



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

24
2 ej.

***“CARACTERIZACION OPTICA Y ELECTRICA DE
UN LASER DE N₂ EXCITADO CON CIRCUITO DE
TRANSFERENCIA DE CARGA CAPACITIVA”***

TRABAJO DE TESIS

PRESENTADO POR:

JESUS GARDUÑO MEJIA

PARA OBTENER EL GRADO DE

LICENCIADO EN FISICA

ASESOR DE TESIS: DR. MAYO VILLAGRAN MUÑIZ

MEXICO D. F.

NOVIEMBRE 1993

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



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.

INDICE

Agradecimientos.....	4
Resumen.....	5
Introducción.....	8

CAPITULO I TEORIA DEL LASER

I.I

Láser teoría y principios.....	11
--------------------------------	----

I.II

Los coeficientes de Einstein.....	14
-----------------------------------	----

CAPITULO II LASER DE NITROGENO

II.I

Láser de N_2	22
----------------------	----

II.II

La molécula de N_2	25
----------------------------	----

II.III

Notación.....	27
---------------	----

II.IV

Niveles de energía.....	27
-------------------------	----

II.V

Reglas de selección.....	32
--------------------------	----

II.VI

Distribución térmica de población en estados rotacionales de la molécula de N_2	34
---	----

II.VII

Transiciones radiativas de la
molécula de N_237

CAPITULO III CIRCUITOS DE EXCITACION

III.I

Circuitos de excitación.....43

III.II

Circuito Blumlein.....44

III.III

Circuito transferente C-a-C.....45

III.IV

Circuito Polloni.....47

CAPITULO IV ARREGLO EXPERIMENTAL E INSTRUMENTOS
DE MEDICION

IV.I

Arreglo experimental.....51

IV.II

Proceso de operación del láser.....55

IV.III

Recomendaciones de mantenimiento.....56

IV.IV	Instrumentos de medición.....	57
IV.V	Medidor de voltaje capacitivo.....	58
IV.VI	Bobina de Rogowski.....	62
IV.VII	Medidores ópticos.....	64

CAPITULO V RESULTADOS Y CONCLUSIONES

V.I	Resultados.....	66
V.II	Conclusiones.....	74
	Referencias.....	76
	Referencias de publicaciones relacionados con este trabajo.....	79

AGRADECIMIENTOS:

Agradezco a mis padres la educación que me brindaron, así como la oportunidad y el apoyo necesario para llegar a alcanzar los objetivos que hasta ahora he logrado.

En especial, agradezco al Dr. Mayo Villagrán por su apoyo, paciencia, motivación y sobre todo por su gran comprensión. Asimismo, agradezco al Dr. José de la Rosa y al M. en C. Roberto Linares de la Sección de Graduados de la ESIME-IPN por su, gran apoyo y colaboración para el desarrollo de mi tesis.

Este trabajo se realizó con el apoyo de los proyectos DGAPA-UNAM # IN106291 y IN103692.

Por último quiero agradecer al Centro de Instrumentos de la UNAM por las facilidades prestadas y a la beca de tesis otorgada, al Centro de Investigaciones Ópticas de León Gto. y a la Universidad Federal Fluminense en Brasil.

**CARACTERIZACION OPTICA Y ELECTRICA DE UN
LASER DE N₂ EXCITADO CON CIRCUITO
DE TRANSFERENCIA DE CARGA
CAPACITIVA**

RESUMEN

Los láseres de N₂ son sistemas que pueden emitir en forma superradiante en la línea de 331.7 nm, y que de acuerdo a las características de la molécula éstos deben ser pulsados y excitados por circuitos capaces de producir descargas eléctricas con tiempos del orden de nanosegundos.

Este tipo de láseres se pueden fabricar en forma "casera", es decir, con materiales de fácil adquisición, construcción, operación y mantenimiento sencillo, presentando también un costo bajo comparado con los de tipo comercial.

Entre el gran número de aplicaciones podemos citar algunas como, la excitación de Dyes o láseres de colorantes, los cuales a su vez gracias a sus singulares características de sintonizabilidad tienen una innumerable variedad de aplicaciones.

Desde que los láseres de N₂ aparecieron en 1963 se ha reportado muy poco, y a veces en forma no muy clara, acerca de la evolución temporal de sus parámetros como son voltaje, corriente y emisión estimulada, debido probablemente a la dificultad que presenta el circuito de excitación Blumlein para realizar dichas mediciones.

Para la excitación de estos láseres se han diseñado e implementado un gran número de circuitos reportándose para ellos diferentes eficiencias. El más común desde la aparición del láser es el llamado Blumlein reportándose para estos, hasta 1986, una eficiencia de hasta 6.6×10^{-4} (se entiende por eficiencia a la razón entre la energía del pulso láser y la energía aplicada en la excitación). Recientemente el más usado es el llamado circuito de transferencia de carga capacitiva debido a que este presenta una elevada eficiencia con respecto a los anteriores. El circuito Polloni es un circuito de transferencia de carga capacitiva (implementado en 1976), de acuerdo con B. O. Santos et. al. resulta ser más eficiente que el circuito Blumlein en un factor de 10^2 .

Tanto para el circuito Blumlein como para el Polloni, de acuerdo a la literatura conocida, no se ha reportado la evolución temporal del voltaje y la corriente de descarga, por lo que se tiene poca información cualitativa y cuantitativa del comportamiento de éstos parámetros.

Por lo tanto el objetivo principal de esta tesis, consiste en estudiar la evolución temporal de la aplicación de potencia eléctrica, así como la emisión láser, a fin de entender el porqué de la elevada eficiencia de este circuito y poder determinar criterios para la optimización del mismo en futuros diseños.

Los medidores utilizados fueron divisores capacitivos de alto voltaje, bobinas de Rogowski para medir el pulso de corriente, medidores ópticos con tiempos de respuesta menores a un nanosegundo, todos éstos, también de fácil construcción, se utilizaron además medidores comerciales de energía.

Los medidores así como las técnicas empleadas se espera que sean de utilidad para analizar sistemas con características similares a éste circuito, como son los láseres de excimeros.

Los resultados obtenidos permiten explicar la elevada eficiencia del circuito de transferencia de carga capacitiva por un proceso de preionización intrínseco que se dá en la cámara de descarga.

INTRODUCCION

La palabra láser proviene de las siglas " Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation " (luz amplificada por emisión estimulada de radiación). Las bases teóricas y los mayores aportes para la obtención del mismo lo proporcionaron la teoría de Bohr-Sommerfeld en 1913 y principalmente Albert Einstein en 1916, que a partir de deducciones de índole termodinámica, establece dos conceptos fundamentales: la probabilidad de transición y la emisión estimulada de radiación.

Sin embargo no fue sino hasta 1954 como consecuencia del avance de la electrónica y de la tecnología del radar durante la Segunda Guerra Mundial que se obtiene el primer láser de la historia. Esto fue realizado por C.H. Townes y sus dos discípulos, H.J. Zeiger y J.P. Gordon en la Universidad de Columbia, Estados Unidos. Quienes obtuvieron amplificación en la región de microondas (también conocido como efecto máser) empleando amoniaco como medio activo en la frecuencia de 24 GHz.

El primero en observar el efecto láser en la región óptica del espectro electromagnético fue T.H. Maiman, en 1960, empleando un cristal de rubí excitado por destellos cortos e intensos de luz.

En ese mismo año A. Javan y colaboradores construyeron el primer láser gaseoso de operación continua. Emplearon una mezcla de gases nobles, He-Ne, excitada por radiofrecuencia y confinada en un interferómetro Fabry-Perot.

En 1961 L.F. Johnson y K. Nassau obtuvieron el láser de Neodimio , es decir, el primer láser de estado sólido.

