=\omega$, pero la emisión puede darse incluso si $\nu \neq \omega$.

La radiación producida por emisión estimulada tiene una distribución de frecuencias igual a la que tendría la emisión espontánea entre los mismos estados. Es necesario considerar que, como en el caso de la absorción, la influencia de los mecanismos de ensanchamiento homogéneo e inhomogéneo puede modificar esta distribución. Generalmente son éstos los que determinan la distribución espectral de la radiación. Las funciones que describen el ensanchamiento son las mismas que las ocupadas para describir el ensanchamiento en el caso de la probabilidad de absorción, es decir, las ecuaciones (2.11) y (2.12). Si los efectos del ensanchamiento homogéneo e inhomogéneo son despreciables la densidad espectral $\mathcal{U}(\nu)$ tendrá una distribución que presenta únicamente *ensanchamiento natural*.

3.2 Características de la radiación láser.

Como se ha mencionado, una buena parte de las características de la radiación láser provienen de las características propias de la emisión estimulada. Describiremos a continuación algunas de las características de la radiación láser.

3.2.1. Monocromaticidad.

Una onda monocromática es una onda senoidal infinita. En el espacio de frecuencias está representada por una δ de Dirac en $\omega = \omega_0$.

Por otra parte un tren de ondas tiene una frecuencia, una longitud de onda y una amplitud bien definidas sólo en una región limitada del espacio. Fuera de ésta región la amplitud se reduce abruptamente a cero como se muestra en la figura 3.1. Vista en el espacio de frecuencias una onda de este tipo tiene componentes diferentes de ω_0 .

Puede considerarse entonces que un tren de ondas está formado por un número infinito de ondas senoidales cuyas frecuencias tienen una distribución definida. Dicha distribución tiene una forma como la que se muestra en la figura 3.2, el ancho que presente depende del tiempo durante el que fué emitido el tren de ondas. Un tiempo de emisión más corto tendrá asociada una distribución más ancha que un tiempo de emisión largo. Eso significa que la presencia de ondas de frecuencias más alejadas de ω_0 es más significativa cuando los tiempos de emisión son cortos.

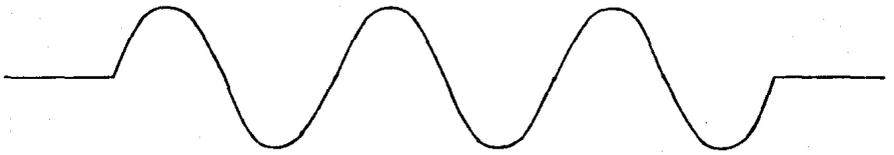


Figura 3.1

La radiación proveniente de cualquier fuente, incluido el láser, puede considerarse formada por una superposición de trenes de ondas. Por lo cual no es posible que sea monocromática. La monocromaticidad se puede medir mediante el ancho de la distribución de frecuencias. Una manera de medirlo es mediante el ancho total a la mitad del máximo de la curva de distribución, conocido por sus siglas en inglés *FWHM*, Full Width at Half Maximum, o por $\Delta\omega$. La monocromaticidad también se puede medir mediante la pureza espectral, definida como

$$\Delta\omega/\omega_0 \quad (3.1)$$

en donde ω_0 es la frecuencia a la que se emite el máximo de potencia.

El ensanchamiento homogéneo se describe por medio de una función Lorentziana que es de la misma forma que la ecuación (2.11), a acuerdo a dicha ecuación el ancho total de este tipo de línea es

$$\Delta\omega = \frac{2}{T_2} \quad (3.2)$$

siendo T_2 el tiempo promedio entre colisiones. El ensanchamiento inhomogéneo es descrito mediante una Gaussiana como la de la ecuación (2.12), de donde se puede ver que el ancho total es en este caso

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{2 k T \ln 2}{M}} \quad (3.3)$$

Los factores mencionados se producen debido a las características propias del medio activo. En un láser además de los anteriores puede haber otros factores de ensanchamiento como

Densidad espectral

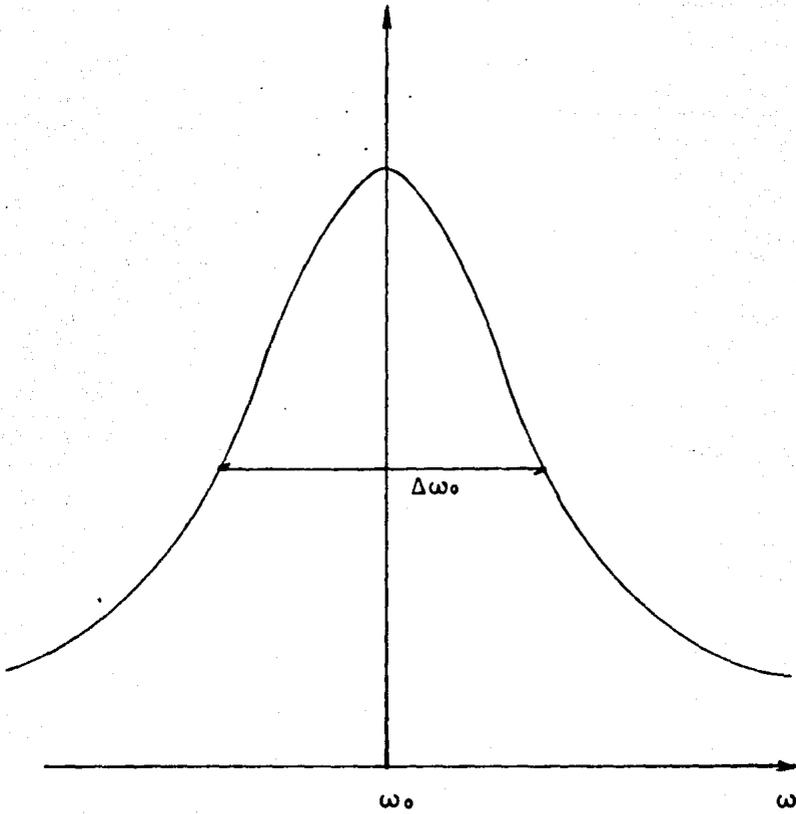


Figura 3.2

lo son: 1) La radiación exterior que entra en la cavidad óptica del láser y la emisión de cuerpo negro de la misma; 2) La emisión espontánea en frecuencias distintas a la de interés; 3) Las variaciones en el tamaño de la cavidad debidas a vibración o a fluctuaciones térmicas [Svelto 1976, p.147].

En los láseres de gas generalmente el principal factor que limita la monocromaticidad es el ensanchamiento Doppler, aunque cuando son de alta potencia la presión alta que se requiere para alcanzarla hará que sea más notorio el ensanchamiento por colisiones o por presión.

Si una fuente de radiación ha de utilizarse para realizar el bombeo óptico de un láser es necesario que la frecuencia ν de la misma sea lo más parecida posible a $\Delta E/h$, en donde ΔE es la diferencia de energía entre el estado que se desea excitar y el estado base. Si esta condición se cumple entonces, de acuerdo con la ecuación (2.2) la eficiencia espectral será grande para el estado deseado y muy pequeña para los demás. En la misma ecuación puede observarse que un ancho de línea reducido en torno a la frecuencia escogida permitirá también aumentar dicha eficiencia.

3.2.2. Coherencia.

Si dos puntos diferentes de un frente de onda mantienen a través del tiempo una diferencia de fase constante se dice que la onda es espacialmente coherente ente esos dos puntos. Ninguna fuente puede tener una coherencia espacial perfecta, por lo que se

introduce el concepto de *superficie de coherencia*, ésta se define como el conjunto de puntos que satisfacen que la diferencia de fase entre ellos es menor que π .

Si la diferencia de fase en un mismo punto del espacio a dos tiempos diferentes, t y $t+\tau$, es la misma para cualquier valor de t se dice que la onda es *temporalmente coherente*.

En la práctica siempre existe un valor finito de τ para el cual la diferencia de fase aumenta en una cantidad igual a π . El valor máximo que puede tener τ se le llama tiempo de coherencia τ_{co} . Se define también

$$l_c = c\tau_{co} \quad (3.2)$$

en donde c es la velocidad de la luz, esta cantidad se conoce como *longitud de coherencia*.

Existe una estrecha relación entre la monocromaticidad y la coherencia temporal. Si un haz de radiación está formado por trenes de ondas de corta duración es de esperarse que su tiempo de coherencia sea menor que si éstos son de larga duración. Por otra parte, un tren de ondas con una duración pequeña, que se ha emitido en un tiempo muy corto, tendrá una distribución de frecuencias más ancha que uno emitido en un tiempo largo. Una coherencia temporal muy buena implica una distribución de frecuencias delgada.

Una manera de medir el grado de coherencia temporal es mediante el uso de un *interferómetro de Michelson* y el concepto de visibilidad.

La visibilidad de las líneas de interferencia en un interferómetro se define como

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.3)$$

en donde I_{\max} e I_{\min} son las intensidades máxima y mínima respectivamente entre dos franjas brillantes adyacentes del patrón de interferencia.

En el interferómetro de Michelson la longitud de coherencia es igual a la diferencia de caminos ópticos entre los haces para la cual la visibilidad se reduce a la mitad. El tiempo de coherencia estará dado por la ecuación (3.2).

La coherencia espacial se mide mediante el interferómetro de Young, de doble rendija. La distancia máxima que puede haber entre las dos rendijas a fin de que no se pierda el patrón de interferencia es llamada *ancho de coherencia* espacial [Iizuka, 1985]. En ocasiones se define una cantidad llamada *área de coherencia*, esta es el área de la abertura máxima que puede tener una fuente extensa a fin de que actúe como una fuente coherente. [Beesley (1976)]. Si bien hay una relación estrecha entre los últimos dos conceptos definidos es necesario aclarar que no son iguales.

3.2.3. Direccionalidad.

Se dice que una haz de radiación tiene una gran direccionalidad si tiene una divergencia pequeña. La divergencia mínima que puede tener una fuente está limitada por la difracción. Esto se puede mostrar considerando una onda plana monocromática que es colimada por una abertura circular como se muestra en la figura 3.3

Si no hubiera difracción el haz convergería en la pantalla A hacia un punto. La difracción hace que el haz diverja produciendo sobre la pantalla una distribución de intensidades dada por el patrón de difracción de Fraunhofer [Born, 1980, p.395]. Si la distancia focal de la lente es f , entonces

$$I = \left[\frac{2J_1(x)}{x} \right]^2 I_0 \quad (3.4)$$

en donde $x = \pi r D / f \lambda$ y $J_1(x)$ es la función de Bessel de primer orden. La intensidad I_0 en el punto O es proporcional a la potencia del haz incidente P

$$I_0 = P \left[\frac{\pi D^2}{4 \lambda^2 f^2} \right] \quad (3.5)$$

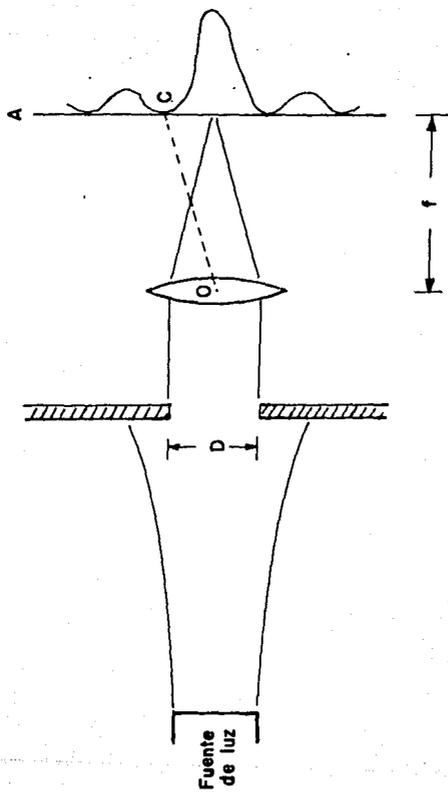


Figura 3.3

El ángulo de divergencia debido a la difracción es definido entonces como el ángulo que forma el segmento OC con el eje óptico de la lente. C es el primer punto en que la intensidad se hace cero, está dado por

$$\alpha_d = \frac{r_1}{f} = \frac{x_1 \lambda}{\pi D} \quad (3.6)$$

en donde $x_1 = 3.8317$ es la primera raíz positiva de J_1 .

Si se tiene un haz formado por un conjunto de haces coherentes de menor diámetro el ángulo de divergencia de dicho conjunto es inversamente proporcional al diámetro total siempre que el conjunto forme un haz coherente. En caso de que no haya coherencia entre los diferentes haces el ángulo de divergencia es inversamente proporcional al diámetro de un sólo haz. Por lo anterior podemos decir que una mayor coherencia espacial tiene como consecuencia una mayor directividad.

3.2.4. Brillantez.

Se define la brillantez B de una fuente como la potencia P emitida por unidad de superficie y por unidad de ángulo sólido, de un modo más formal B está dado por

$$dP = Bn \cdot dS d\Omega \quad (3.7)$$

n es un vector unitario en la dirección en que se observa la fuente, dS es el elemento de superficie y dΩ el de ángulo sólido. Comparando la definición de brillantez con las ecuaciones (3.5) y (3.6) puede observarse que la intensidad I_0 en el punto O es

proporcional a la brillantez, en el supuesto que el haz considerado está limitado por difracción.

A diferencia de la intensidad, la brillantez se mantiene constante si por medio de un sistema de lentes se reduce el diámetro del haz. Esto es debido a que una reducción en el diámetro del haz implica, de acuerdo a la ecuación (3.6), un incremento en el ángulo de divergencia por difracción.

3.4 Maser y láser.

El término láser se aplica a un gran número de fuentes de radiación que funcionan en base al principio de emisión estimulada sin importar que se trate de radiación visible o no. Estrictamente hablando el término láser debiera referirse a amplificadores de radiación visible. Antes de la aparición del láser se inventó un tipo de fuente de radiación cuyo espectro de emisión se encontraba en la región de microondas. Esta fuente de radiación funciona en base al mismo principio de radiación estimulada que se utiliza en un láser por lo que se denominó MASER, acrónimo de Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation. De hecho, en sus inicios el láser fué denominado *maser* óptico.

La radiación emitida por ambos tipos de fuente tiene prácticamente las mismas características: monocromaticidad, coherencia, direccionalidad y brillantez.

CAPITULO 4

MEDIO ACTIVO.

En los capítulos anteriores se han descrito las características inherentes a cualquier láser. En el presente comenzaremos a describir las características distintivas del láser de CO₂, en particular, las de su medio activo.

4.1 Molécula de CO₂.

La molécula de CO₂ es simétrica y sus átomos se encuentran sobre una línea recta como se muestra en la figura 4.1a. Su función de onda ψ puede expresarse, aproximadamente, como el producto de cuatro funciones de onda independientes que corresponden a los estados electrónicos, vibracionales, rotacionales y nucleares [v. Rhodes y Szöke, 1972, p.297]

$$\psi = \psi_e \psi_v \psi_r \psi_n \quad (4.1)$$

Las transiciones que dan lugar a emisión estimulada en el infrarrojo en un láser de CO₂ se dan entre estados rotacionales y vibracionales mientras que los estados nucleares y electrónicos

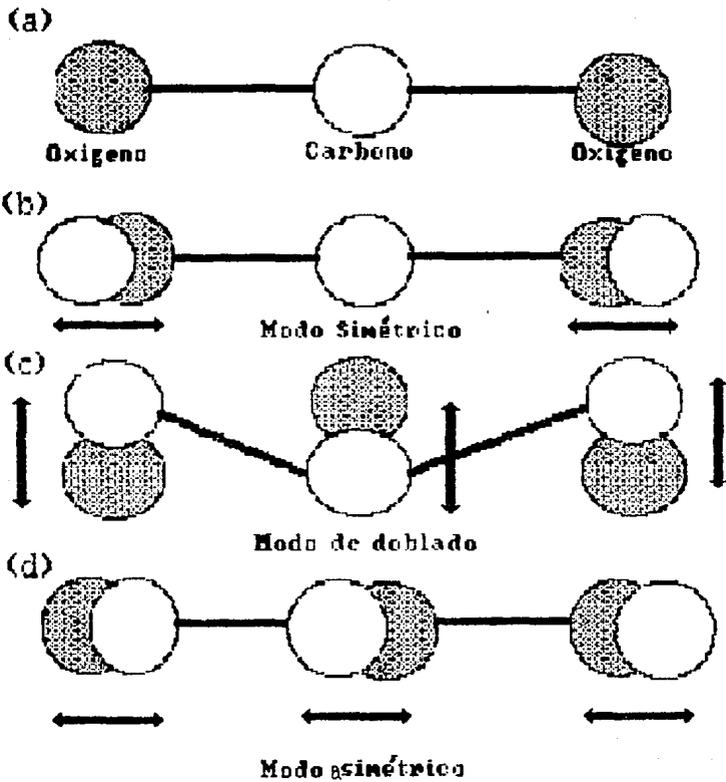


Figura 4.1

permanecen invariables, en su estado base, por lo que describiremos solamente los primeros dos, de los últimos sólo diremos que sus funciones de onda son simétricas en el estado base.