En 1962 fue obtenida la amplificación láser en diodos de GaAs (p-n) por R.N. Hall, M.I. Nathan y T.M. Quist.

En 1963 L.E.S. Mathias y J.T. Parker obtienen por vez primera amplificación en la región óptica excitando N_2 gaseoso. En ese mismo año D. A. Leonard reporta un láser de éste tipo con una potencia de 200 kW por pulso, cada uno con duración de 20 ns y por su parte E.T. Gerry proporciona los primeros adelantos teóricos sobre éste láser.

En 1964 C.K.N. Patel realiza lo mismo pero esta vez utilizando una molécula triatómica, el CO_2 . En este mismo año W.E. Bell obtiene el primer láser iónico utilizando para ello Hg^+ . William B. Bridges por su parte observo 10 transiciones láser en la parte azul y verde del espectro en argón ionizado.

En 1965 J.V.V. Kaspar y G.C. Pimentel obtienen el primer láser químico de cloruro de hidrógeno.

En 1966 P. P. Sorokin y colaboradores obtiene amplificación láser en líquidos orgánicos del tipo de los colorantes.

El número de aportaciones de láseres en los años 70's fue menor pero entre ellos se puede mencionar los de excímeros y los de electrones libres.

En los años 80's se trabajó intensamente en la obtención del láser de rayos X.

En los 90's los mayores avances se enfocarán a los láseres de estado sólido y de semiconductores sintonizables^(1,2).

Los láseres de N_2 son de gran importancia para realizar estudios de fluorescencia y excitación de láseres de colorantes,

ya que estos pueden emitir pulsos energéticos tan cortos como 500 ps a 337.1 nm de longitud de onda. En el caso de láseres de baja presión (< 760 Torr) se pueden lograr eficiencias hasta de 3% utilizando para ello un circuito de excitación de transferencia de carga capacitiva. Presenta además otras características como lo económico de su construcción y fácil mantenimiento. En el capítulo I se hace una introducción a la teoría que involucra el láser, para en el capítulo II tratar directamente con el láser de N_2 , así como la notación y las transiciones radiativas de la molécula. En el capítulo III se presentan los distintos tipos de circuitos de excitación. En el capítulo IV se detallan las características del circuito de transferencia de carga capacitiva, así como la descripción de los medidores utilizados para la caracterización del sistema. Finalmente en el capítulo V se tiene el análisis de resultados de las medidas obtenidas y conclusiones.

CAPITULO I TEORIA DEL LASER

En este capítulo se da una introducción a la teoría del láser presentándose los conceptos de absorción, emisión espontánea y de emisión estimulada así como la deducción teórica de los coeficientes de Einstein y las características típicas de la luz amplificada por emisión esimulada de radiación.

I.1 EL LASER, TEORIA Y PRINCIPIOS

El láser es un emisor de radiación coherente que consiste básicamente en un medio activo que puede ser gaseoso , liquido o sólido, excitado convenientemente por una fuente y confinado en una cavidad resonante.

La teoría del láser dependiendo del medio activo involucra un gran número de campos de la física como la óptica, dinámica de gases, descargas eléctricas en gases, física de semiconductores, física atómica y molecular, teoría de resonadores y en general mecánica cuántica, ya que es un sistema que solo se puede entender a partir de principios cuánticos.

Sistemas como átomos, iones y moléculas tienen estados discretos estacionarios con sus correspondientes valores de energía. En el caso de moléculas, la descripción de estados involucra además, el movimiento rotacional y vibracional que en ella se dan.

En un sistema atómico se pueden dar tres tipos de procesos por medio de los cuales este sistema puede ganar o ceder energía al interactuar con luz o con otro tipo de partículas, éstos son la absorción, la emisión espontánea y la emisión estimulada.

De acuerdo con la teoría de Bohr para las interacciones radiación-materia, si el electrón en el estado E_1 absorbe o es excitado con una energía igual a:

$$E_2 - E_1 = h\nu_{12} \quad (1.1)$$

éste pasará a ocupar el estado de energía E_2 , con $E_2 > E_1$. A este proceso se le conoce como absorción (figura 1.1).



FIG. 1.1 diagrama de niveles de energía

Ahora, la naturaleza tiende a estar en un estado de mínima energía, por lo que después de un cierto tiempo el átomo excitado regresará a su estado base, emitiendo para ello un fotón con energía igual a $h\nu_{12}$. Este proceso se conoce como emisión espontánea. (figura 1.2)

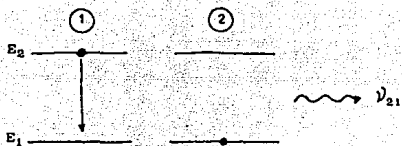


Fig.1.2 Absorción y Emisión espontánea.

Si antes de que decaiga el electrón a su estado base, sobre éste incide un fotón con energía $h\nu_{21}$ el efecto será que el electrón decaiga a su estado base emitiendo un fotón con energía igual a $h\nu_{21}$ en fase y en la misma dirección del fotón incidente, es decir, emisión estimulada.

El decaimiento espontáneo de los estados excitados tiene su origen en las propiedades estocásticas del campo de radiación; más en concreto, en ausencia de campos macroscópicos, existe aún un campo de radiación de fondo que promedia a cero, pero debido a que es producido por el conjunto de cargas en movimiento que pueblan el Universo es sumamente complejo y fluctúa constantemente alrededor de su valor medio. Es precisamente el acoplamiento del sistema a este campo fluctuante del "vacío electromagnético" el que induce las transiciones espontáneas ⁽³⁾.

I.II LOS COEFICIENTES DE EINSTEIN

Considérese el modelo de un átomo con dos niveles discretos, m y n , con energías E_m y E_n , respectivamente ($E_m < E_n$) y sumergido en un campo electromagnético. Durante la interacción campo-átomo se pueden producir transiciones entre los estados m y n ; el resto del tiempo, el átomo se encuentra en alguno de sus dos posibles estados estacionarios.

Supóngase que eventualmente se alcanza un estado de equilibrio a la temperatura T , en el cual existen N_n y N_m átomos en los estados n y m , respectivamente; el campo tiene la densidad espectral $\rho(\omega, T)$, que corresponde a la distribución de Planck.

Las transiciones atómicas del estado m al n corresponden al caso en que el sistema atómico es excitado por el campo y absorbe energía; mientras que, las transiciones del estado n al m corresponden a la desexcitación del átomo, con emisión de energía. Considerando que el número medio de transiciones que ocurren en el tiempo dt y que implican absorción de energía debe crecer conforme aumenta la población inferior y se irradia el átomo con la frecuencia adecuada. Einstein propuso escribir

$$d\eta_{abs} = N_m B_{mn} \rho(\omega, T) dt \quad (1.2)$$

el coeficiente B_{mn} es desconocido y depende en general de la configuración atómica, de la frecuencia, etc., pero no de la temperatura -toda la dependencia de $d\eta_{abs}$ en la temperatura se considera contenida en $\rho(\omega, T)$ -. Para el proceso de emisión de

energía, se puede proponer análogamente que

$$d\eta_{nm} = [N_n B_{nm} \rho(\omega, T) + N_n A_{nm}] dt \quad (1.3)$$

El término $N_n B_{nm} \rho(\omega, T)$ se refiere a las transiciones inducidas por el campo, mientras que el término $N_n A_{nm}$ es la contribución de las transiciones espontáneas y se debe interpretar como el número medio de átomos que en un segundo decaen espontáneamente del estado n al m ; por lo tanto, A_{nm} es la probabilidad de transición espontánea por unidad de tiempo (análogamente para los otros términos). Esta probabilidad depende del átomo y no del campo externo, al menos mientras éste no afecte apreciablemente la estructura del átomo, por lo que no puede depender de la temperatura. El término $N_n A_{nm}$ subsiste aún en ausencia de campo externo, cuando $\rho = 0$. Si el sistema completo se encuentra en equilibrio, el número medio de transiciones en un sentido por unidad de tiempo debe igualar al número medio de transiciones que ocurran en el mismo tiempo en sentido opuesto, es decir, lo que se absorbe debe ser igual a lo que se emite; esta condición llamada de balance detallado es

$$N_m B_{mn} \rho(\omega, T) = N_n B_{nm} \rho(\omega, T) + N_n A_{nm} \quad (1.4)$$

Puesto que el sistema atómico está en equilibrio termodinámico a temperatura T , la población de los estados n y m está determinada de acuerdo a la distribución de Maxwell, según la cual podemos escribir

$$N_n = C e^{-E_n/kT} \quad (1.5)$$

y una expresión similar para el estado m, con el mismo coeficiente C. Sustituyendo en 1.4 tenemos que

$$e^{-E_m/kT} B_{mn} \rho(\omega, T) = e^{-E_n/kT} (B_{nm} \rho(\omega, T) + A_{nm}) \quad (1.6)$$

Suponiendo que $\rho(\omega, T)$ crece ilimitadamente conforme T aumenta de (1.6) se tiene, tomando el límite $T \rightarrow \infty$, que

$$B_{mn} = B_{nm} \quad (1.6)$$

es decir, las probabilidades de las transiciones inducidas con absorción o emisión de energía son iguales. Al tomar esto en cuenta y despejar obtenemos de (1.6) que

$$\rho(\omega, T) = \frac{A_{nm} / B_{nm}}{e^{(E_n - E_m)/kT} - 1} \quad (1.8)$$

Considerando ahora la ley de desplazamiento de Wien, que establece que la densidad espectral de un campo de radiación en equilibrio con la materia tiene la forma general

$$\rho(\omega, T) = \omega^3 f(T) \quad (1.9)$$

en donde la función f es desconocida; comparando las dos últimas

expresiones debe cumplirse que

$$\frac{A_{n_m}}{B_{n_m}} = \lambda \omega^3 \quad (1.10)$$

y que

$$E_n - E_m = h\nu_{nm} \quad (\text{con } 2\pi\nu_{nm} = \omega_{nm}) \quad (1.11)$$

en donde λ y h son coeficientes a determinar. Einstein reconoció en (1.11) la hipótesis de Bohr sobre las transiciones atómicas, que aquí es un resultado derivado. Sustituyendo estos resultados en (1.8) se tiene

$$\rho(\omega, T) = \frac{\lambda \omega^3}{e^{h\omega_{nm}/2\pi kT} - 1} \quad (1.12)$$

que es la distribución de Planck, quedando por determinar solo el coeficiente λ . Recurriendo a la fórmula de Rayleigh-Jeans de donde se puede determinar el valor de la constante, que da la densidad espectral de equilibrio a altas temperaturas

$$\rho(\omega) \xrightarrow[T \rightarrow \infty]{} \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT \quad (1.13)$$

de 1.12 se obtiene en este límite que

$$\rho(\omega) \xrightarrow[T \rightarrow \infty]{} \frac{\lambda \omega^2}{h} 2\pi kT ; \quad (1.14)$$

comparando, obtenemos

$$\lambda = \frac{h}{2\pi^3 c^3} \quad (1.15)$$

la sustitución de este valor en (1.12) conduce a la distribución de Planck. De (1.10) y (1.11) obtenemos además que

$$A_{nm} = \frac{h\omega^3}{2\pi^3 c^3} B_{nm} \quad (1.16)$$

Este resultado muestra que si un sistema cuántico reacciona ante la presencia de un campo electromagnético externo ($B \neq 0$), entonces también decae sin intervención externa ($A \neq 0$), emitiendo energía hasta alcanzar su estado base. En otras palabras, la probabilidad por unidad de tiempo A_{nm} de que el sistema emita espontáneamente es diferente de cero si la probabilidad de la correspondiente transición inducida B_{nm} , es diferente de cero⁽³⁾.

Retomando la ecuación (1.4), hacemos una nueva definición del cociente de N_n y N_m considerando ahora estados degenerados, es decir, considerando el grado de ocupación o multiplicidad del nivel

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-h\nu_{nm}/kT} = \frac{B_{mn} \rho(\omega, T)}{A_n + B_{nm} \rho(\omega, T)} \quad (1.17)$$

donde $g_{n(m)}$ es el número de veces que el átomo puede tener energía $E_{n(m)}$. Para un átomo simple, esta cantidad está relacionada con el

momento angular total $J_{n(m)}$ dada por ⁽⁴⁾

$$g_{n(m)} = 2J_{n(m)} + 1 \quad (1.18)$$

Definiendo ahora

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (1.19)$$

podemos obtener nuevamente la ecuación (1.16).

Resumiendo en una forma esquemática se representa los diferentes procesos de la siguiente manera (figura 1.3)

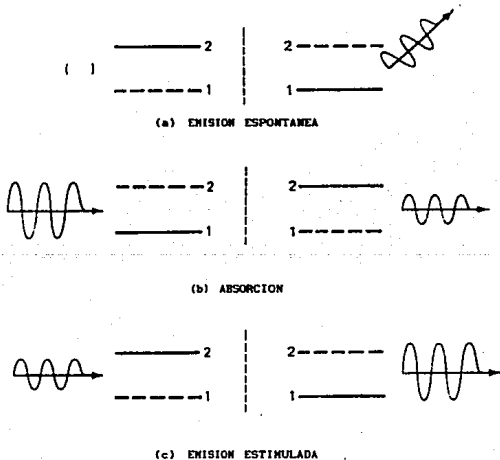


Figura 1.3

En la figura 1.3(a) se observa que el fotón que sale lo hace en una dirección distinta al fotón incidente. Esta es la emisión espontánea; el átomo puede radiar en cualquier dirección y con cualquier sentido de polarización. En la absorción (figura 1.3(b)) la onda decrece en amplitud conservando la misma frecuencia y el átomo en el estado 1 pasa al estado 2. Parte de la onda no absorbida continúa su camino. La figura 1.3(c) muestra la emisión estimulada que es justamente el proceso inverso a la absorción.

Las características importantes del proceso de emisión estimulada son:

1. Conserva la misma frecuencia de la onda incidente
2. Conserva la misma polarización de la onda incidente
3. Conserva la misma dirección que la onda incidente
4. Conserva la misma fase que la onda incidente

Para obtener mayor amplificación, el láser es provisto de una cavidad resonante óptica que consta de espejos. La cavidad sirve para que la radiación emitida por los átomos, amplificada por el proceso de emisión estimulada y que se propaga a lo largo del eje del medio activo (gas, líquido o sólido), sea reinyectada en él y el proceso continúe. Así, por las sucesivas reflexiones se simula una longitud virtual del material activo igual al producto de su longitud real por el número de reflexiones. Las ondas dentro de la cavidad se propagan simultáneamente y en sentidos opuestos, todas ellas poseen la misma longitud de onda y la misma fase por ser producto de emisión estimulada. Para mantener el proceso de resonancia en la cavidad es necesario que la distancia entre los

bordes debe ser igual a un número entero de medias longitudes de onda

$$D = p \frac{\lambda}{2} \quad (D \text{ distancia entre los espejos, } p \in \mathbb{Z}) \quad (1.19)$$

De esta forma se sustentarán ondas estacionarias entre los extremos de la cavidad para mantener el proceso de amplificación. Los espejos utilizados son en general uno 100% reflector y otro parcialmente reflejante para poder tener luz fuera de la cavidad.