La función de onda rotacional es

$$\phi_r = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \exp(im\phi) N_{j,m}^{1/2} P_j^m(\cos\vartheta) \quad (4.2)$$

en donde j es un entero positivo o cero, m es un entero entre cero y j ,

$$N_{j,m}^{1/2} = \frac{(2j+1)(j-|m|)!}{2(j+|m|)!} \quad (4.3)$$

P_j^m es el polinomio asociado de Legendre de orden m . ϑ es el ángulo que forma el eje de la molécula con el eje z y ϕ es el ángulo azimutal.

La energía asociada a cada estado rotacional, definido por los diferentes valores del número cuántico rotacional j , es

$$E_r = B_v h c j(j+1) \quad (4.4)$$

en donde B_v se conoce como constante rotacional, para indicar que varía ligeramente con el estado vibracional se ha puesto el subíndice v . B_v es aproximadamente 1.16062×10^4 MHz para el estado (00^0_1), 1.16976×10^4 MHz para el estado (I) y 1.17064×10^4 MHz para el (II) [Petersen et al., 1983, p. 117].

La función de onda vibracional se puede expresar como el producto de tres funciones que describen los modos normales de

vibración, que son considerados movimientos armónicos entre los que no hay interacción alguna.

$$\phi_v = \phi_{v_1}\phi_{v_2}\phi_{v_3} = |V_1\rangle|V_2\rangle|V_3\rangle = (V_1V_2V_3) \quad (4.5)$$

En las figuras 4.1b-d las flechas indican los movimientos que, para cada modo, pueden realizar los átomos de la molécula de CO₂.

Estos modos normales reciben el nombre de *modo simétrico*, *modo de doblado* y *modo asimétrico* respectivamente y suelen numerarse del 1 al 3, en ese orden, para hacer referencia a ellos; por ejemplo $\phi_{v_1} = |V_1\rangle$ es la función de onda del modo simétrico con número cuántico principal, de energía, igual a V_1 .

El modo 2 es doblemente degenerado debido a que puede tener lugar sobre dos planos perpendiculares entre sí, esto puede dar origen a un momento angular lh , con l entero positivo, que se representa mediante un superíndice en la función de onda del modo 2: $\phi_{v_2} = |V_2^l\rangle$.

Cuando se requiere de una descripción más precisa que la dada por la ecuación (4.5) ha de considerarse el carácter anarmónico de los modos y utilizarse teoría de perturbaciones para expresar los modos como una superposición de las funciones no perturbadas ϕ_{v_1} , ϕ_{v_2} y ϕ_{v_3}

$$\phi_v = a\phi_{v_1}\phi_{v_2}\phi_{v_3} + a'\phi_{v_1}\phi_{v_2}\phi_{v_3} + \dots \quad (4.6)$$

Generalmente $a \approx 1$, mientras que el resto de los coeficientes a' , a'' , etc... son mucho menores.

Si las oscilaciones de dos modos no son independientes y su energía es parecida puede haber un efecto de resonancia entre ellos. Esa interacción entre diferentes modos de oscilación es conocida como *resonancia de Fermi*. Como consecuencia de ella los

estados no perturbados $\phi_{v_1}\phi_{v_2}\phi_{v_3}$ y $\phi_{v_1'}\phi_{v_2'}\phi_{v_3'}$ dan lugar a otros dos estados cuya expresión como superposición de funciones tiene las constantes a y a' del mismo orden. La separación, en energía, de los estados resultantes es mayor que la que hay entre los niveles no perturbados. En la molécula de CO_2 los estados (10^0_0) y (02^0_0) dan origen, por la resonancia de Fermi, a los estados (I) y (II)

$$\begin{aligned} \text{(I)} &= -0.7666(10^0_0) - 0.6326(02^0_0) + 0.0831(20^0_0) + \dots \\ \text{(II)} &= -0.7726(02^0_0) + 0.6289(10^0_0) + 0.0635(20^0_0) + \dots \end{aligned}$$

(4.7)

La función de onda total ϕ de la molécula de CO_2 es simétrica debido a que ésta última tiene un centro de simetría y los espines de los átomos de oxígeno, considerando ^{16}O , son cero. Como consecuencia, siempre que se consideren las funciones de onda nuclear y electrónica en su estado base, en el que son simétricas, la paridad de ϕ , estará determinada por las funciones ϕ_v y ϕ_r . Ambas funciones deberán ser simétricas o ambas antisimétricas.

La paridad de ϕ_r está determinada por j , ec. (4.2), si j es par ϕ_r es simétrica, de lo contrario será antisimétrica. Si ϕ_v es simétrica la función de onda total sólo tendrá estados con j par, si no, sólo habrá estados con j impar.

4.2 Radiación del láser de CO_2 .

La energía de los estados de la molécula de CO_2 depende de las cuatro funciones que componen ϕ , sin embargo para describir la radiación emitida por un láser sólo es necesario considerar la

energía debida a las partes rotacional y vibracional, E_{rv}

$$E_{rv} = hc \left[\sum_{\Gamma} \omega_{\Gamma} (V_{\Gamma} + d_{\Gamma}) + \sum_{\Gamma} \sum_{\mathbf{k}} x_{\Gamma\mathbf{k}} (V_{\Gamma} + d_{\Gamma}/2) (V_{\mathbf{k}} + d_{\mathbf{k}}/2) + \sum_{\Gamma} g_{\Gamma 11} l^2 + B_v j(j+1) - D_v j^2(j+1)^2 \right] \quad (4.8)$$

en donde $\omega_1=1351.2 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_2=672.2 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_3=2396.4 \text{ cm}^{-1}$, $d_1=d_3=1$, $d_2=2$, $x_{\Gamma\mathbf{k}}$ son constantes que toman en cuenta el carácter anarmónico de los modos de vibración, los términos $g_{\Gamma 11} l^2$ permiten considerar el momento angular debido al modo 2, los últimos dos términos son debidos a la energía rotacional de la molécula. D_v , al igual que B_v , depende del estado vibracional. Para los estados $(00^0 1)$, (I) y (II) tiene un valor aproximado de 3.988×10^{-3} , 3.445×10^{-3} y 4.711×10^{-3} MHz respectivamente [Witteaman, 1987, p.23 y ss.].

Si las partes nuclear, rotacional y electrónica de la función ϕ se encuentran en su estado base, los niveles de energía de la molécula de CO_2 , debidos sólo a la parte vibracional, son como los mostrados en la figura 4.2. Si se quita esa restricción, sobre la parte rotacional solamente, se observa que los estados rotacionales afectan la energía total de la molécula. Al considerar los estados rotacionales y los estados vibracionales la energía es parecida a la que se debe a los estados vibracionales únicamente, pero cada uno de los niveles vibracionales se divide en un varios subniveles. Cada uno de éstos corresponde a un valor de j en la función ϕ_r , es decir, a un estado rotacionales determinado.

En la misma figura 4.2 se muestran las transiciones susceptibles de ser utilizadas para su amplificación dentro de un láser de CO_2 .

Normalmente un láser de CO_2 opera con las transiciones de la banda regular, para las cuales el estado inicial tiene una ϕ_r

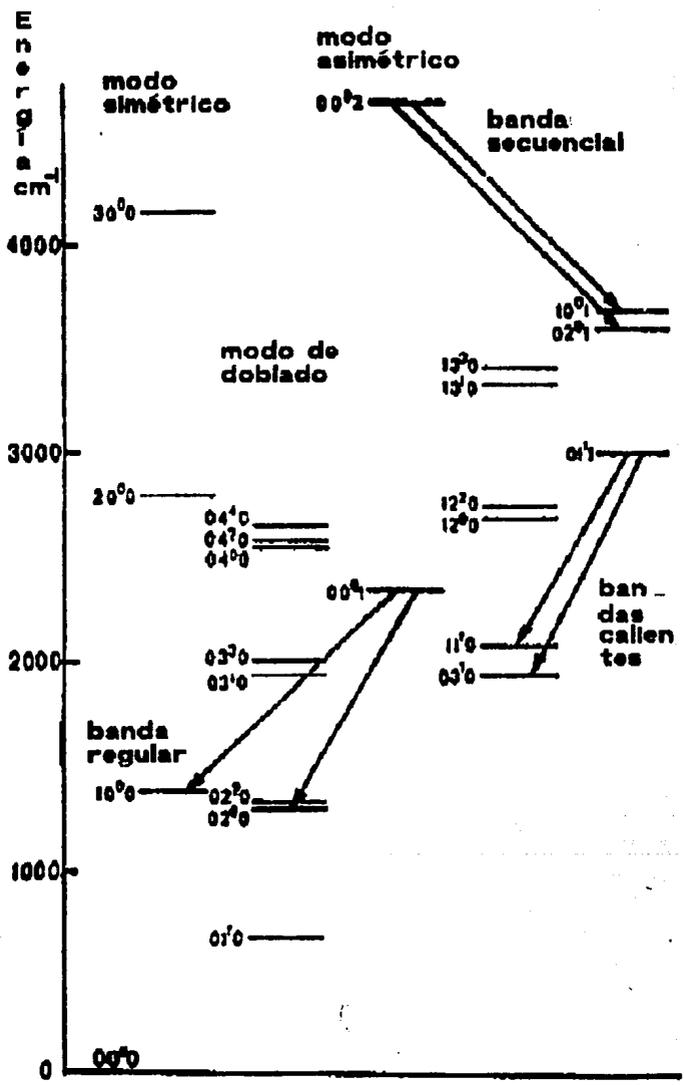


Figura 4.2

arbitraria, con j arbitraria, y $\phi_v=(00^01)$ mientras que el estado final tiene $\phi_v=(I)$ o $\phi_v=(II)$ y ϕ_r con número cuántico rotacional $j'=j\pm 1$. Las longitudes de onda emitidas por las transiciones hacia el estado (I) se encuentran alrededor de $10.6\mu\text{m}$, son menores que este valor si $j'=j-1$ y mayores si $j'=j+1$. Las líneas de emisión correspondientes se denominan $R_I(j')$ y $P_I(j')$. Las longitudes de onda emitidas por las transiciones hacia el estado (II) se encuentran alrededor de $9.6\mu\text{m}$ siendo menores si $j'=j-1$ y mayores si $j'=j+1$; se denominan $R_{II}(j')$ y $P_{II}(j')$ respectivamente.

El estado (00^01) es antisimétrico, por lo cual el número cuántico rotacional j sólo puede ser impar, de acuerdo con lo discutido al final de la sección 4.1. Por otra parte los estados (I) y (II) son simétricos, por lo que j' sólo puede ser par. Por esta razón no existen las líneas con j' impar. Si la molécula de CO_2 no fuera simétrica, como sería el caso si tuviera dos isótopos diferentes de oxígeno, habría líneas tanto con j' par como con j' impar.

Las longitudes de onda emitidas por un láser de CO_2 pueden encontrarse entre 9 y $11\mu\text{m}$. La longitud de onda central está dada por $T(v,J)=G_v+B_vJ(J+1)-D_v[j(j+1)]^2+\dots$ las constantes G_v , B_v , D_v , etc... provienen de un ajuste de datos experimentales y están dadas en MHz [C. Freed et al., 1980, p.1195 y L.C. Bradley et al., 1986, p. 237]. Un espectro de emisión típico se muestra en la sección 6.2.

La distribución de longitudes de onda en torno a la central depende del tiempo que una molécula permanezca sin interactuar con otras y de su velocidad, que a su vez dependen de la presión y de la temperatura del gas. Las expresiones para esa distribución,

nuevamente en términos de la frecuencia, está dada por las ecuaciones (2.11), cuyo ancho a la mitad del máximo está dado por (3.2), y (2.12), con ancho dado por ((3.3), respectivamente. La mezcla de varios gases puede dar lugar a expresiones más complicadas para esas ecuaciones. Para una mezcla de CO₂, N₂ y He el ensanchamiento debido a colisiones en términos de la temperatura T y de la presión p es

$$\Delta\omega_p = 7.58(\psi_{CO_2} + 0.73\psi_{N_2} + 0.64\psi_{He})p(300/T)^{1/2} \text{ MHz} \quad (4.9)$$

en donde ψ_x es la fracción de el componenete x [O.R. Wood, Proc. IEEE 62, 355 (1974) y R.L. Abrams, Appl. Phys. Lett. 25, 609 (1974) citados por Witteman, 1987, p.61].

Un láser puede operar bajo dos regimenes diferentes según la forma en que esté diseñado: de manera continua, cuando la radiación se emite hacia el exterior del láser ininterrumpidamente, y de manera pulsada, cuando la radiación se emite en pulsos de corta duración. Una reducción en la duración del pulso dará como resultado un ensanchamiento mayor.

4.3 Mecanismos de bombeo de la molécula de CO₂.

Los niveles de energía del modo asimétrico de la molécula de CO₂ son excitados principalmente por transferencia resonante de energía durante colisiones con moléculas de N₂ en estado vibracional excitado. Estos estados de la molécula de N₂ se logran mediante la colisión con los electrones de una descarga. Para incrementar la diferencia de poblaciones entre los estados superior e inferior del láser pueden desexcitarse de los modos

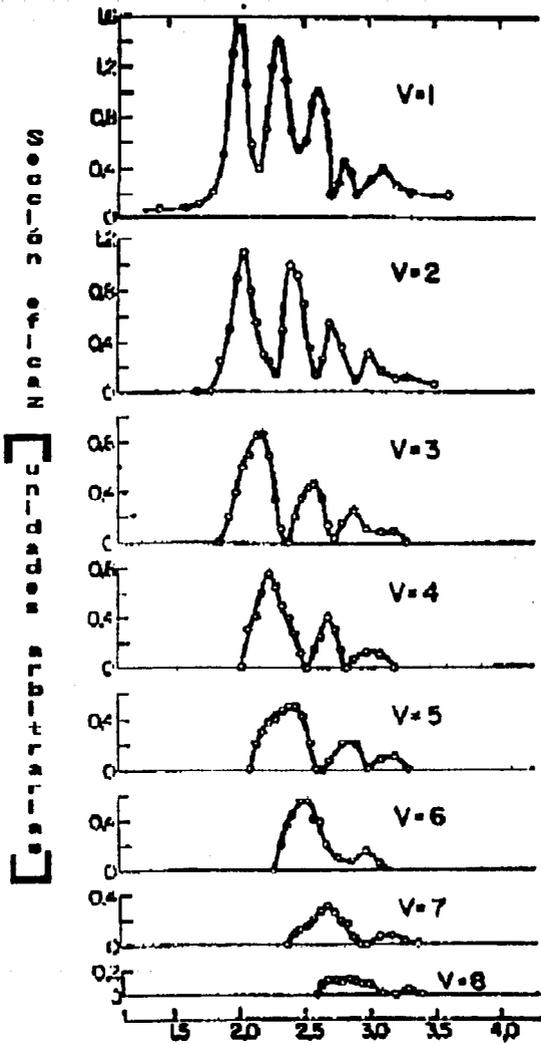
simétrico y de doblado, a los que decae la molécula después de emitir radiación de la banda regular.

4.3.1 Bombeo eléctrico.

Para electrones el nitrógeno presenta una sección eficaz máxima, para el primer estado vibracional $v=1$, del orden de $1.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-1}$. La energía correspondiente de los electrones en ese máximo es de cerca de 2 eV. La sección eficaz tiene máximos subsidiarios en 2.6 y 3.2 aproximadamente, con valores de la sección eficaz de 1.4×10^{-16} y 1.2×10^{-16} respectivamente, como se muestra en la figura 4.3 [Schulz, 1964, p. A988].

Los valores de energía para los que la sección eficaz es relativamente alta se encuentran entre 1.7 y 3.5 eV. Por lo que en la descarga que excitará al N_2 la energía de los electrones deberá hallarse cercana a esos valores. El propio N_2 lleva a cabo la función de moderar la energía de los electrones. La sección eficaz de otros estados excitados del N_2 es significativa para las energías mencionadas, por lo que también resultarán excitados en la descarga.

El CO_2 también se puede excitar directamente por colisión con electrones, el valor de la sección eficaz del modo asimétrico es del orden de $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ [Boness y Schulz, 1968, 1031], para una energía de los electrones de 1 eV. En la región entre 0.5 y 3.0 eV, como se ve en la figura 4.4 la sección eficaz de ese modo es mucho mayor que la del resto de los modos.



Energía de los electrones (eV)

Figura 4.3

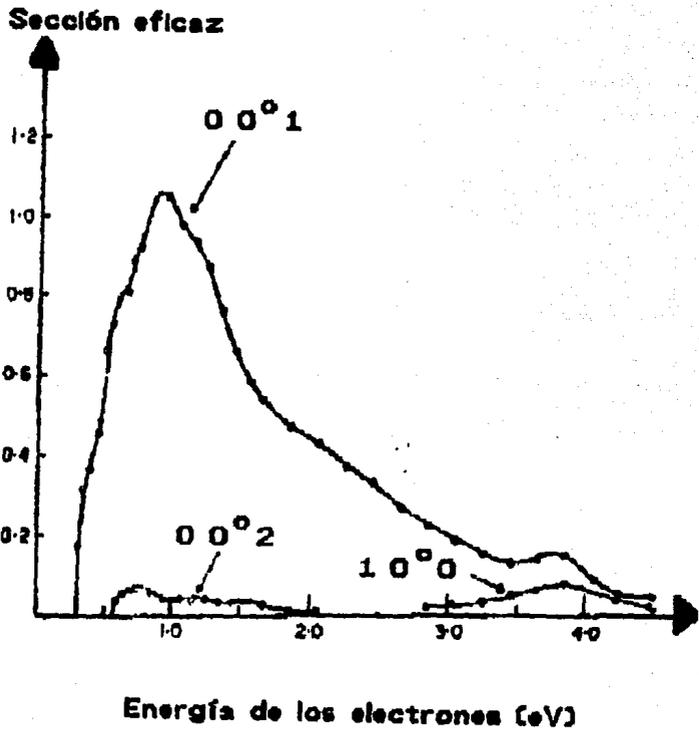


Figura 4.4

4.3.2 Transferencia resonante.

La transferencia de la energía necesaria para poblar el primer estado excitado del modo asimétrico del CO_2 se da desde el primer estado excitado del N_2 . La diferencia de energía entre ellos es de 18 cm^{-1} , que es mucho menor que el valor de la energía cinética promedio $kT \approx 250 \text{ cm}^{-1}$ a 400K , que es una temperatura de operación moderada para un láser. Esto permite que la transferencia de energía del N_2 al CO_2 sea rápida ya que la diferencia de energía puede tomarse de la energía cinética.

El tiempo promedio que tarda la transferencia de energía es tal que $(\tau p)^{-1} = 9.2 \times 10^6 \text{ torr}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ a 400K [Taylor y Bitterman, 1969, p.38], en donde p es la presión del N_2 .

La transferencia resonante se da también entre cada uno de los niveles (00^0n) del CO_2 y el correspondiente nivel vibracional $v=n$ del N_2 debido a que la diferencia de energía entre ellos es menor que kT , si bien dicha diferencia se incrementa con n y se hace comparable a este valor para $n \approx 6$. La energía de una molécula de CO_2 en el estado (00^0n) puede ser compartida con otra molécula de CO_2 durante una colisión, quedando una de ellas en un estado $(00^0n')$ y la otra en un estado $(00^0n'')$ tales que $n = n' + n''$. De esta manera, mediante colisiones sucesivas, puede incrementarse la población del estado (00^01) .

Para poblar los estados (00^0n) del CO_2 también puede utilizarse transferencia resonante de energía por colisiones con CO excitado vibracionalmente. La diferencia de energía entre (00^01) del CO_2 y el $v=1$ de CO es de 170 cm^{-1} aproximadamente, como en el caso del N_2 es menor que kT . Debido a que esta diferencia es mayor que la que hay entre CO_2 y N_2 , la transferencia es más

rápida para este último caso. Otro factor que limita el uso del CO para excitar al CO₂ es que decae por emisión espontánea más rápidamente que en nitrógeno.

Los estados vibracionales del CO tienen una sección eficaz mayor que la del nitrógeno, el máximo de la sección eficaz total en el primero es de $8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ mientras que la del N₂ es de apenas $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-16}$.

4.3.3 Relajación.

Al pasar de la región de energía entre 0.5 eV y 3.0 eV a la región cercana a 4 eV la sección eficaz de excitación del CO₂ en los modos simétrico y de doblado para excitación con electrones se incrementa mientras que la del modo asimétrico es muy reducida, esto puede disminuir la inversión de poblaciones, por ello la energía de los electrones ha de hallarse por debajo de ese valor.

A fin de mantener un láser operando en régimen continuo, o bien para incrementar la ganancia, es necesario conservar la inversión de poblaciones. Una forma de lograrlo es llevar al estado base a las moléculas que han decaído a los estados (I) y (II). Mediante la colisión de las moléculas de CO₂ con moléculas de He puede lograrse una reducción sustancial en la población de estos estados. La acción del He consiste en reducir la población del estado (01¹0), que de por sí decae rápidamente. Es a través de este estado que decaen los estados (I) y (II) por un proceso semejante al que hace que las moléculas en los estados (00⁰n) compartan su energía por medio de una colisión. El tiempo τ que tarda una molécula de CO₂ en decaer desde el estado (01¹0) si se

encuentra en un ambiente de He a presión p está dado por:
 $(\tau p)^{-1} = 3400 \text{ s}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ a 30°C [Bradley et al., 1967, p.422]. En cambio para la relajación del estado (00^0_1) por colisiones con He $(\tau p)^{-1} = 85 \text{ s}^{-1} \text{ torr}^{-1}$.

4.4 Medio Activo

En el medio activo algunos de los fenómenos que se presentan ayudan a incrementar la inversión de poblaciones y otros, no deseados, a disminuirla. En esta sección mencionaremos los principales elementos que influyen en la inversión de poblaciones.

El concepto de ganancia se utiliza en muchos casos como parámetro para medir la efectividad del sistema para lograr la inversión y la amplificación de la radiación. La ganancia se define como

$$\alpha = \frac{1}{I} \frac{dI}{dx} \quad (4.10)$$

en donde I es la intensidad de la radiación dentro del medio activo y dx es la distancia que recorre en él.

4.4.1 La descarga eléctrica.

La resistencia que presenta un tubo de descarga la resistencia será menor cuanto mayores sean la corriente que circule y la temperatura. Se puede expresar la resistencia por la caída de voltaje por unidad de distancia, que es del orden de 100V/cm . Si la longitud de la descarga es pequeña puede ser

necesario considerar la caída de voltaje en el cátodo, que llega a ser hasta de orden de 500V.

Para cada material del cátodo el potencial a que da inicio la descarga, llamado voltaje de ruptura o voltaje de disparo, es una función del producto de la presión p y de la distancia l a la que se hallen los electrodos. En la figura 4.5 se muestra la forma típica de la curva de voltaje de ruptura como función del producto pl [Millman y Seely, 1951, p.267].

Otro de los parámetros que caracterizan la descarga es la concentración n de electrones como función de la distancia radial r desde el eje del tubo. De un modo aproximado está dada por

$$n = n_0 J_0(2.4r/R) \quad (4.11)$$

[Witteman, 1986, p. 85] en donde n_0 es la concentración en el centro del tubo y R es el diámetro del mismo. J_0 es la función de Bessel de orden cero.

Como función de la corriente la ganancia presenta un máximo que depende de la mezcla. En la figura 4.6 se muestra la variación de la ganancia en función de la corriente para varias mezclas de gases [Cheo, 1967, p.683]. En ella se puede ver que existe un valor óptimo de la corriente para cada tipo de mezcla. La distribución de electrones en el medio no influye en gran medida en la ganancia, como función de la distancia radial ésta se mantiene casi constante para valores hasta de $R/2$ o más.

4.4.2 Temperatura.

El incremento en la temperatura del medio es un efecto inevitable de la descarga que generalmente se trata de reducir. Los tiempos de relajación de los estados (00^0n) son menores cuanto

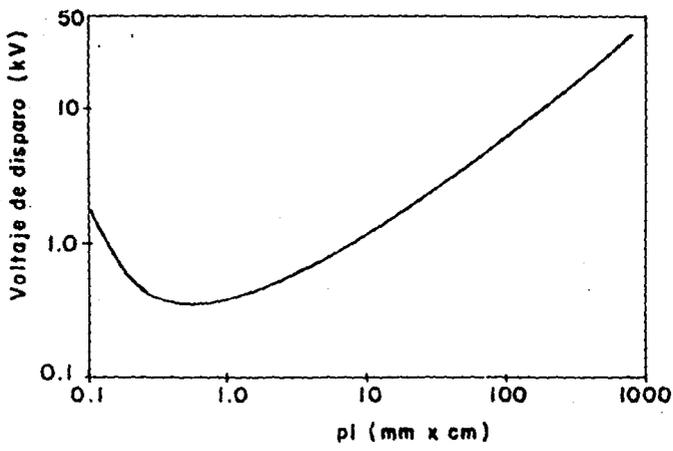


Figura 4.5

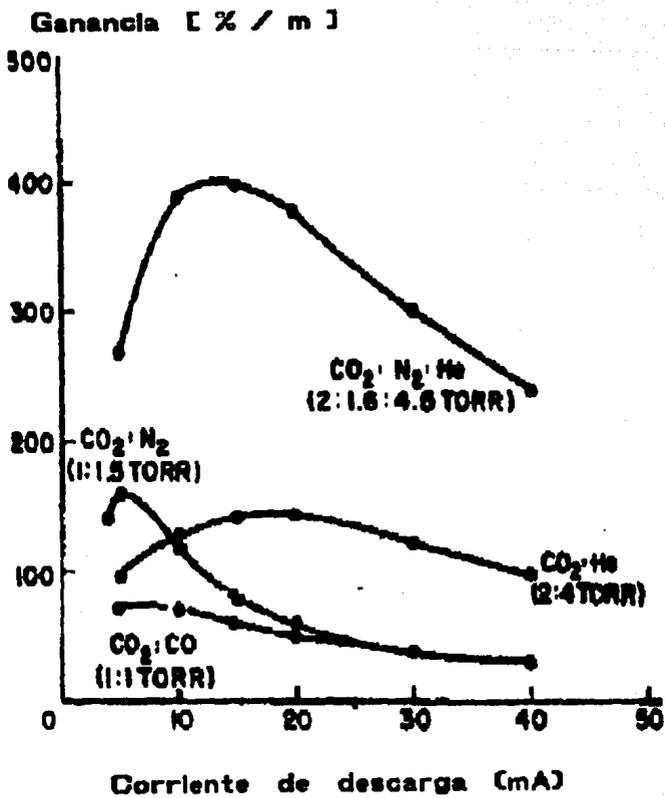


Figura 4.8

mayores son las temperaturas, de modo que la ganancia se reduce cuando se incrementa la temperatura. Por ello las temperaturas altas se tatan de evitar. Experimentalmente se ha visto que la ganancia es una función lineal decreciente de la temperatura de las paredes del tubo [Cheo y Cooper, 1967, p.80]. La temperatura T del medio es mayor en el eje de la cavidad y disminuye hacia las paredes del tubo que se encuentran a una temperatura T_w . En la figura 4.7 se muestra la variación de la temperatura como función de la distancia radial r y el radio del tubo R para diferentes valores de la potencia por unidad de longitud de la cavidad [Witteman, 1987, p.91]. Ya que el enfriamiento será más lento con un diámetro mayor del tubo de descarga la ganancia dependerá también del diámetro del tubo de descarga.

La energía en cada uno de los estados vibracionales está dada por la distribución de Boltzman, pero los diferentes modos de vibración corresponden a diferentes temperaturas. La obtención de la inversión de poblaciones y la intensidad de cada una de las transiciones dependen de la temperatura.

Como se puede ver en las ecuaciones (3.3) y (4.9) la temperatura además influye en el ensanchamiento de cada una de las líneas espectrales del CO_2 .

4.4.3 Mezcla de gases.

La ganancia de un láser depende en gran medida de las concentraciones relativas de los gases que acompañan al CO_2 que pueden actuar favoreciendo la excitación de los modos asimétricos del CO_2 o la desexcitación de los modos de doblado y simétrico. En

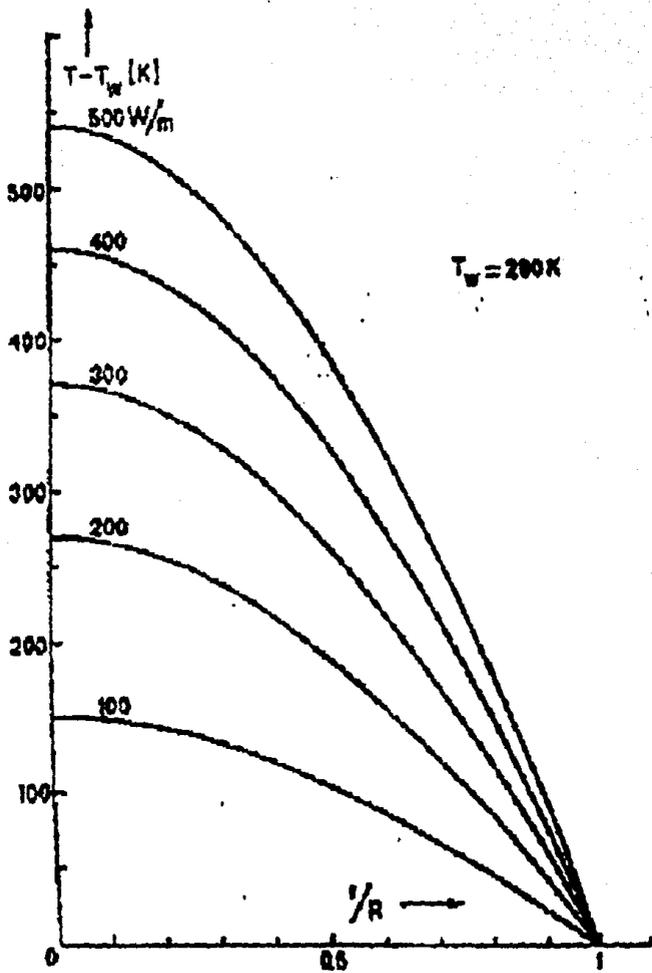


Figure 4.7

la figura 4.8 se puede ver la diferencia en ganancia para diversas mezclas. La concentración óptima de cada gas depende del diámetro d del tubo de descarga, la presión parcial óptima p_0 del CO_2 cumple con la relación $p_0 d = k$ siendo k una constante entre 266 Pa·cm y 530 Pa·cm, 2 Torr·cm y 4 Torr·cm respectivamente.

Si la mezcla de gases dentro del tubo se hace fluir continuamente la ganancia aumenta de manera monótona con el flujo [Cheo, 1967, p.683], en cuyo caso el valor de k puede hallarse entre 332 Pa·cm y 465 Pa·cm, es decir, entre 2.5 Torr y 3.5 Torr·cm. En la figura 4.9 se ilustra el efecto del flujo sobre la ganancia.