CAPITULO II LASER DE NITROGENO

Se hace la descripción molecular del N_2 . Esto es, su estructura, características espectroscópicas (estados de energía electrónico, vibracional y rotacional) y transiciones radiativas.

II.1 LÁSER DE NITROGENO

Este apareció en la década de los sesentas, junto con un gran número de láseres moleculares, como resultado del desarrollo de circuitos capaces de descargar grandes pulsos de corriente en gases en tiempos del orden de nanosegundos. Ha sido comercial desde 1972 evolucionando hasta alcanzar tamaños reducidos (≈ 50 cm) capaces de producir pulsos del orden de hasta algunos MW. Fue uno de los primeros en emitir en el ultravioleta ($\lambda=331.7$ nm), aunque también puede emitir en el infrarrojo. La emisión en el ultravioleta es superradiante, es decir, la luz emitida por las moléculas en un extremo del medio activo resulta amplificada en tal grado, debido a la alta ganancia en el medio, que la luz al llegar al otro extremo, posee las características de un haz perfectamente definido y coherente sin necesidad de cavidad óptica⁽²⁾.

Como se observará más adelante, debido a las características de la estructura de la molécula el sistema solo puede operar en forma pulsada, requiriendose para ello altos valores de densidad de corriente y de campo eléctrico (requiriendose una energía de

ionización, que en el caso de la molécula de Nitrógeno, es de alrededor de unos 15 eV).

La excitación inicial de las moléculas se lleva a cabo por impacto electrónico, la cual puede ser longitudinal (axial) ó transversal (campo cruzado). Dentro del tipo de excitación transversal hay láseres funcionando a baja presión (< 760 Torr) y alta presión (atmosférica o mayor que la atmosférica).

Los circuitos que alimentan corriente y voltaje a los electrodos son comunmente líneas de transmisión, capaces de formar pulsos del orden de nanosegundos. Cuando la excitación es del tipo transversal o de campo cruzado, el campo eléctrico pulsado se aplica a dos electrodos localizados a lo largo de la cavidad separados cierta distancia (ver figura 2.1).

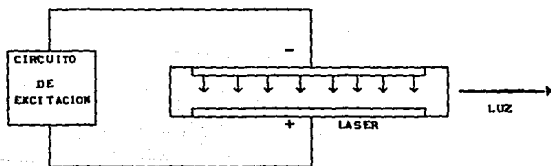


Figura 2.1 Excitación en el láser de N_2 transversal

Estas líneas de transmisión son dispositivos especiales de retardo, con las cuales, se logra que la descarga eléctrica entre los electrodos ocurra en forma sucesiva y punto a punto desde un extremo de la cavidad al otro. De este modo, la primer descarga en un extremo del tubo excita las moléculas de Nitrógeno, las que

emiten radiación espontáneamente. Cuando esta radiación llega al punto donde ocurre la siguiente descarga entre los electrodos, encontrará a las moléculas excitadas convenientemente y se producirá la amplificación de radiación por emisión estimulada⁽⁵⁾.

Algunas de sus desventajas son su baja eficiencia y su relativamente baja energía de emisión que es alrededor de unos mJ comparada con algunos láseres más recientes, es por esto que láser de Nitrógeno ha venido a ser sustituido por otros más potentes como son los excimeros ó triplicación de frecuencia del Nd-YAG. Otra de las razones por las cuales tiene algunas limitaciones de aplicación, es por su casi nula coherencia y la alta divergencia del haz emitido. Su pobre coherencia y su alta divergencia se deben a que pueden prescindir del resonador óptico (gracias a la alta ganancia que presenta) y a que la corta duración de los pulsos (<1ns-20ns) no permite alcanzar fácilmente modos de oscilación. Sin embargo, para experimentos que requieren baja potencia este láser es de gran utilidad, por ejemplo para generar procesos de fluorescencia, fotografía ultrarrápida, excitación de otros láseres como los de colorantes, los cuales, al ser excitados con la longitud de onda ultravioleta pueden ser sintonizados en un intervalo de 360 a 950 nm, etc.⁽²⁾. Por otro lado comparado con los láseres de excimeros y de Nd-YAG éste posee la gran ventaja de un costo bajo (algunos cientos de dolares), fácil operación y un mantenimiento prácticamente nulo⁽⁵⁾.

II.II LA MOLECULA DE N₂

Para poder entender el funcionamiento del láser es necesario conocer la molécula de N₂.

El número atómico del Nitrógeno (N) es 7 con una configuración electrónica de 1S² 2S² 2P³. En la formación de la molécula diatómica se combinan los orbitales 1S, 2S, 2P_x, 2P_y, 2P_z de un átomo con los orbitales similares del otro. El resultado será la formación de diez orbitales moleculares con sus catorce electrones distribuidos en solo siete orbitales. En la combinación de dos orbitales 1S y 2S se tiene la probabilidad de obtener 2 orbitales moleculares de enlace del tipo Σ_g y dos orbitales moleculares de antienlace del tipo Σ_u^{*}, cada uno de ellos ocupado por dos electrones.

Los tres niveles atómicos P en el átomo aislado son degenerados pero al estar el átomo en presencia del otro, los orbitales P_x de cada átomo interaccionan entre sí formando un enlace Σ_g y otro Σ_u^{*} entre los dos átomos (ver figura 2.2).

Los orbitales P_z, P_y se combinan con sus equivalentes en el otro Nitrógeno para dar lugar a orbitales moleculares de enlace tipo Π que son: PzΠ_u^{*}, PzΠ_g, PyΠ_u^{*} y PyΠ_g⁽⁶⁾.

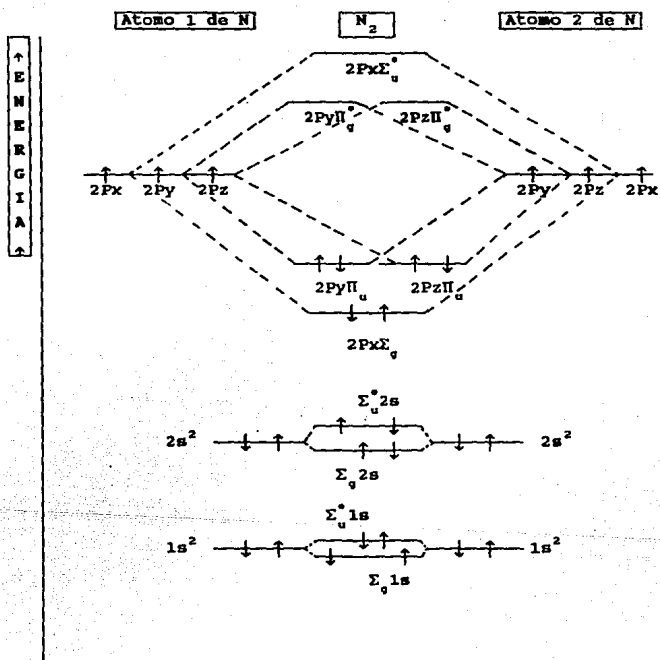


Figura 2.2 Diagrama de energía de los orbitales

II.III NOTACION

La notación espectroscópica de una molécula es muy similar a la de un átomo remplazándose las letras S,P,D,F,... que denotan los orbitales y L que denota el momento angular total por letras griegas mayúsculas E, H, A,..., etc. y A respectivamente. El estado base está representado por X precedida de un superíndice que denota la multiplicidad definida como $2S+1$ (con S el spin total del estado). Los estados excitados con la misma multiplicidad se designan con las letras A,B,C,... a medida que se incrementa la energía. Los estados excitados con diferente multiplicidad se denotan con las letras a, b, c,... teniéndose como excepción el caso del Nitrógeno en el que los papeles de estas últimas se encuentran invertidas.