La proporción óptima de cada componente en la mezcla de gases $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ es cercana a 2:2:5 para un láser en que el gas fluye. Tiene valores muy distintos cuando se cambian parámetros como: el flujo, el diámetro del tubo de descarga y temperatura de operación.

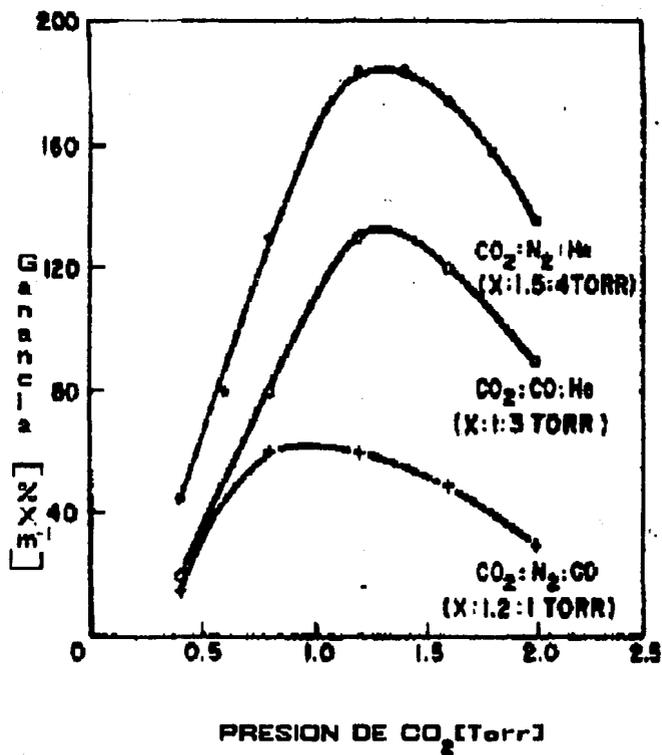


Figura 4.8

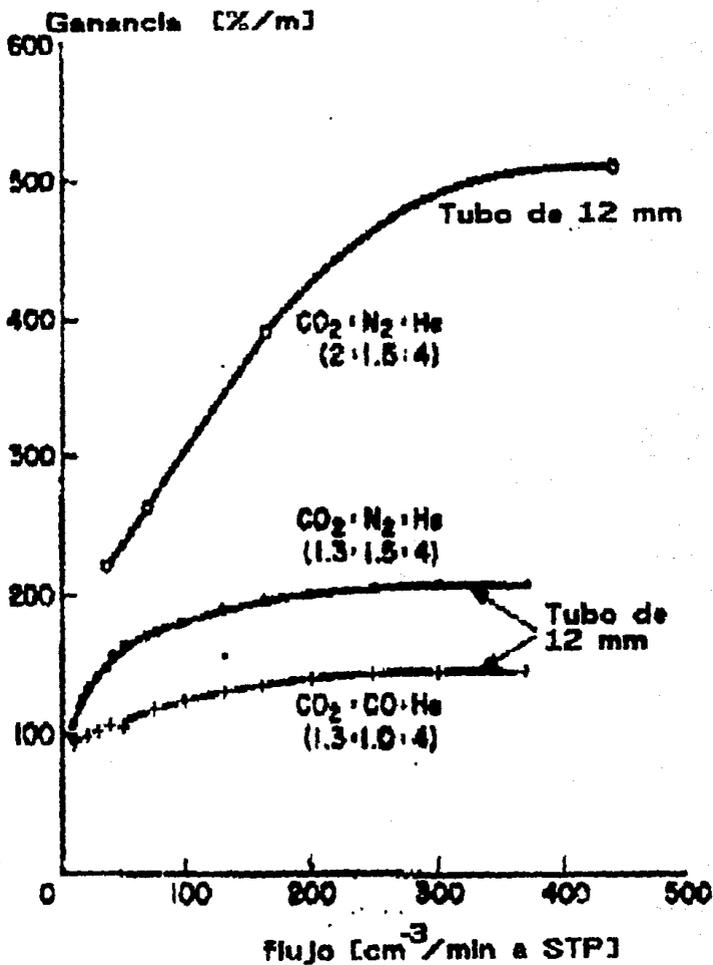


Figura 4.9

CAPITULO 5

LASER DE CO₂ SINTONIZABLE

El presente capítulo describe las características y forma de operación de las componentes utilizadas en la construcción del láser. En particular aquellas que tienen que ver con la selección de longitudes de onda y modos de oscilación. Se describen además algunos detalles de los sistemas que conforman el láser¹ en su totalidad.

5.1 Sistemas que conforman el láser

Un láser está constituido por varios sistemas que mediante su acción conjunta logran producir la amplificación de la radiación, la optimización de dicha amplificación o bien la selección de las características de la radiación obtenida. Si bien estos sistemas no están, en general, físicamente separados es conveniente

¹En este capítulo nos referiremos al láser construido por nosotros como "el láser" y cuando hablemos de características generales de los láseres escribiremos "un láser".

considerarlos por separado a fin de describir su función dentro del láser. Hemos dividido el láser en los siguientes sistemas: a) Sistema óptico, b) Sistema mecánico, c) Sistema de flujo de gases, d) Sistema de enfriamiento, y e) Sistema eléctrico. Para referirnos a los sistemas del b) al e) utilizaremos el término *sistemas periféricos*.

La figura 5.1 es un diagrama general del láser pero que excluye los sistemas que se encuentran separados físicamente de la cavidad resonante. Se muestra dividido en tres secciones: Ensamble de la rejilla, b) Ensamble del espejo final y c) Ensamble del tubo de descarga.

5.2 Sistema óptico

El sistema óptico está constituido por la cavidad óptica y por el sistema de acoplamiento al exterior y selección de frecuencias.

5.2.1 Cavidad resonante

La *cavidad resonante*, o cavidad óptica, formada por el espejo final y la rejilla contiene en su interior al medio activo y a la radiación que será amplificada por emisión estimulada. Su función consiste en confinar entre esos dos elementos la radiación para dar origen a una onda electromagnética estacionaria de gran intensidad, que permite aumentar la probabilidad de emisión estimulada. En varios aspectos la cavidad formada por un espejo y una rejilla de difracción es semejante a una cavidad formada por

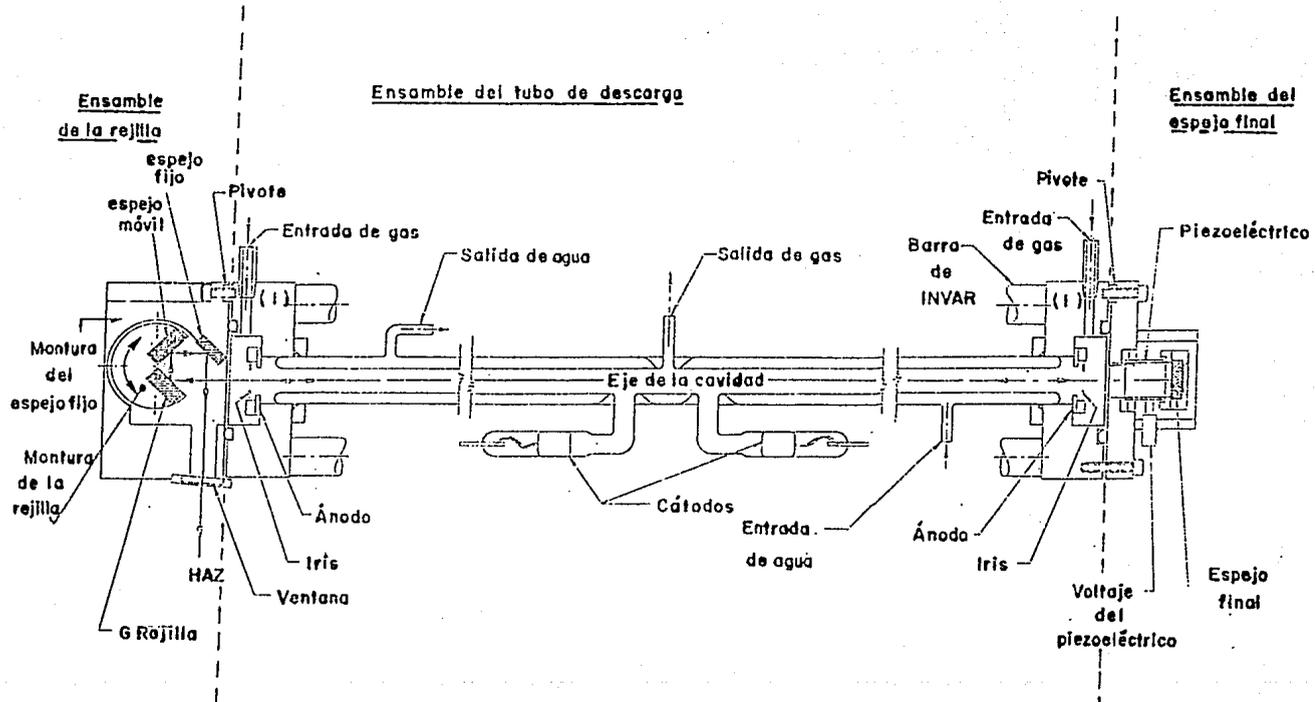


Figura 5.1

dos espejos colocados sobre un eje común, que es más fácil de describir. Por lo que en los párrafos siguiente se describirán las características de este último tipo de cavidad.

5.2.2 Superficies reflejantes

Las superficies reflejantes utilizadas en un láser deben ser de la mayor reflectividad posible a fin de reducir las pérdidas en ellas y obtener la máxima potencia para las condiciones particulares en que se trabaje.

Si la superficie absorbe radiación el calentamiento producido por esta absorción puede deformarla al grado que cambie la forma de operación del láser o incluso que cese ésta. Por ello es necesario tener un sistema de enfriamiento adecuado en los espejos, lo que se facilita si la conductividad del material es alta.

Para las longitudes de onda en que opera un láser de CO₂ los materiales que mejor reflejan la radiación son el oro y el cobre, que tienen una reflectividad del orden del 99%, siendo ligeramente mayor la del oro. En la figura 5.2 se compara la reflectividad de varios materiales comunmente utilizados en sistemas ópticos [Oriol Corporation, 1990, p.12-9].

En el láser se ha utilizado como espejo final un espejo circular de cobre con un radio de curvatura $R=10m$. La rejilla de difracción utilizada es plana con recubrimiento de oro. Ambos se muestran en la figura 5.1.

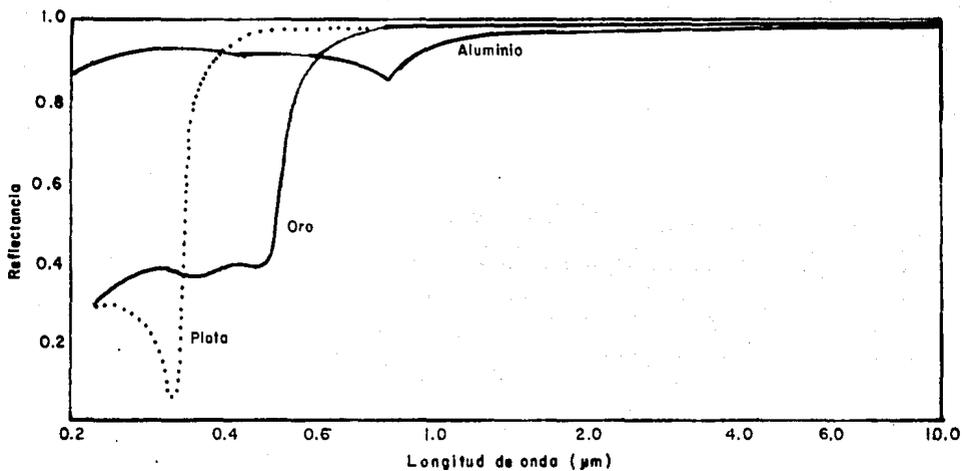


Figura 5.2

5.2.3 Modos de oscilación.

En una cavidad óptica formada por dos espejos cóncavos de radio de curvatura R y de diámetro d separados una distancia $L=R$, que recibe el nombre de *resonador confocal*, no puede tener lugar una configuración estacionaria del campo electromagnético, aunque se puede obtener una que sea suficientemente aproximada a ella. Esta configuración *quasiestacionaria* puede producir la intensidad de campo necesaria para que la emisión estimulada sea significativa. Se describe por la distribución $U(x,y,z,t)$ del campo eléctrico dentro de la cavidad [Svelto, 1976, p.112]

$$U(x,y,z,t) = H_m H_l \exp[-(y^2+x^2)/w^2] \text{sen}\phi(x,y,z) \text{sen}(\omega t) \quad (5.1)$$

en donde se ha supuesto que los espejos se encuentran sobre un plano paralelo al plano x - y , que el eje óptico del sistema coincide con el eje z y el origen de coordenadas en el centro de la cavidad. H_m y H_l son los polinomios de Hermite de orden m y orden l cuyos argumentos son $z^{1/2}x/w$ y $z^{1/2}y/w$ respectivamente; $w^2 = w_0^2 [1 + (2z/d)^2]$ y $w_0^2 = (d\lambda/2\pi)^{1/2}$, w_0 es el diámetro del haz en el centro de la cavidad y w es el diámetro a cualquier posición z incluso fuera de la cavidad. Cada uno de las parejas de valores (m,l) define un modo de oscilación, que es denotado $TEM_{m,l}$. En la figura 5.3 se muestra la forma de la sección transversal de varios modos [Yariv, 1989, 126].

Los frentes de fase constante para el campo (5.1) son aproximadamente esféricos y tienen un radio de curvatura

$$R(z) = z [1 + (L/2z)^2] \quad (5.2)$$

que sobre cada espejo coincide con su radio de curvatura.

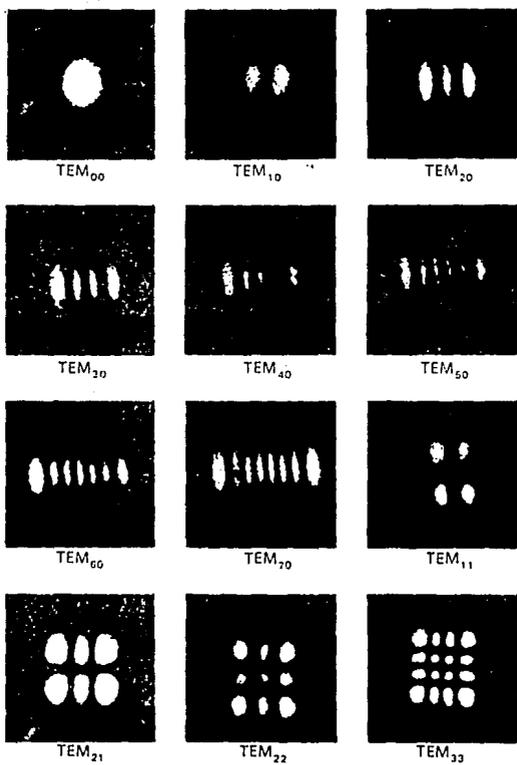


Figura 5.3

Las características de un resonador que no es confocal, en particular la distribución del campo electromagnético, pueden deducirse a partir del caso confocal obteniendo los parámetros equivalentes de un resonador de este tipo. Estos parámetros, que se determinan a partir de la ecuación (5.2), son: distancia L' , radios de curvatura los espejos R'_1 y R'_2 , y posición de los mismos. La cavidad del láser tiene una longitud de 1.50 m aproximadamente, mientras que los radios de curvatura de los espejos son $R_1=10.0$ m y $R_2=\infty^2$. Con éstos valores los parámetros equivalentes son $L'=7.16$ m, $R'_1=R'_2=L'/2=3.58$ m.

5.2.4 Selección de modos.

De acuerdo con la ecuación (5.1) los modos con mayores índices n , m y l tienen una distribución más amplia en el espacio. El láser que hemos construido incluye dentro de la cavidad dos diafragmas (iris) que reducen la cantidad de luz que incide sobre los espejos en su periferia, incrementando así las pérdidas de los modos diferentes al TEM_{00} cuando se reduce el diámetro. La apertura máxima es de 13.5 mm, que es el diámetro interior del tubo de descarga, y la mínima de 1 mm. El número de modos que oscilan en una cavidad es aproximadamente igual al número de Fresnel N definido como $N=d^2/4LA=\alpha_0/2\alpha_d$ en donde α_0 es el semiángulo que subtiende un espejo visto desde el otro y α_d el ángulo que se dispersa la radiación debido a la difracción. Entre menor sea el número de Fresnel mayores serán la pérdidas para los modos con índices mayores. Si la apertura del iris es la máxima el

² Para los efectos de esta sección es irrelevante que en lugar de dos espejos tengamos un espejo y una rejilla.

diámetro efectivo de la cavidad es igual al del tubo de descarga, 13.5mm. El número de Fresnel es en tal caso de 4 aproximadamente, cuando los iris están completamente abiertos, y cuando tiene su abertura mínima, 1 mm, es de 0.01 aproximadamente.

5.2.5 Estabilidad de la cavidad.

Las frecuencias de resonancia correspondientes a los modos de oscilación en el resonador confocal son

$$\nu = c[2n + (1+m+1)]/4L \quad (5.3)$$

Debido a fluctuaciones térmicas de la longitud, una cavidad cuyos espejos estén separados por sostenes de acero, tendrá variaciones de la frecuencia del orden de 268MHz por cada grado que cambie la temperatura. Para separar los espejos en nuestro láser se han utilizado tres barras de INVAR cuyo coeficiente de expansión lineal es de $0.9 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ de modo que las variaciones de la frecuencia son del orden de 22.4MHz $^\circ\text{C}^{-1}$ para el modo TEM₀₀.

La diferencia en frecuencia entre dos modos que difieren sólo en $\Delta n=1$ es $\Delta \nu_n = c/2L$, cuando difieren en $\Delta m=1$ o en $\Delta l=1$ la diferencia en frecuencia es $\Delta \nu_{m1} = c/4L$. En el láser $\Delta \nu_n \approx 99.2\text{MHz}$.

A fin de que la radiación entre en resonancia es necesario, de acuerdo con la ecuación (5.3), que la longitud de la cavidad sea igual a un número entero de longitudes de onda. El ajuste de la longitud de la cavidad, conocido como *sintonización*, se logra montando el espejo en un tubo de cerámica piezoeléctrica, que puede variar su longitud hasta en 9 μm al aplicarle un voltaje de 1500 V.

La sintonización de la cavidad también ayuda a la selección de los modos de oscilación.

5.3 Acoplamiento al exterior y selección de frecuencias

5.3.1 Selección de frecuencias

A fin de poder seleccionar la frecuencia se utiliza una rejilla de difracción en el interior de la cavidad. Esta puede girar sobre un eje paralelo a sus líneas y perpendicular al de la cavidad variando así el ángulo con que incide la radiación sobre ella y, como consecuencia, la longitud de onda que es amplificada.

Una rejilla de difracción de tipo escalón tiene la ventaja, con respecto otros tipos de rejilla, de poder concentrar una gran cantidad de radiación en un orden de difracción específico, siendo casi nula en el resto de los órdenes. La forma de las ranuras de este tipo de rejilla se muestra en la figura 5.4. La ecuación que describe la posición de los órdenes de difracción es la misma que para cualquier otra rejilla

$$a(\sin\theta_m - \sin\theta_i) = m\lambda \quad (5.4)$$

en donde θ_i y θ_m son los ángulos de incidencia y de difracción del orden m respectivamente medidos a partir de la normal a la rejilla. La distancia entre las ranuras es a , m es el orden de difracción y λ la longitud de onda. Si la incidencia es normal al plano de la rejilla y se desea concentrar la mayor cantidad posible de radiación en el orden $m=1$, por ejemplo, el ángulo γ que forman los escalones con el plano de la rejilla debe ser igual a la mitad del ángulo θ_m , como se muestra en la figura 5.4, éste dependerá de la longitud de onda.

Para un ángulo de incidencia arbitrario, el orden más intenso será aquél que quede en posición especular respecto a los escalones.

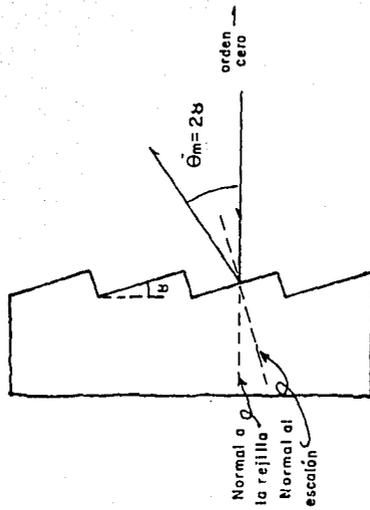


Figura 5.4

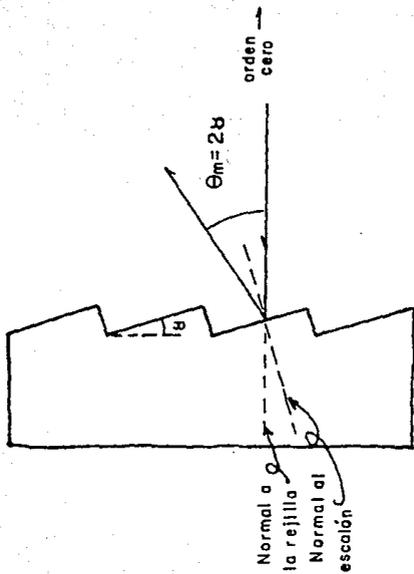


Figura 5.4

En el láser se utiliza una rejilla de difracción con una cubierta de oro, tiene 135 líneas/mm y a orden cero envía el 5% de la radiación incidente, mientras que el 95% restante es reflejado en la dirección de incidencia, a orden -1. La máxima reflexión se da para $10.6\mu\text{m}$.

5.3.2 Espejos de acoplamiento

La radiación que sale a orden cero de la rejilla es llevada al exterior del láser mediante un sistema de dos espejos planos, uno de ellos se encuentra sobre la misma montura móvil que la rejilla formando un ángulo de 90° con ella, a éste le llamamos *espejo móvil*, el otro espejo, que llamamos *espejo fijo*, está en una montura fija independiente, como se muestra en la figura 5.1. Esto permite que la radiación después de reflejarse en el primer espejo salga paralelo al eje de la cavidad; después de incidir en el segundo, que se encuentra a 45° respecto a ese mismo eje, el haz sale hacia la ventana de acoplamiento perpendicularmente a dicho eje.

La potencia relativamente baja que incide sobre estos espejos, 5% de la que hay en la cavidad, permite utilizar materiales de una reflectividad menor sin correr el riesgo de sobrecalentar su superficie. El láser utiliza para este fin dos espejos de aluminio.

5.3.3 Ventana

El haz sale del láser a través de una ventana de selenuro de zinc, ZnSe , que presenta una absorción muy baja a longitudes de onda cercanas a $10.6\mu\text{m}$. Sin embargo, como se muestra en la figura

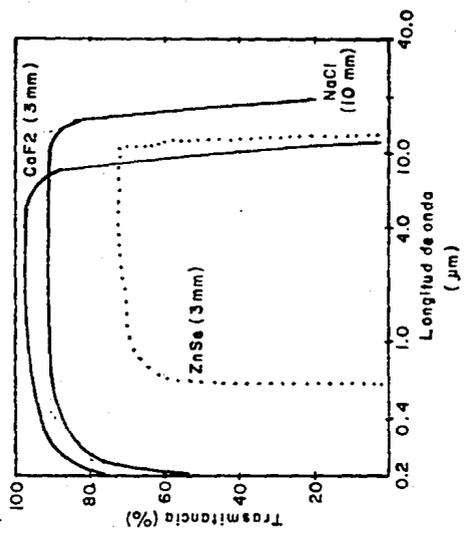


Figura 5.5

5.5 [Oriol Corporation, 1990,p.12-7], la transmitancia total llega a ser de sólo 75 % a éstas longitudes de onda. Las pérdidas son ocasionadas por la intensa reflexión en la interfaz debida al índice de refracción tan alto que presenta el ZnSe, $n \approx 2.4$. En la misma figura 5.5 se muestra la transmitancia de varios materiales. La transmitancia se puede mejorar utilizando una cubierta antirreflejante con un espesor de $1/4$ de la longitud de onda. La transmitancia llega a ser entonces hasta de 95 o 97%. También se puede utilizar una ventana de cloruro de sodio, que tiene una transmitancia de 90 % a $10.6 \mu\text{m}$ aproximadamente, pero ésta tiene la desventaja de ser higroscópica.

La pequeña cantidad de radiación reflejada en la superficie de la ventana podría interferir con la radiación de la cavidad si la dirección de incidencia es la misma que la dirección de reflexión. Para evitar esto, la ventana se encuentra ligeramente inclinada, 5° , de modo que la radiación reflejada incide sobre las paredes de la cavidad en donde es absorbida en su mayor parte.

5.4 Sistemas periféricos

5.4.1 Sistema mecánico

El sistema mecánico lo constituyen todas las piezas que dan soporte, movilidad y estabilidad al sistema óptico. En este sentido las barras de INVAR descritas anteriormente forman parte de dicho sistema.

Alojamiento de los componentes ópticos.

Los componentes ópticos están alojados en monturas de aluminio aleación Al-6061-T6511. Entre las aleaciones de aluminio esta presenta una resistencia a la corrosión relativamente buena. Además sus propiedades mecánicas y su estabilidad dimensional han sido mejoradas mediante procesos térmicos [Metals Handbook, 1986, p.26].

Anodizado

La resistencia a la corrosión de las piezas de aluminio ha sido incrementada formando una capa de alúmina con un espesor de 30µm aproximadamente sobre ellas. Esto se logra por un proceso de anodizado. Esta capa permite incrementar en gran medida la dureza de la superficie, con lo que se evita que los lugares en que se apoyan las diversas piezas se desgasten. La capa de alúmina formada es transparente a la radiación visible, pero para longitudes de onda del orden de 10 µm pueden absorber hasta un 90 % de la radiación incidente [Barrand y Gadeau, 1972, p. 274], lo que puede ayudar a eliminar la radiación difractada por la rejilla hacia las paredes de la cavidad, así como la que es reflejada en la ventana. Durante el proceso de anodizado, la capa de alúmina ha sido teñida de color negro para eliminar también la radiación visible dentro de la cavidad.

Alojamiento y sistema de movimiento de la rejilla

La montura móvil en que se halla alojada la rejilla de difracción es una pieza cilíndrica, llamada montura de la rejilla. Esta se muestra en la figura 5.1. En la misma montura también se

encuentra un espejo, el espejo móvil, formando un ángulo de 90° con la rejilla. Esta montura puede girar sobre su eje, que debe ser paralelo al rayado de la rejilla. El eje de giro de esta montura se halla fijo a la montura del espejo fijo. El movimiento de la rejilla en torno del eje se realiza acoplado a la montura cilíndrica un brazo que es empujado por una cabeza micrométrica con una resolución de 0.001 mm. En la figura 5.6 se muestra este sistema, que permite que el movimiento angular se haga con una precisión de al menos 0.7 milésimas de grado.

Alojamiento del espejo final

La cerámica piezoeléctrica en que se halla montado el espejo final tiene un recubrimiento de plata a fin de poder polarizarla. Para evitar el contacto eléctrico entre la plata y el espejo de cobre es necesario unir primero la cerámica piezoeléctrica con una cerámica sin recubrimiento y posteriormente unir esta a una montura con un sello para vacío sobre el que se apoyará el espejo. En el láser se utilizó como aislante una cerámica maquinable llamada MACOR. El otro extremo de la cerámica piezoeléctrica tiene también una montura aislante del mismo material ya que va unida a un bloque de aluminio. Estas piezas están pegadas con resina epóxica común.

5.4.2 Sistema de flujo de gases

Este sistema está formado por el equipo que permite la circulación y control de la mezcla de gases.

El sistema de flujo se esquematiza en la figura 5.7. La mezcla de gases está formada por 10% de CO_2 , 12% de N_2 y 78% de

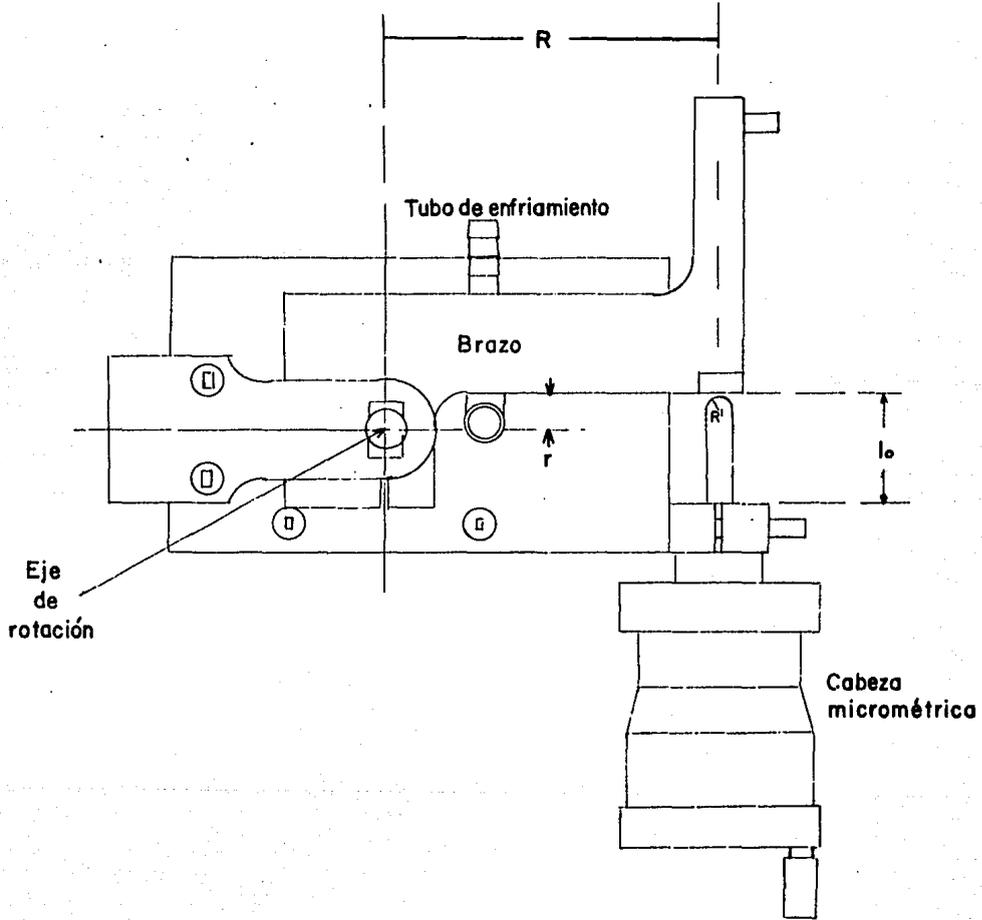


Figura 5.6

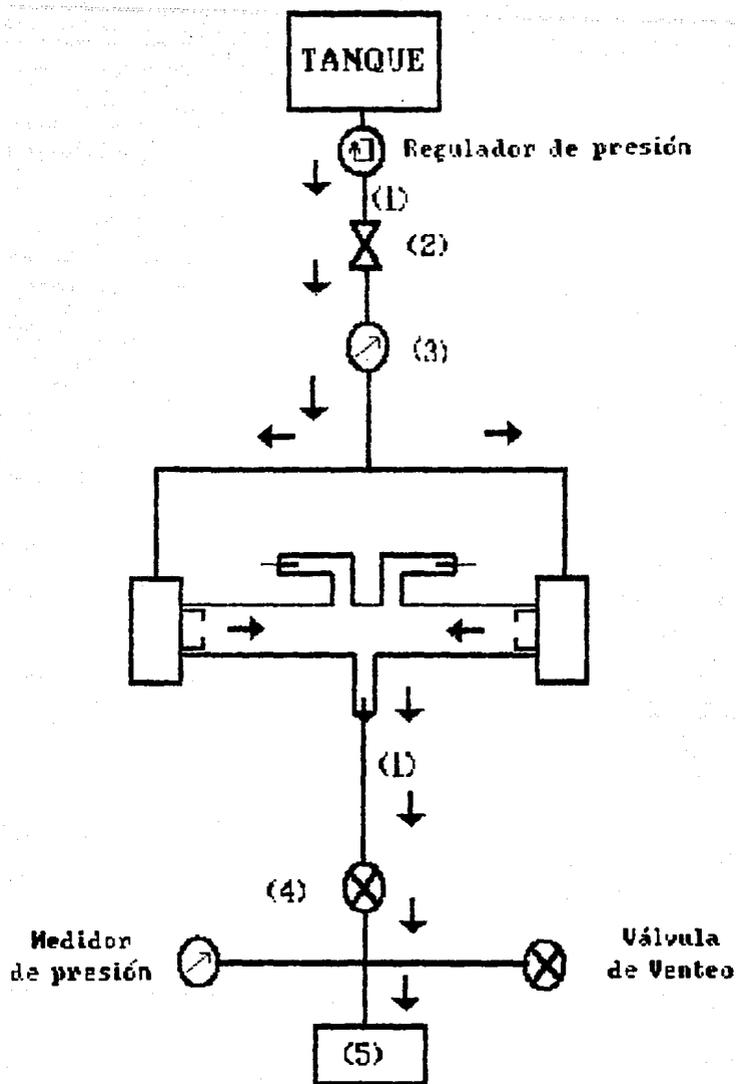


Figura 5.7

He; es conducida al láser por una manguera de teflón PTFE (1), que tiene una alta resistencia a la corrosión, no es poroso y es relativamente flexible. El flujo se regula con una válvula de aguja de acero inoxidable (2) después de la cual se encuentra un medidor de presión (3) con una escala de 0 Pa 6.65 kPa, 50mmHg. El gas entra a la cavidad por los extremos y fluye hacia el centro de la misma, en donde continúa la línea de teflón hacia la válvula de aislamiento del sistema (4) y posteriormente hacia la bomba de vacío (5) que lo expulsa a la atmósfera.