II.IV NIVELES DE ENERGÍA

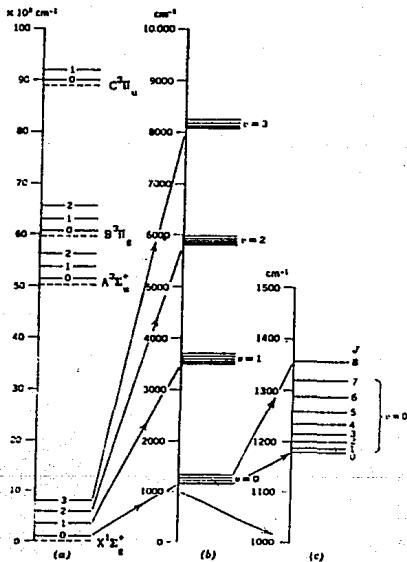
La energía interna de una molécula está dada por la suma de tres términos ⁽⁷¹⁾:

$$E_i = E_e + E_v + E_r \quad (2.1)$$

donde E_e es la energía de la configuración electrónica, que es, la que la molécula posee en ausencia de toda vibración y rotación, E_v es la energía adicional que resulta de las vibraciones en ausencia de rotación, y E_r es el balance que debe ser adicionado cuando las

rotaciones también están presentes. En la figura 2.3 se observan los niveles electrónicos, vibracionales y de rotación en distintas escalas de la molécula de N_2 . En una primera aproximación se puede decir que los tres tipos de movimiento son independientes unos de otros.

Figura 2.3 Niveles electrónico, vibracional y rotacional de la molécula de N_2 .



La figura 2.3(a) muestra los cuatro primeros niveles electrónicos con sus respectivos niveles vibracionales que pueden ser representados en esta escala, lo que no sucede con los niveles rotacionales por estar a otra escala. La figura 2.3(b) muestra el estado base con sus cuatro estados vibracionales a una escala amplificada diez veces. Algunos niveles rotacionales son indicados en la misma figura. En la figura 2.3(c) se muestran los niveles rotacionales de un estado vibracional a una escala amplificada diez veces.

Los términos vibracionales de una molécula están caracterizados por números cuánticos vibracionales. En el caso del N_2 solo hay un grado de libertad vibracional, por tanto un solo número cuántico v es suficiente. Para cualquier nivel electrónico fijo, los niveles vibracionales asociados con $v = 0, 1, 2, \text{etc.}$, son cercanos, pero no exactamente equidistantes. La ecuación de términos vibracionales (2.2), que es la generalización del oscilador armónico, está dado por

$$G(v) = \omega_e \left[\left(v + \frac{1}{2} \right) - \chi_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots \right] \quad (2.2)$$

Cuando χ_e es despreciado junto con los términos de orden superior se tendrá la forma clásica del oscilador en el que $\omega_e = \nu_e/c$. En la tabla 2.1 se presentan varios valores de las constantes de la ecuación 2.2 para la molécula de N_2

TABLA 2.1

Estado	ω (cm^{-1})	$\omega \chi$ (cm^{-1})	r_e (\AA)	τ
$X^1\Sigma_g^+$	2359.61	14.456	1.094	∞
$A^3\Sigma_u^+$	1460.37	13.891	1.293	segundos
$B^3\Pi_g$	1734.11	14.47	1.2123	10 μseg
$C^3\Pi_u$	2035.1	17.08	1.148	40 nseg

Donde r_e es la distancia de separación de los átomos cuando la energía del sistema es mínima y τ es el tiempo de vida en dicho estado. Como se puede apreciar las constantes vibracionales en distintos estados electrónicos pueden ser diferentes.

Como se puede observar la energía mas baja para $v = 0$ se aproxima a $\frac{1}{2}\omega_e$ que para la molécula N_2 es 1180 cm^{-1} sobre la energía electrónica de la molécula (ver figura 2.3).

El término rotacional en una aproximación está dado por

$$F(J) = B_v J(J + 1) \quad (2.3)$$

donde J es el número cuántico rotacional (no el momento total angular) y

$$B_v = \frac{h}{8\pi^2 c I} = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right) \quad (2.4)$$

Donde I es el momento de inercia de la molécula sobre el eje de rotación.

Como esta cantidad depende ligeramente del movimiento vibracional se agrega el subíndice v . B_v y α_v son constantes características y específicas de cada molécula. El valor de B_v para el estado base del N_2 es de 2.0 cm^{-1} .

Las líneas espectrales de rotación-vibración (figura 2.4) se clasifican de acuerdo a los cambios en J . Cuando $\Delta J = +1$ se dice que la línea pertenece a la rama P; cuando $\Delta J = 0$ a la rama Q; cuando $\Delta J = -1$, a la rama R. En estos casos una transición siempre se considera como emisión, que va del nivel superior al nivel inferior.

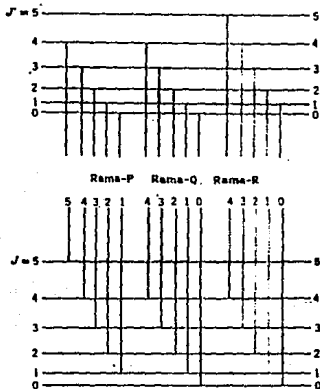


Figura 2.4 Estructura de las ramas P, Q, R de una banda de rotación-vibración

(rama P: $J - 1$ a J , rama Q: J a J , rama R: $J + 1$ a J)

Cuando el estado electrónico de una molécula no cambia, el número cuántico vibracional puede cambiar por +1, 0 ó -1. Cuando los cambios son por +1, se absorbe energía. Cuando v no cambia, se tendrá únicamente espectro de rotación. Cuando v cambia por -1, se tendrá emisión de radiación en una de las líneas del espectro vibracional-rotacional.

Cuando los estados electrónicos cambian, los cambios en v no están restringidos. Las transiciones son posibles en un gran número de diferentes estados vibracionales y la probabilidad de esas transiciones puede ser estimada por el principio de Franck-Condon:

La probabilidad de una transición es grande cuando esta requiere pequeños cambios en las distancias interatómicas y de momento.

II.V REGLAS DE SELECCION

Las reglas de selección que gobiernan en general el cambio de los números cuánticos que caracterizan los niveles son las siguientes⁽¹⁾⁽⁴⁾:

1. El número cuántico Λ puede variar de modo que $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$. Por lo tanto están permitidas las transiciones $\Sigma\text{-}\Sigma$, $\Sigma\text{-}\Pi$ ó $\Delta\text{-}\Pi$. Están prohibidas las transiciones $\Sigma\text{-}\Delta$ ó $\Sigma\text{-}\Phi$.
2. El número vibracional v puede adoptar cualquier valor. Esto es, un sistema de bandas está integrado por todas las transiciones

vibracionales posibles provocadas al sustituir los valores v' y v'' (esto cuando hay cambio del estado electrónico).

3. El número vibracional cambia en $v = 0$, si cuando el estado electrónico de la molécula no cambia

4. El número cuántico rotacional J solo puede variar de modo que $\Delta J = 0, \pm 1$, con la prohibición de la transición $J = 0 \rightarrow J' = 0$.

5. El spin total S no puede variar al producirse la transición. Es decir que $\Delta S = 0$.

Esta última regla no es rigurosa tenemos, por ejemplo, el caso de la molécula de Nitrógeno que la transición entre el estado triplete $A^3\Sigma_g^-$ y el estado base denotado como $X^1\Sigma_g^+$ que es un estado singlete está prohibido de acuerdo a la regla:

(singlete $\leftarrow \rightarrow$ triplete)

En otras palabras se considera en este caso al estado $A^3\Sigma_g^-$ como metaestable, es decir, que el decaimiento de éste estado por su poca probabilidad se realiza en forma lenta (el que esté prohibida la transición no quiere decir que esta no ocurra sino que la probabilidad para que suceda es muy baja).