5.4.3 Sistema de enfriamiento

El sistema de enfriamiento es necesario para controlar la temperatura de las diferentes partes del láser que pueden ser dañadas por una temperatura alta.

La rejilla de difracción y el espejo móvil son enfriados por conducción del calor a lo largo del cilindro que los contiene, que es enfriado en uno de sus extremos por una corriente de agua que circula por el brazo acoplado a él. En la figura 5.5 se puede apreciar el ducto de agua que permite enfriar la rejilla.

El espejo final es enfriado por convección del aire que lo rodea, proceso que es optimizado pegando al espejo una pieza de aluminio con una superficie grande.

El tubo de descarga es de doble pared. La pared interna tiene una serie de hendiduras de diámetro interior 13.5mm concéntricas con el tubo. Estas hendiduras evitan que el flujo del gas sea laminar, a fin de que su enfriamiento sea más efectivo. En el espacio entre las dos paredes del tubo se mantiene un flujo de agua para enfriar la pared interna.

5.4.4 Sistema eléctrico

El láser es excitado en dos secciones simétricas, los cátodos, que son electrodos comunes para tubo de neón, se encuentran cerca del centro de la cavidad. Los ánodos, que son discos de níquel perforados en el centro, se encuentran montados en sendos bloques de aluminio en los extremos del tubo de descarga, protegiendo de la descarga a los iris y el resto de la óptica. La distancia de los cátodos a los ánodos es del orden de 0.7 m. Es importante que el sistema de flujo de gases no tenga partes metálicas cercanas a los electrodos, la distancia mínima que debe haber entre los electrodos y la parte metálica más próxima de la línea de flujo es de 1.5 m.

La excitación del láser se lleva a cabo mediante un voltaje que puede estar entre 3 kV y 14 kV con corrientes desde 10 mA hasta 55 mA dependiendo de la presión. La corriente para cada una de las secciones de la descarga se halla limitada por un par de resistencias de 100 k Ω y 225 W cada una conectadas en serie. Se muestra el circuito eléctrico de excitación en la figura 5.8a). En la figura 5.8b) se muestra el circuito eléctrico para el piezoeléctrico que es independiente del anterior.

Figura 5.8 a)

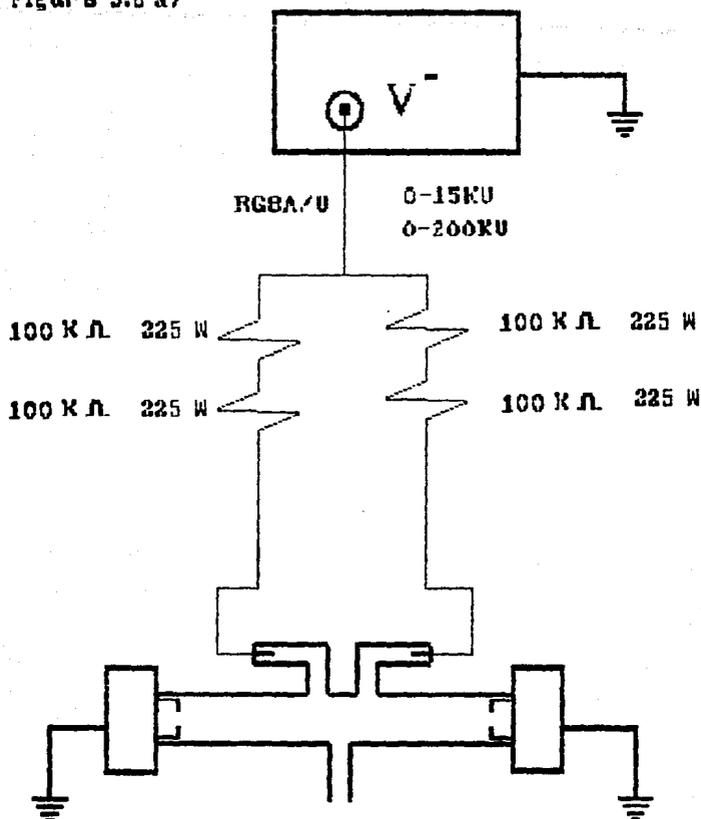
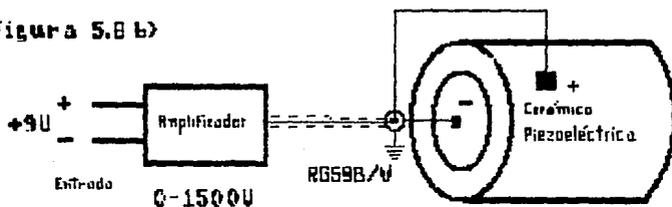


Figura 5.8 b)



CAPITULO 6

FUNCIONAMIENTO

El presente capítulo tiene como fin describir los procedimientos básicos para la puesta en marcha del láser y servir como manual de operación del mismo. También se describen algunas de las características que pueden ayudar a decidir la forma en que se deben fijar los parámetros para una operación óptima.

6.1 Operación

6.1.1 Procedimiento de alineación.

Una de las etapas más importantes para la puesta en marcha del láser es la de alineación; las líneas de la rejilla y el plano del espejo final deben ser perpendiculares al eje del tubo de descarga. Además, las líneas de la rejilla deben ser paralelas al eje de giro de su montura.

Una vez armado el ensamble de la rejilla, que consta de la montura de la rejilla y la montura del espejo fijo, se procede a la alineación de la rejilla con el eje de la montura.

La rejilla es sostenida en la montura por tres soportes como se muestra en la figura 6.1. A es un perno fijo a la montura sobre el que se apoya la rejilla, B es un tornillo excéntrico que al

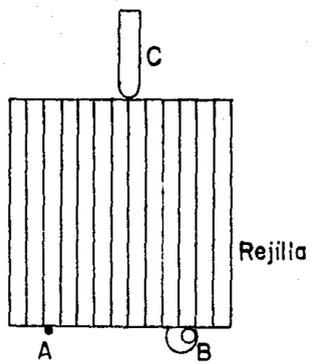


Figura 6.1

girar cambia el ángulo de las líneas respecto al eje de la montura y C es un perno unido a un resorte que permite sujetar firmemente la rejilla contra el excéntrico y contra el perno A. Para verificar la alineación correcta de la rejilla, se hace incidir sobre la rejilla el haz de un láser de He-Ne de 0.5 mW y se marca sobre una pantalla fija el punto sobre el que incide alguno de los órdenes de difracción. La alineación es adecuada si al girar la montura el resto de los órdenes pasa por el mismo punto.

Para alinear la rejilla con el eje del tubo de descarga primero se centran los iris de los dos bloques terminales con respecto a ese mismo eje. Se muestran los iris y el eje de la cavidad en la figura 5.1. Cuando los iris están ya alineados se hace pasar el haz del láser de He-Ne por el eje de la cavidad, definido por los centros de los iris. Se coloca después el ensamble de la rejilla en el bloque terminal correspondiente para que la luz del láser incida sobre la rejilla. La orientación perpendicular de las líneas de la rejilla respecto al eje de la cavidad se lleva a cabo por medio de tres tornillos. Uno de ellos permanece fijo como pivote y los otros dos permiten girar ligeramente el ensamble sobre dos ejes perpendiculares entre sí y que se encuentran en un plano casi perpendicular al eje del tubo (figura 6.2), al moverlos puede lograrse que las líneas de la rejilla sean perpendiculares al eje de la cavidad. La alineación es correcta si el haz del láser es reflejado sobre su trayectoria de incidencia. Nuevamente ha de tomarse en cuenta que el haz será difractado, por lo que además de los dos tornillos se deberá girar la montura cilíndrica de la rejilla hasta que uno de los órdenes sea reflejado en la dirección del eje del tubo.

69

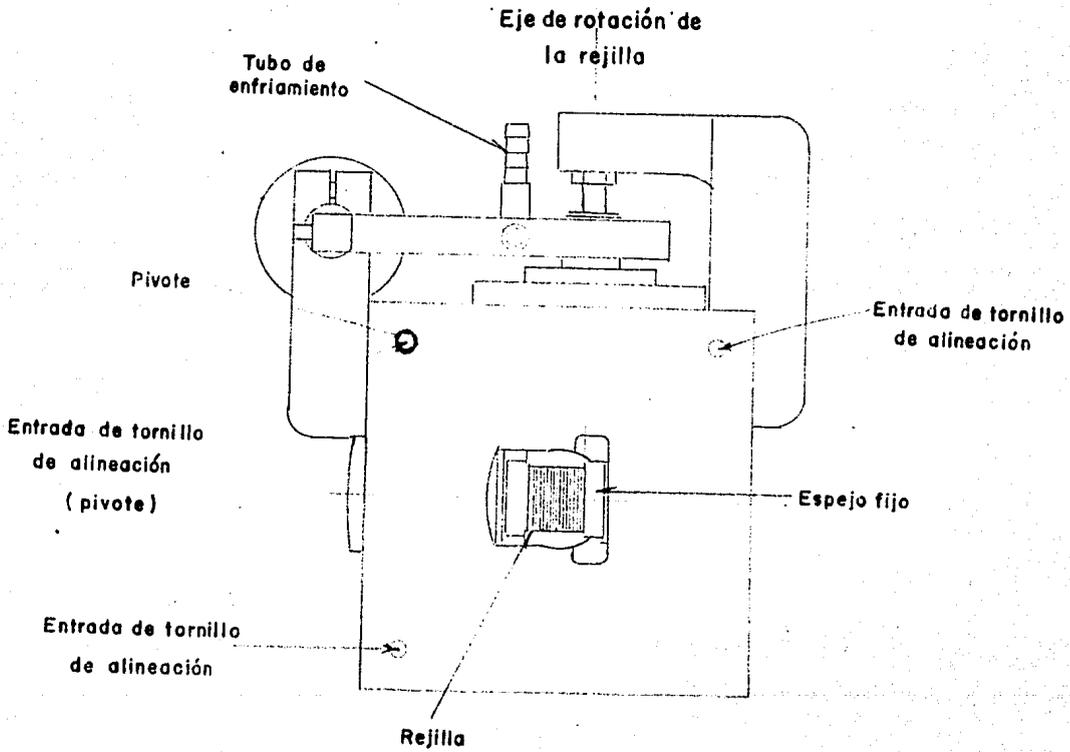


Figura 6.2

Una vez terminado este procedimiento se atornillan los dos prisioneros del ensamble hasta que recarguen sobre el bloque terminal. Esto permitirá quitar el ensamble sin perder la alineación correcta.

La rejilla debe quedar aproximadamente a un ángulo de 42° respecto al eje de la cavidad cuando el brazo que permite moverla sea perpendicular a dicho eje. Esto se hace con la finalidad de que las longitudes de onda mayores a $10 \mu\text{m}$ se alcancen moviendo la cabeza micrométrica hacia 0 mm y las longitudes de onda menores a $10 \mu\text{m}$ se alcancen moviendo la cabeza micrométrica hacia la posición de 25 mm.

Antes de alinear el espejo final es necesario retirar de su posición el ensamble de la rejilla. El procedimiento para este alineamiento es análogo al de alineamiento de la rejilla. Una vez que el espejo está en la posición correcta se coloca nuevamente el ensamble de la rejilla en la misma posición que antes. La alineación por este procedimiento es aproximada, pero permite que el láser pueda entrar en operación. Una vez que se produce radiación láser puede optimizarse la alineación maximizando la potencia. es necesario realizar un ajuste fino en la alineación hasta maximizar la potencia.

6.1.2 Arranque

El procedimiento de arranque del láser consiste en una serie de pasos que generalmente deben ir en secuencia. Se enlistan a continuación.

- a) Se inicia la limpieza de la línea de flujo, para lo cual es necesario verificar que el tanque de mezcla láser esté

cerrado. Se abre la válvula de control de flujo al máximo, se enciende la bomba de vacío y el medidor de presión adyacente a ésta. Una vez que la presión llegue a 133 Pa, 1 Torr, se abre la válvula de aislamiento del láser, con lo que se comienza a evacuar su interior y el de la línea de flujo.

- b) Cuando la presión dentro del láser es menor a 0.67 kPa, 0.5 Torr, se cierra totalmente la válvula de control de flujo. Se abre el tanque de la mezcla y se deja entrar gas al tubo abriendo lentamente la válvula de control de flujo hasta que la presión dentro del láser sea de 6.65 kPa, 50 Torr aproximadamente, esto se hace con el fin de purgar el sistema. Se cierra nuevamente la válvula de control.
- c) Se verifica que la perilla de control de alto voltaje se encuentre en cero y se coloca en ON el interruptor general de la fuente. Se verifica que la corriente de la fuente de voltaje se halla limitada a 70mA.
- d) Se abren las llaves del sistema de enfriamiento del láser y se verifica que el flujo de agua sea continuo.
- e) Cuando la presión en el láser ha disminuido aproximadamente a 0.4 kPa, 3 Torr, se presiona el botón de encendido del alto voltaje y se aumenta el voltaje. La descarga debe encender a 3 kV aproximadamente si la presión es de 0.4 kPa. La descarga debe aparecer de un tono casi blanco con un ligero matiz violáceo, si la descarga es de color rosado el sistema no está suficientemente limpio. Si es necesario que la presión sea baja, para reducir el ancho de las líneas de emisión, habrá que apagar el sistema y purgarlo como se indica en el inciso b). En caso de que sólo encienda la mitad del tubo es

necesario encender la otra mitad acercando una punta Tesla de alta frecuencia al arrollamiento de alambre de cobre que rodea al tubo de descarga. Si el sistema está limpio y la presión se ha conservado no se requerirá un intensidad muy grande de la punta Tesla.

- f) Se incrementa la presión hasta el punto de operación deseado abriendo la válvula de control de flujo e incrementando simultáneamente el voltaje sólo lo suficiente para que no se apague la descarga. Un incremento excesivo se nota en que la intensidad de la luz blanca emitida por el tubo es alta comparada con la de arranque.
- g) La longitud de onda se selecciona moviendo la cabeza micrométrica lentamente. Si este movimiento se hace rápidamente el láser producirá un pulso muy intenso en cada línea que pase; esto puede dañar el sistema óptico y en particular la rejilla de difracción.
- h) Si se desea operación sólo en el modo TEM₀₀ se sintoniza la cavidad cambiando el voltaje aplicado al piezoeléctrico y se cierran los iris uno a uno. La abertura de cada iris se reduce jalando el vástago que se encuentra sobre el bloque terminal correspondiente.

Si un iris tiene la abertura adecuada para que el láser oscile en un solo modo, al cerrar el otro iris la potencia se incrementará hasta llegar a un máximo. Si se sigue cerrando el iris, la potencia se reducirá. Este comportamiento se debe a que cuando el segundo iris está abierto el láser puede

oscilar en otros modos. Esto reducen la inversión de poblaciones, por lo que también disminuye la ganancia del modo TEM₀₀.

6.2 Características de operación

6.2.1 Voltajes de disparo y de operación

El voltaje de disparo, al que inicia la descarga, es una función creciente de la presión. Los valores experimentales obtenidos se muestran en la figura 6.3. Se nota que para presiones menores a 133 Pa, 1 Torr, el voltaje de disparo es mayor que para una presión igual a 133 Pa, por lo que nuestros resultados parecen tener el mismo comportamiento que el mostrado en la figura 4.5. Sin embargo, los datos que obtuvimos para esas presiones no se reportan porque se consideran poco confiables ya que, a juzgar por el color de la descarga, había gases diferentes a los de la mezcla en una proporción relativamente alta.

El voltaje al que comienza la acción láser para presiones mayores a 0.4 kPa, 3 Torr, es cercano, generalmente, al voltaje de disparo, aunque la potencia obtenida puede ser muy baja. Para presiones menores no se observó que la acción láser dé inicio a ningún voltaje.

Durante la operación del láser el voltaje entre los electrodos, que llamamos voltaje de operación V_{op} , es siempre menor que el voltaje de disparo V_d . El voltaje dado por la fuente

Voltaje de disparo contra presión

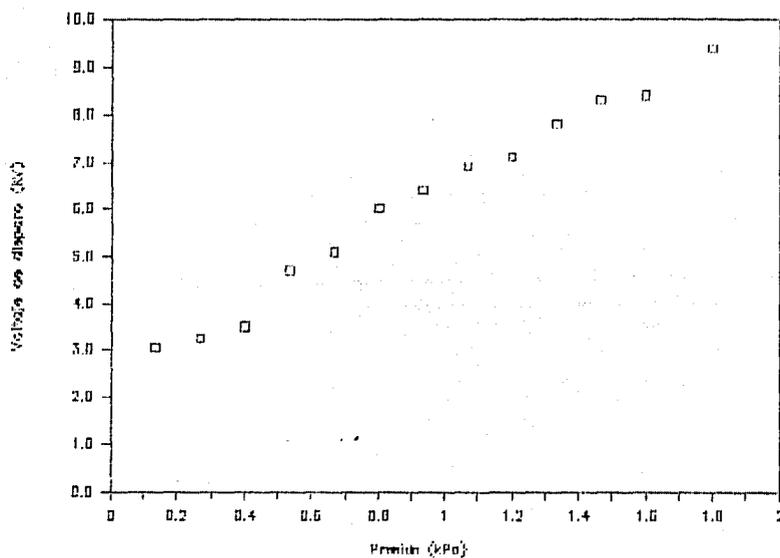


Figura 6.3

V_t durante la operación está relacionado con el voltaje de operación por la ecuación $V_t = iR + V_{op}$, donde R es la resistencia que limita la corriente. Para nuestro láser $R=200 \text{ k}\Omega$. Cuando inicia la descarga el voltaje aplicado al tubo se reduce de V_d a V_{op} ; el cociente V_d/V_{op} es de 1.5 aproximadamente.

6.2.2 Potencia

La potencia máxima que se puede obtener depende de la longitud de onda en que se quiera operar el láser. Varía desde menos de 1 W para las líneas más débiles hasta 20 W para las más intensas. La potencia máxima para cada línea es un función de la presión y de la corriente que circule por el láser. El comportamiento de la potencia como función de la corriente o de la presión es análogo para todas las líneas. En la figura 6.4 se muestra la forma en que varía la potencia como función de la presión para la línea 10P20, que tiene una longitud de onda de $10.6 \text{ }\mu\text{m}$ aproximadamente. En la figura 6.5 se muestra el comportamiento de la misma línea como función de la corriente para una presión constante igual a 1.53 kPa, 11.5 Torr.

Este comportamiento se debe a que cuando se incrementa la corriente se tiene una mayor cantidad de electrones que pueden excitar las moléculas de modo que la inversión de poblaciones tiende a incrementarse, pero al mismo tiempo se incrementa la temperatura de la mezcla, lo que tiende a disminuir la inversión

Potencia contra presión
a corrientes constantes

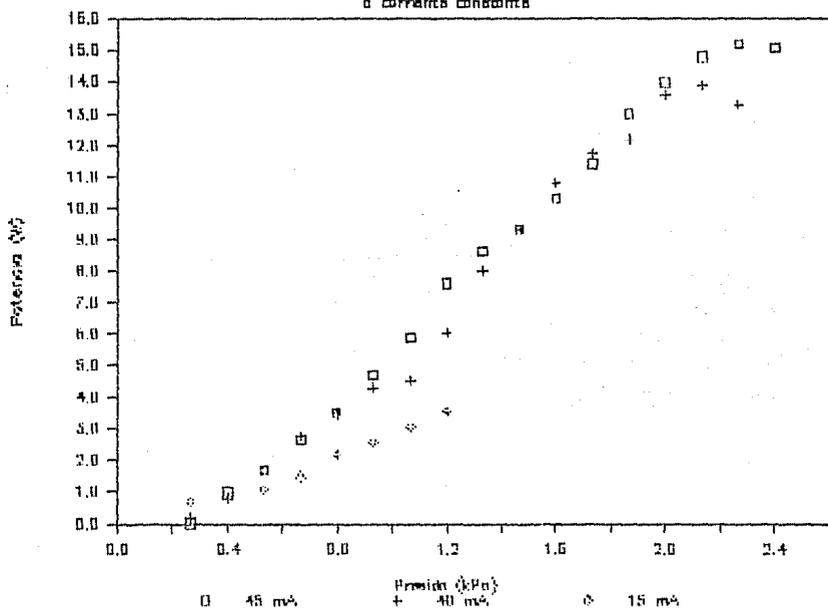


Figura 6.4

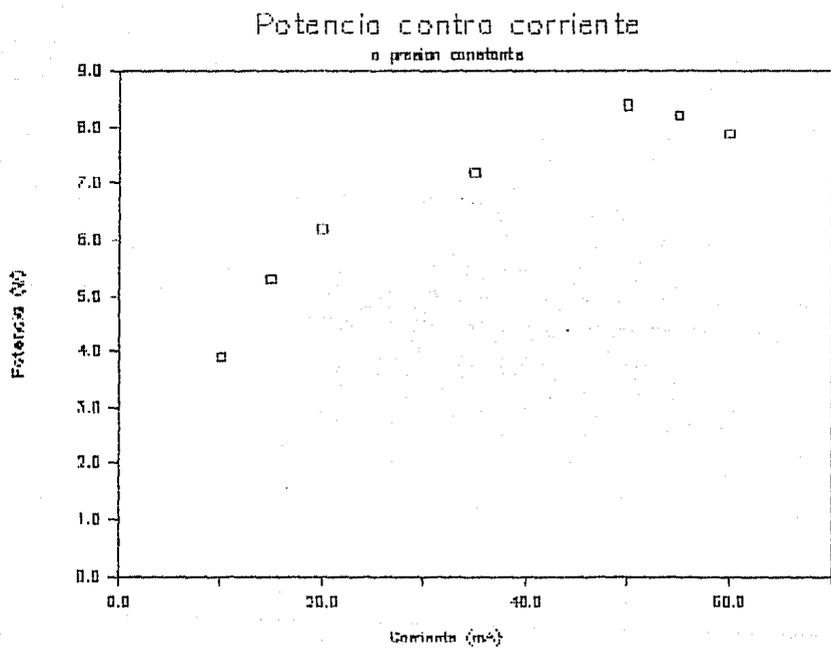


Figura 6.5

de poblaciones. La competencia de estos dos factores da como resultado el comportamiento mostrado en las figuras 6.4 y 6.5 para cualquier línea de emisión.

Se ha observado que la potencia obtenida para cada línea tiene fluctuaciones térmicas, la potencia puede mantenerse con variaciones menores al 1.5 % durante una hora.

6.2.3 Longitudes de onda

El espectro de emisión del láser se obtiene barriendo la posición de la rejilla. Para realizar este barrido se acopla a la cabeza micrométrica un motor de pasos controlado por una computadora. Con este dispositivo se alcanza una resolución de 0.0025mm para la posición del brazo de la rejilla. Ésta corresponde a un cambio en el ángulo de orientación de la rejilla de 0.0017° aproximadamente. El barrido, que abarca las posiciones entre 5.000 mm y 21.000 mm, se muestra en la figura 6.6. En ella hay dos escalas, la primera indica la posición de la cabeza micrométrica y la segunda la longitud de onda de manera aproximada. La presión se mantuvo constante en 3.72 kPa, 28 Torr; el voltaje y la corriente se mantuvieron en 13 kV y 55mA respectivamente.

Dadas las condiciones de operación las líneas de emisión observadas corresponden a la banda regular. Las líneas correspondientes a las bandas secuenciales y calientes presentan, para esas mismas condiciones, una ganancia mucho menor. Por ejemplo, el cociente de la ganancia G_2 de la banda secuencial

057

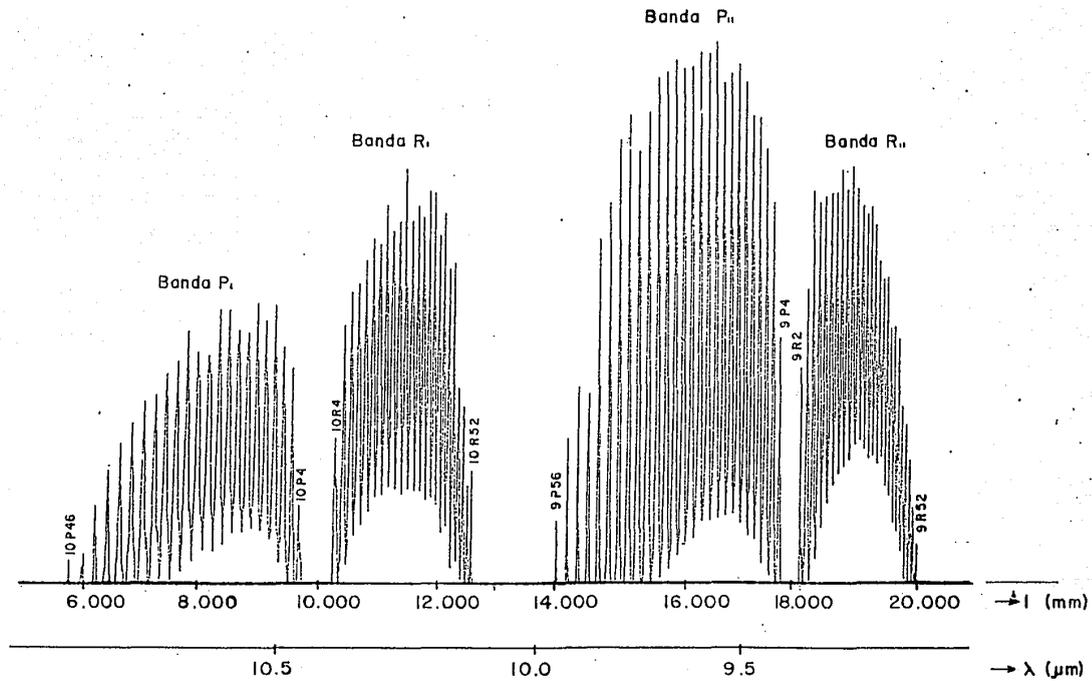


Figura 6.6

entre la ganancia G_1 de la banda regular es del orden de 0.03 si la temperatura en el interior del tubo es de 400 K, lo que corresponde a una temperatura T_3 del modo vibracional asimétrico de 857 K. Esto se ha calculado por medio de la ecuación

$$G_2/G_1 = 2 \exp(-h\nu/kT_3) \quad (6.1)$$

en donde $h\nu$ es la energía entre dos estados consecutivos del modo asimétrico, 4.67×10^{-20} J aproximadamente [Reid y Siemsen, 1976, p.251].

En la rama P de la banda de $10.4\mu\text{m}$ se han observado todas las líneas entre la 10P4 y la 10P46. En la rama R se han observado las líneas entre la 10R4 y la 10R52. Las longitudes de onda de estas líneas son $10.4406\mu\text{m}$, $10.8847\mu\text{m}$, $10.3814\mu\text{m}$ y $10.0667\mu\text{m}$ respectivamente. En la banda de $9.4\mu\text{m}$ se observaron desde la línea 9P4 a la 9P56 para la rama P; en la rama R se observaron de la 9R2 a la 9R52. Las longitudes de onda para estas líneas son $9.4289\mu\text{m}$, $9.9006\mu\text{m}$, $9.3805\mu\text{m}$ y $9.1269\mu\text{m}$ respectivamente. Con un barrido más fino se han podido apreciar otras líneas como la 10P48 y la 10P50 con potencias menores a 0.1 W. En la zona correspondiente a esas transiciones también se han observado algunas líneas no identificadas con potencias igualmente bajas.

La separación entre las líneas es variable. Para las líneas P_i es, en promedio, de 6×10^{10} Hz; para las líneas R_i de 4×10^{10} Hz; para las P_{ii} de 6×10^{10} Hz y para las R_{ii} de 3.5×10^{10} Hz. Las líneas se han identificado en base a la separación de las líneas cercanas al centro de cada banda que reporta L.C. Bradley [L.C. Bradley et al., 1986, 245].