II.VI DISTRIBUCION TERMICA DE POBLACION EN ESTADOS ROTACIONALES
DE LA MOLECULA DE N₂

Los niveles rotacionales están poco separados la energía térmica a temperatura ambiente de 300°K es de $kT=208.5 \text{ cm}^{-1}$ suficiente para poblar estados rotacionales. La población en el estado rotacional J de acuerdo a la distribución de Boltzman es:

$$N_{v,J} = \frac{(2J + 1) \exp \{- [hcB_v J(J + 1)/kT]\}}{\sum_{j=1}^{\infty} (2J + 1) \exp \{- [hcB_v J(J + 1)/kT]\}} \quad (2.5)$$

donde $(2J + 1)$ es la degeneración del estado J , de la ecuación 2.5 por aproximaciones se puede llegar a que

$$N_{v,J} = \frac{hcB_v}{kT} (2J+1) \exp \left[- \frac{hcB_v J(J + 1)}{kT} \right] \quad (2.6)$$

Una distribución típica de población de los niveles rotacionales en un nivel vibracional en equilibrio térmico se muestra en la figura 2.5

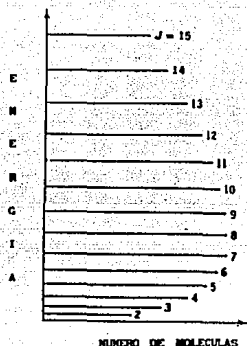


Figura 2.5 Distribución típica de la población en los niveles rotacionales en un nivel vibracional

Cuando en un proceso de excitación se logra incrementar la población total en un nivel vibracional entero con respecto a su inmediato inferior, no será difícil observar ganancia óptica en, al menos, algunas transiciones entre esos niveles vibracionales.

Este es el caso de la inversión completa. Se puede obtener ganancia óptica aunque no sea completa la inversión de población. Si $N_u/N_l < 1$ se tiene inversión parcial, si el cociente es igual a 1 se tiene inversión total. La condición general para obtener ganancia óptica de un estado n a un estado m es:

$$\frac{N_n}{g_n} > \frac{N_m}{g_m} \quad (2.7)$$

donde g_n y g_m son la multiplicidad de los niveles n y m respectivamente.

Esta condición debe satisfacerse para un par de transiciones vibracionales-rotacionales, no para todos los pares de niveles vibracionales. La figura 2.6 muestra la inversión parcial entre los niveles u y $u' = u + 1$.

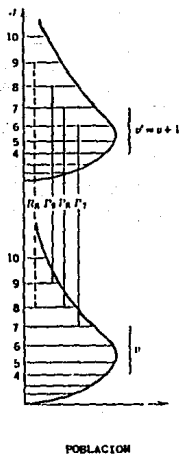


Figura 2.6 Inversión parcial de población

II.VII TRANSICIONES RADIATIVAS DE LA MOLÉCULA DE N₂

Como ya se dijo los sistemas moleculares a diferencia de los atómicos poseen, además de niveles electrónicos, subniveles vibracionales y rotacionales, entre los que se pueden dar también transiciones ópticas.

Son dos grupos de transiciones en la molécula, las del primer sistema positivo 1⁺ (B³Π_g → A³Σ_u⁺) cuyas líneas de emisión se presentan en la tabla 2.2 (región de emisión de 748 a 1235 nm en el cercano infrarrojo)

Δν	Banda (ν' - ν)	Rango de λ en aire (nm)	No. de líneas observadas
-2	4-2	748.27-750.15	6
	3-1	757.22-762.51	15
	2-0	771.21-775.27	3
-1	2-1	865.33-872.22	34
	1-0	883.37-891.06	40
0	0-0	1043.58-1053.47	22
+1	0-1	1230.26-1234.63	7

Tabla 2.2 Líneas láser observadas en el primer sistema positivo de N₂

y la que se presenta en el segundo sistema positivo 2⁺ (C³Π_u⁺ → B³Π_g) en una transición de dipolo permitida (J = 1 a J = 0) en el ultravioleta con 24 líneas situadas entre 337.044 y 337.144 nm. en

la banda 0-0 teniéndose en este caso una gran ganancia y emisión superradiante (se produce emisión láser sin la necesidad de cavidad óptica). Las líneas de la banda 0-1 se encuentran en la vecindad de 357.6 nm, es la mas débil y la superradiancia solo se obtiene al enfriar el gas. Otra es la de la banda 1-0 con líneas de emisión en las vecindades de 315.9 ⁽⁷⁾. Este sistema por la emisión superradiante que presenta en la banda 0-0 es en la más utilizada y es en la que funciona la mayoría de los láseres de N₂.

Estas son las principales transiciones que se pueden dar en un láser de N₂, pero la que mas interesa en nuestro caso porque es en la que funciona el láser en el que se trabajó, es el sistema 2⁺ y muy en particular en la línea 337.1 nm en la cual se obtiene un pulso muy potente (del orden de MW).

Los tiempos de vida media τ de los distintos niveles en la banda de los tripletes son ⁽⁸⁾:

$$\tau (C^3\Pi_u^+) = 4.7 \times 10^{-6} \text{ s}$$

$$\tau (B^3\Pi_g) = 8.0 \times 10^{-6} \text{ s}$$

$$\tau (A^3\Sigma_u^+) = 2.0 \text{ s}$$

Como se puede observar el nivel C³Π_u⁺ tiene menor duración que el B³Π_g dificultándose la inversión de población entre estos dos niveles. Aunado a esto, se tiene que el nivel metaestable A³Σ_u⁺ tiene un tiempo de vida del orden de segundos. Estas características obligan al diseño de sistemas de bombeo pulsados.

Parte de la razón de este comportamiento es el hecho de que la ruta de excitación de X a C es la más favorable de acuerdo al

principio de Franck-Condon. La mayor parte de la excitación en una molécula de N_2 se da a partir de $v = 0$ en el estado base donde la posición de equilibrio, r_e , del estado C es muy parecida a la del estado base (ver tabla 2.1), por lo tanto la excitación se dará en una trayectoria vertical más favorable a C y no a B y A.

El bombeo en los láseres de N_2 puede ser por medio de impacto electrónico, la avalancha electrónica de excitación debe ser lo suficientemente rápida para poblar el nivel superior de la transición láser $C^3\Pi_u^+$ antes que decaiga al nivel inferior de la transición láser $B^3\Pi_g$ por emisión espontánea y no permita ya la inversión de población. Esto implica que el tiempo de subida del pulso de excitación debe ser menor a 4.7×10^{-8} s o bien a $T < \lambda_{CB}/2$; donde A_{CB} es el coeficiente de Einstein para los niveles involucrados⁽⁶⁾. Para intervalos mayores la población del estado base excede a la del estado excitado y la transición pasará a ser del tipo absortiva.

Otros procesos de excitación son empleados, tal como el llamado impacto indirecto (proceso resonante) de un ión de vida corta N_2^+ que cambia al estado $C^3\Pi_u^+$, aunque el impacto electrónico directo es el proceso dominante.