La anchura de las líneas a la mitad del máximo (FWHM) también es variable. La anchura de cada línea es de aproximadamente la

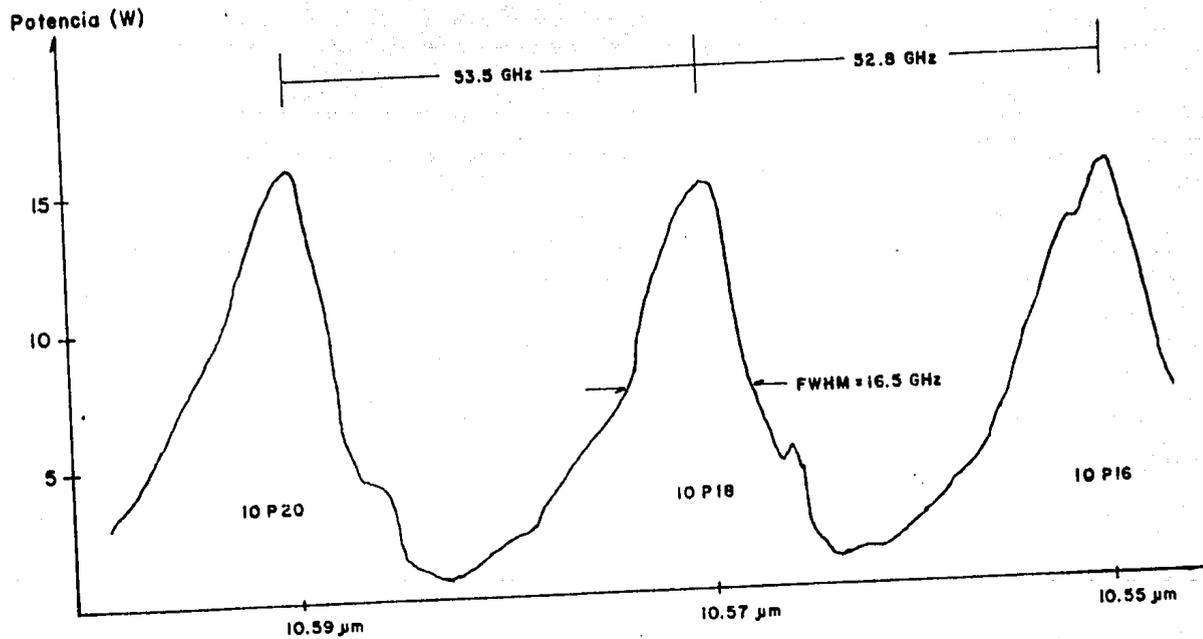


Figura 6.7

76b

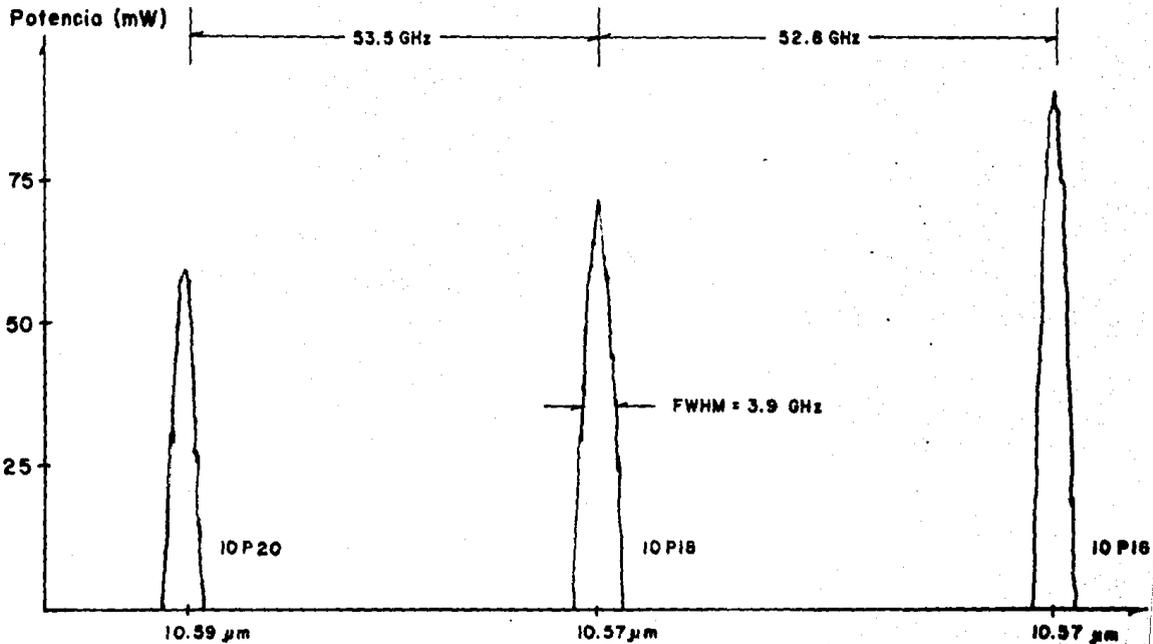


Figura 6.8

tercera parte de la separación entre líneas a una presión de 3.7 kPa, 28 Torr, para todas las ramas. A una presión de 0.4 kPa, 3 Torr, la anchura se reduce a menos de la décima parte, sin embargo la potencia se reduce por un factor de 200 aproximadamente. Puede notarse esto en las figuras 6.7 y 6.8 en que se muestran tres líneas típicas $P_i(16)$, $P_i(18)$ y $P_i(20)$, la primera corresponde a una presión de operación de 3.8 kPa, 28 Torr, y la segunda a 400 Pa, 3 Torr.

6.2.4 Calibración de la cabeza micrométrica

La longitud de onda puede conocerse en términos de la lectura de la cabeza micrométrica. Cuando no se requiere mucha exactitud en la medida de la longitud de onda puede emplearse la siguiente ecuación

$$\lambda = \lambda_0/[1 + (1-l_0)^2/R^2]^{1/2} + \kappa_0/[1 + R^2/(1-l_0)^2]^{1/2} \quad (6.2)$$

donde $\lambda_0 = 2a \sin \theta_0$ y $\kappa_0 = 2a \cos \theta_0$; θ_0 es el ángulo a que incide la radiación sobre la rejilla cuando el brazo es perpendicular a la cabeza micrométrica, l_0 es la lectura del micrómetro correspondiente a esa posición, para una rejilla de 135 líneas/mm $a = 7.407407 \times 10^{-6}$ m, que es la distancia entre dos líneas de la rejilla. Como se muestra en la figura 5.5, R es el brazo de palanca con respecto al eje de giro de la rejilla, $R = 85.217$ mm. En el segundo término se toma raíz negativa si $l > l_0$, de lo contrario se toma positiva.

La calibración ha realizado tomando como punto de partida la línea 10R2, cuya longitud de onda es 10.31992 μ m. En estas

condiciones $l_0 = 10.465$, $\lambda_0 = 10.31992 \mu\text{m}$ y $\kappa_0 = 10.62911 \mu\text{m}$, de modo que

$$\lambda = 10.31992/[1 + (1-l_0)^2/R^2]^{1/2} + 10.62911/[1 + R^2/(1-l_0)^2]^{1/2}$$

(6.3)

en donde λ está dada en micrómetros.

Puede tomarse como punto de referencia cualquier línea del espectro ya que se puede girar el brazo con respecto a la montura y se puede iniciar la lectura de la cabeza a diversos valores. Esto resulta conveniente porque la precisión de la ecuación (6.2) disminuye a medida que la longitud de onda es más alejada de la longitud de referencia λ_0 . Las longitudes de onda dadas por la ecuación 6.3 para los centros de las líneas más alejadas de la línea de referencia, $10R2$, difieren de los valores reportados por Bradley [idem.] hasta en $0.03 \mu\text{m}$.

La discrepancia se debe principalmente a que el vástago de la cabeza tiene forma esférica. de modo que el cambio de posición $\Delta l = l - l_0$ indicado por la cabeza no es el correcto, el cambio correcto de la posición se expresa como $\Delta L = l - l_0 + \delta l(1 - r/R')$, r se indica en la figura 5.5 y R' es el radio de curvatura del vástago.

6.2.5 Modos de oscilación

Como se mencionó en el capítulo 5 la diferencia de frecuencia entre dos *modos de oscilación longitudinales* de nuestro láser es del orden de 100 MHz, mientras que para dos *modos transversales* es de 50 MHz aproximadamente. El uso del iris permite lograr que el láser opere en un sólo modo transversal. Se puede observar el modo

en que opera el láser si se hace incidir el haz sobre una placa de óxido de zirconio. El haz produce en ésta una huella luminosa que tiene la forma del modo de oscilación. El láser está operando en el modo TEM₀₀ si la forma de ésta huella es circular. Los modos longitudinales no se han logrado resolver.

Existen otros materiales como el cloruro de cobalto hexahidratado, $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, que permiten visualizar la forma del haz [Condas, 1968, p.41]. Estos tienen la ventaja de que la huella producida por el haz es oscura, mientras que en el óxido de zirconio es brillante; si el haz es muy intenso puede resultar molesto observar el haz en el óxido de zirconio. Comercialmente hay disponibles placas térmicas de mayor sensibilidad y mayor resolución que estos materiales. Generalmente éstos funcionan, como el cobalto hexahidratado, en base a la disminución de la fluorescencia que presentan algunos materiales [Optical Engineering, 1990].

La rejilla de difracción, que tiene 135 líneas/mm, puede resolver líneas con una separación mínima de 21 GHz, mientras que el ancho Doppler es de apenas 30 MHz, suponiendo una temperatura de operación de 400 K. Considerando una presión de 3.7 kPa, 28 Torr, el ensanchamiento por presión es de 126 MHz, mientras que para 0.4 kPa, 3 Torr, es de 13 MHz. Concluimos de lo anterior que para resolver los modos longitudinales es necesaria una rejilla con mayor número de líneas por milímetro.

CONCLUSIONES

El láser construido tiene las características deseables de un láser de bombeo: a) es sintonizable en una amplia banda de frecuencias que va de los $9.1 \mu\text{m}$ a los $10.9 \mu\text{m}$ aproximadamente; b) alcanza potencias hasta de 20W en las líneas más intensas del espectro, las potencias máximas son de 10 W, 15 W, 20 W y 15 W para las ramas P_I , R_I , P_{II} y R_{II} respectivamente; c) puede operar en un sólo modo, el TEM_{00} , reduciendo de esta manera la anchura de la distribución para cada línea elegida; d) la anchura de cada una de las líneas se puede reducir hasta unos 5 GHz; e) la estabilidad de la potencia es adecuada, la variación en la potencia debida a efectos térmicos es menor de 1.5 %/h.

Actualmente se continúa trabajando en modificaciones que permitirán una mejora sustancial en todas las características del láser, entre ellas están: a) modificación de la línea de flujo a fin de obtener una mayor rapidez de bombeo, con lo que se espera obtener una mayor potencia; b) cambio de la ventana de ZnSe por una del mismo material pero con capa antirreflejante, lo que también permitirá incrementar la potencia y probablemente mejorará la estabilidad; c) cambio de la rejilla de difracción por una de 150 líneas/mm a fin de obtener una mayor resolución de las líneas

del espectro; d) modificación del tubo de descarga para reducir el calentamiento de las barras de INVAR que puede ser el motivo de la inestabilidad de 1.5 % en la potencia.

Aún sin las modificaciones sugeridas que están en proceso el láser construido está en condiciones de ser utilizado como láser de bombeo.

BIBLIOGRAFIA

- Barrand, Pierre y Gadeau, Robert; Enciclopedia del aluminio, v.5, Proceso de conformado del aluminio y sus aleaciones II, Ed. Urmo, Bilbao, 1972.
- Bertolotti M. "Matrix representation of geometrical properties of laser cavities", Nuovo Cimento., 32, 1242 (1964)
- Bessey, M.J.; "Lasers and their applications", Taylor & Francis LTD, Hampshire, Great Britain, 1976, pp.253.
- Boness, M.J.W. y Schulz, G.J., "Vibrational excitation of CO₂ by electronic impact", Phys. Rev. Lett., 21, 15, 1031 (1968).
- Born, M. and Wolf, E.; Principles of optics, Electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light, sixth edition, Pergamon Press, Oxford, 1980.
- Bradley More C., Wood R.E., Bei-Lok Hu and Yardley James T. "Vibrational energy transfer in CO₂ lasers", Jou. Chem. Phys., 46, 11, 4222 (1976).
- Bredley L.C., Soohoo K.L. y Freed C., " Absolute frequencies of lasing transitions in nine CO₂ isotopic species", IEEE QE-22, 2, 234 (1986).
- Cheo P.K., "Effects of gas flow on gain of 10.6 μ CO₂ laser amplifiers", IEEE, QE-3, 12, 683 (1967).
- Cheo P.K. y Cooper H.G., "Gain characteristics of CO₂ laser amplifiers at 10.6 μ ", IEEE, QE-3, 2, 79 (1967).

- Clark P.O. y Smith M.R., "An investigation of the effect of gas additives on the electron temperature and density...", Appl.Phys.Lett., 9, 10, 367 (1966).
- Condas, G.A.; Use of hydrated salts as visual CO₂ laser termographic screens, IEEE, QE-4, 1968.
- Corney, Alan; Atomic and laser spectroscopy, 2nd. printing, Oxford University Press, N.Y., 1988, pp.763.
- Demtröder, W.; Laser spectroscopy, Basic concepts and instrumentation; Springer Series in Chemical Physics, Springer-Verlag, Berlin, 1981.
- Eidelman O., Bin-Nun E. and Rokni M. "Output power and intensity distribution of a transverse flow CO₂ laser", J. Appl. Phys., 48, 7 (1977).
- Fox A.G. and Li T. "Resonant modes in a maser interferometer", Bell. Syst. Tech. J., 40, 453 (1961).
- Freed C., Bradley L.C. y O'Donnell R.G., "Absolute frequencies of lasing transitions in seven CO₂ isotopic species", IEEE, QE-16, 11, 1195 (1980).
- Hake R.D., Jr. y Phelps A.V., "Momentum transfer and inelastic collision cross sections for electrons in O₂, CO & CO₂" , Phys. Rev., 158, 1,70 (1967).
- Herzberg G., Molecular Spectra and Molecular Structure, vol. II, Ed. Van nostrand Reinhold Company, New York, 1945. pp.632.
- Herzfeld K.F. "Deactivation of vibrations by collision in the presence of fermi resonance", J.Chem. Phys., 47, 2, 743 (1967).
- Kaufman F. and Kelso J.R. "Vibrationally excited ground-state nitrogen in active nitrogen", J.Chem. Phys., 28, 510 (1958).

- Lyman, Taylor ed.; Metals Handbook, v. 8, 8th ed., 3th printing, American Society for Metals, Ohio, 1973.
- Manes K.R. and Seguin H.J. "Analysis of the CO₂ TEA laser", J.Appl. Phys., 43, 5073 ,(1972).
- Massey H.S.W., Burhop E.H.S. and Gilbody H.B. Electronic and Ionic Impac Phenomena vol. I, Oxoford University Press, 1969. pp.664.
- Millman J. and Seely S., Electronics, 2nd ed. Electrical and electronic engineering series, F. Emmons T. Consulting Ed., Mc Graw-Hill, N.Y., 1951 pp. 257.
- Milonni, Peter and Eberly, Joseph H.; Lasers, Ed. John Wiley & Sons, N.Y., 1988, pp. 729.
- Morgan J.E. and Schiff H.I., The study of vibrationally exited N₂ molecules with the aid of an isothermal calorimeter, Can. J. of Chemistry, vol. 41, 903 (1963).
- Optical Engineering, Inc.; Catalog, Santa Rosa, CA, 1990.
- Patel C.K.N. "Selective exitation throug vibrational energy transfer and optical maser action in N₂-CO₂", 13, 21,617 (1964).
- Patel C.K.N., Tien P.K. and McFee J.H. "CW high-power CO₂-N₂-He laser", Appl. Phys. Lett., vol.7,290 (1965).
- Polman J. and Witteman W.J. "Electron radiation temperature measurements in a sealed off CO₂ laser system", IEEE QE-6, 154 (1970).
- Reid J. and Siemsen K. "Laser power and gain measurements on the sequence bands of CO₂", J. Appl. Phys., 48, 2712 (1977).
- Reid J. ane Siensen K. "New CO₂ laser bands in the 9-11 μ m wavelength region", Appl, Phys. Lett., 29, 250 (1976).

- Russell F.P., Beaty E.C. and Pollock C.R., "Improved rovibrational constants and frequency tables for the normal laser bands of $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$ ", *Jou. Mol. Spec.*, **102**, 112 (1983).
- Rhodes, C.K. and Szöke, A.; "Gaseous lasers: Atomic, molecular and Ionic", in *Laser Handbook*, v.1, 2nd. printing, edited by Arecchi F.T. and Schulz-Dubois, E.O., North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1978.
- Sargent III, Murray; Scully, M.O. and Lamb, W.E. Jr., *Laser Physics*, Addison Wesley Publishing Co., Reading, Massachusetts, 1974, pp.432.
- Schulz G.J., "Vibrational excitation of N_2 , CO and H_2 by electron impact", *Phys. Revl.*, **135**, 4A, A988 (1964).
- Shimoda, Koichi; *Introduction to laser physics*, 2nd. ed., Springer Series in Optical Sciences v. 44, Springer-Verlag, Berlin, 1986, pp.233.
- Slepian D. and Pollak, H.O., "Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty-I", *Bell. Syst. Tech. J.*, **40**, 43 (1961).
- Slepian D. and Pollak H.O., "Prolate spheroidal wave functions Fourier analysis and uncertainty-II", *Bell. Syst. Tech. J.*, **40**, 65 (1961).
- Svelto, O.; "Principles of lasers", Plenum Press, N.Y., 1976.
- Taylor R.L. and Bitterman S. "Survey of vibrational relaxation data for processes important in the $\text{CO}_2\text{-N}_2$ laser system", *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 1, 26 (1969).
- Wittman, W.J.; "The CO_2 laser", Springer Series in optical sciences, v.53, Springer-Verlag, Berlin, 1987, pp.309.

-Wittman W.J. "Vibrational relaxation in carbon dioxide", J. Chem. Phys., 35, 1 (1961).

-Yariv, A.; "Quantum electronics", 3th. ed., John Wiley & Sons, N.Y., 1989.