Las secciones transversales (donde la sección transversal σ_c la definimos como $\sigma_c = (N_{N_2} \lambda_c)^{-1}$ con N_{N_2} el número de moléculas de N_2 por unidad de volumen y λ_c es el camino libre medio que recorren los electrones de excitación en el gas) máximas de excitación de los niveles $C^3\Pi_u^+$ y $B^3\Pi_g$ son 2.5×10^{-17} y 13.0×10^{-17} respectivamente, lo cual implica la imposibilidad de obtener inversión de población por medio de impacto electrónico, pues el nivel de emisión láser tiene una sección menor que el nivel al que

decae. Sin embargo hay manera de conseguir la inversión de población al considerar los niveles vibracionales de la molécula involucrados en la transición. De este modo a pesar de que no se puede obtener inversión de población considerando únicamente los niveles electrónicos, se puede lograr inversión entre ciertos niveles vibracionales. La tabla 2.3 muestra las secciones transversales de excitación del estado base al estado $C^3\Pi_u^+$ y $B^3\Pi_g^{(s)}$:

nivel vibracional	0	1	2	3	4	5
Sección transversal $C^3\Pi_u^+$	6.2	3.8	1.9	<0.2		
Sección transversal $B^3\Pi_g^{(s)}$	1.8	4.5	6.5	7.1	7.1	4.8

Tabla 2.3 Secciones transversales de excitación del estado

base $X^1\Sigma_g^+$ subnivel vibracional cero a los primeros estados vibracionales superior e inferior de la transición láser a 35 eV (Unidades por $10^{-22} m^2$)

De la tabla tenemos que algunas de las posibles transiciones que se pueden dar entre los niveles vibracionales son las siguientes:

- 1) $\nu(C^3\Pi_u^*)=0 \longrightarrow \nu(B^3\Pi_g)=0$
- 2) $\nu(C^3\Pi_u^*)=1 \longrightarrow \nu(B^3\Pi_g)=0$
- 3) $\nu(C^3\Pi_u^*)=0 \longrightarrow \nu(B^3\Pi_g)=1$

y cuyos factores de Franck-Condon son 0.449, 0.390 y 0.329 respectivamente. Las transiciones láser observadas en cada caso son de 337.1, 315.9 y 357.7 nm respectivamente.

La sección transversal de un estado dado, depende también de la energía de los electrones de excitación. A continuación presentamos la tabla 2.4 con las secciones transversales de excitación del estado base $X^1\Sigma_g^+$ al nivel $C^3\Pi_u$ para diversas energías electrónicas

energía electrónica (eV)	12	13	14	15	16	17
nivel $C^3\Pi_u$	0.146	0.298	0.443	0.389	0.284	0.234

Tabla 2.4 (unidades por 10^{-20} m^2)

De acuerdo a la tabla, la mayor sección transversal del estado base al nivel $C^3\Pi_u$ corresponde a una energía electrónica de 14 eV. Sin embargo, éstos son valores totales, que incluyen todos los

niveles vibracionales y la importante dependencia del nivel vibracional no está considerada.

En la figura 2.7 se presentan los niveles de energía en la molécula de N_2

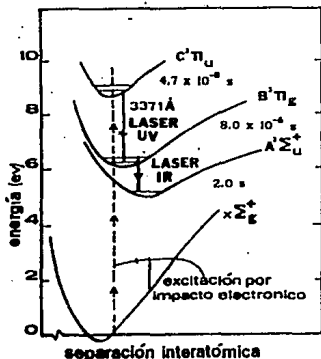


figura 2.7 Niveles de energía en la molécula de N_2

Como se señaló anteriormente, la molécula tiene ciertas singularidades que son de importancia relevante y las cuales imponen condiciones necesarias para el tipo de circuito de excitación a utilizar y las cuales son:

- sistemas pulsados con frecuencias de repetición del orden de segundos, ya que hay que dar tiempo a las moléculas a decaer a su estado base.
- si se pretende trabajar en el sistema 2° se requiere sistemas con tiempos en la descarga menores a 47 ns.

CAPITULO III CIRCUITOS DE EXCITACION

Se presentan distintos tipos de circuitos típicos de alimentación para láser de N_2 con las características particulares de cada uno de ellos.

III.I CIRCUITOS DE EXCITACION

Un elemento de gran importancia para el funcionamiento del láser de N_2 es el circuito de excitación; estos deben ser capaces de formar pulsos eléctricos tan cortos como sea posible y generar una descarga uniforme de muy alta densidad de corriente en el gas (del orden de 10^4 Amp/cm² a través del gas durante el tiempo de ruptura dielectrica del mismo).

Cuando un láser de N_2 es excitado con una descarga eléctrica pulsada genera pulsos de radiación del orden de nanosegundos, la cual es independiente de la duración de la descarga eléctrica aplicada. Es por esto que es de gran importancia conocer la evolución temporal de voltaje y corriente que se tienen en el tubo de descarga, con el objeto de optimizar la eficiencia del sistema, o sea, limitar la duración de la descarga eléctrica al intervalo de tiempo en que es posible lograr la emisión láser.

Por lo tanto el objeto de este trabajo es el de estudiar la evolución temporal de la aplicación de potencia eléctrica, es decir de corriente y voltaje, así como la emisión láser, de tal manera que permitan comprender la operación del sistema y la elevada eficiencia del circuito de transferencia de carga

capacitiva. Dicha información será de gran valor para el establecimiento de modelos que permitan definir criterios para optimizar los parámetros del sistema y así obtener una operación más eficiente de éstos.

La eficiencia del láser (eficiencia es la razón de la energía del pulso láser entre la energía aplicada en la excitación) depende en gran medida del circuito de excitación, es decir, de la configuración del mismo. Se han diseñado un gran número de circuitos pero entre los más utilizados se menciona el Blumlein, el transferente de C-a-C y el Polloni los cuales se describen a continuación:

III.II CIRCUITO BLUMLEIN

Una de las configuraciones más conocidas y más utilizada hasta 1986, es la de tipo Blumlein ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ con eficiencias de hasta 6.6×10^{-4} , en el caso de láseres de baja presión (<760 Torr). En este tipo de circuitos (ver figura 3.1) C_1 se carga a través de R y C_2 a través de R y L, aplicándose siempre una diferencia de potencial nula entre los electrodos del láser. Cuando el voltaje en el interruptor de chispa (Spark-Gap) alcanza su valor de disparo, C_2 se descarga a través de este, de tal manera que entre los electrodos aparece una rápida variación de potencial que produce una descarga uniforme a través de todo el medio. La energía aplicada a la descarga láser es la almacenada en C_1 ya que la impedancia manifestada por L a la rapidéz de la descarga es mucho mayor que la del láser. La rapidéz de descarga en el láser está entonces determinada por la malla formada por C_1 , el láser y el

interruptor de chispa.

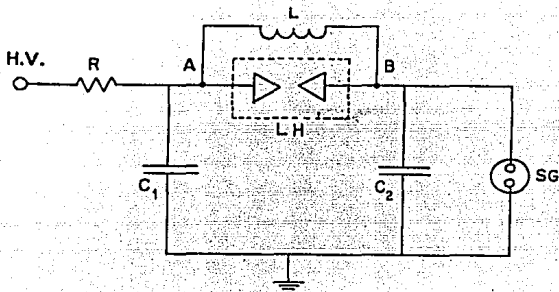


FIG. 3.1. CIRCUITO BLUMLEIN

El circuito de Blumlein se ha usado también ampliamente en la excitación de láseres de excímeros, lograndose eficiencias de hasta 2×10^{-2} .

III.III CIRCUITO TRANSFERENTE C-a-C

En este tipo de circuitos, existe un capacitor de almacenamiento C_a y un capacitor de descarga C_d (figura 3.2) conectado en paralelo a la cámara de descarga. Antes de la ruptura en el S.G., únicamente se carga el capacitor C_a a través de la bobina L; una vez que ocurre la ruptura, C_a y C_d se conectan en paralelo (la bobina deja de conducir) y C_a transfiere su carga a

C_d ; si el voltaje es el suficiente, entonces C_d tiende a descargarse a través de la cavidad excitando al gas. ⁽¹²⁾

El funcionamiento de los capacitores C_d es muy importante porque estos actúan como línea de transmisión. Generalmente son arreglos de capacitores de perilla, situados a ambos lados de la cámara de descarga y conectados con alambres tan cortos como sea posible, para reducir inductancias.

Comparando el circuito Blumlein con el C-a-C tenemos que el primero se trabaja a altas frecuencias durante largo tiempo, la capa dieléctrica puede sufrir erosiones provocando rompimientos peligrosos. En la configuración C-a-C este problema no se presenta ya que los capacitores de descarga se exponen a alto voltaje durante un tiempo muy breve dando oportunidad a que se enfríe.

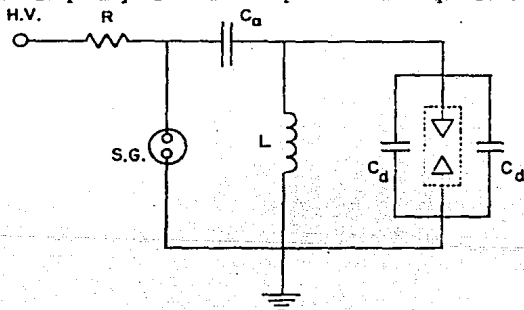


Figura 3.2 Circuito C-a-C

III. IV CIRCUITO POLLONI

Es muy similar que el circuito C-a-C con la diferencia de que los electrodos (figura 3.3) de la cavidad se encuentran integrados a las paredes de un capacitor que constituye la línea de transmisión.

Es decir en esta configuración la transferencia de carga ocurre desde un capacitor de excitación a un capacitor conectado electricamente a la cámara de descarga y físicamente envolviéndola o localizado junto a ella. El capacitor C_e se carga a través (ver figura 3.3) de una resistencia y la bobina L en el momento en que se llega al voltaje de ruptura en el interruptor de chispa el condensador C_a se descarga a través de C_d y este a su vez sobre el tubo que está conectado a tierra, generando así la descarga sobre el gas. Esta configuración fue propuesta por Polloni en 1976 y se conoce con el nombre de circuito Polloni ^{(13) (14)}.

Las ventajas que presenta este tipo de circuitos es que su eficiencia es mayor que la de los dos circuitos anteriores.

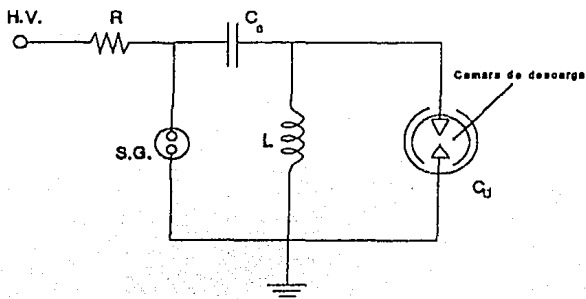


Fig. 3.3 CIRCUITO POLLONI

Recientemente se reporta un láser de N_2 con 3×10^{-2} de eficiencia excitado con un circuito Polloni ⁽¹⁵⁾. Este circuito es el de mayor eficiencia hasta ahora construido.

En cada uno de los arreglos el objetivo principal, al hacer modificaciones en los circuitos, es el de minimizar la inductancia de la malla formada por la cámara de descarga y el capacitor .

Algo que cabe mencionar es el hecho que el rise time o tiempo de subida T del pulso de corriente de la descarga de un capacitor C depende de su inductancia L como⁽⁶⁾

$$T = \sqrt{LC} \quad (3.1)$$

es por esto que la baja inductancia del circuito Polloni produce pulsos de descarga más cortos en comparación al circuito Blumlein.

Los anchos de pulso laser producidos por los distintos circuitos varían entre 0.5 y 15 ns.

Se han presentado un gran número de modelos y a continuación presentamos las características de algunos de ellos, los cuales tienen en común que son de excitación transversal y la potencia de salida es del orden de MW. (ver tabla 3.1) ⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾

Tabla 3.1 Características de láseres N₂ de baja presión MW ET

AUTOR	AÑO 1900'	DIMEN- SION DE CANA- RA [m]	SEPARA- CION DE ELEC- TRODOS [cm]	PRESION [Torr]	VOLTA- JE DE CARGA [kV]	CAPACI- TANCIA [nF]	POTEN- CIA PICO [MW]	ANCHO DE PULSO [ns]
Ship- man	76	1.83	10	30	75		2.5	4
Geller et al.	68	1.00	2	35	30	100	2	10
Bastig et al.	72	0.30	1.5	100	20	21.6	1.2	2.5
Wood- ward and Linebar ger	73	1.00		55	30	50	1.1	12
Nagata and Kimura	73	0.50	2	70	10		1 w/m	
Levatter and Lin	74	1.20		100	20			8.5
Godard	74	0.70	0.9	70	11 6		9 3	4 4
Feldman et al.	78	0.75		60	24	40	0.7	9
Polloni	76	0.30	1.5	70	15	50	0.7	6
da Silva Reis et al.	84	0.30	0.45	75	10	10	2	0.6
B.Olivei- ra dos Santos	86	0.30	0.30	110	10	20 10 1.5	2.15 2.15 0.2	1.2 1.3 11.1

Además de los capacitores, la bobina, la cámara de descarga y el Spark-Gap, un láser de N_2 debe incluir una fuente de alto voltaje rectificadora o semirectificada, una fuente de gas N_2 y una bomba de vacío. Es importante que el S.G. presente la menor impedancia posible, pues debe transmitir máxima corriente en el menor tiempo posible. Los capacitores deben cargarse entre 8 y 20 KV, dependiendo de las características particulares del diseño. El láser puede funcionar a presión atmosférica, pero en este caso se tienen eficiencias muy bajas siendo preferible trabajar a bajas presiones, para lo cual se requiere del sistema de vacío además debido a que el tiempo que le toma a la molécula de caer hasta su estado base es del orden de segundos, una forma para poder trabajar a mayores frecuencias es evacuando el gas y sustituyendolo con nitrógeno no excitado en una forma continua.

CAPITULO IV ARREGLO EXPERIMENTAL E INSTRUMENTOS DE MEDICION

Se presenta en este capitulo el arreglo experimental, descripción de componentes, operación , mantenimiento del láser, así como la forma en que se obtuvieron las medidas de sus parámetros y la descripción detallada de los instrumentos utilizados para ello.

IV.1 ARREGLO EXPERIMENTAL

La figura 4.1 nos muestra un esquema de la fuente de alto voltaje que alimenta al circuito.

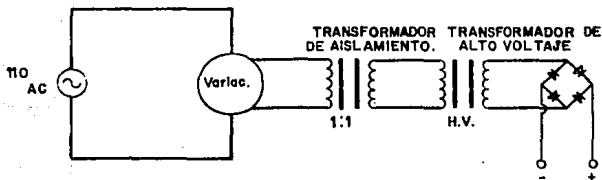


Fig. 4.1 Fuente de alto voltaje

Por medio de un transformador mas un rectificador de onda completa se obtiene una salida DC de alto voltaje. El rectificador de puente, está constituido por cuatro diodos de alto voltaje y de una resistencia de 100 K Ω para limitar la corriente que no debe exceder a los 30 mA (corriente de carga del capacitor de almacenamiento). Al circuito se agregó un variac marca Power Stat para poder controlar el voltaje y se conectó al devanado primario de un transformador de aislamiento 1:1. A la salida se obtiene un voltaje máximo de 12 KV.

El sistema de vacio se esquematiza en la figura 4.2

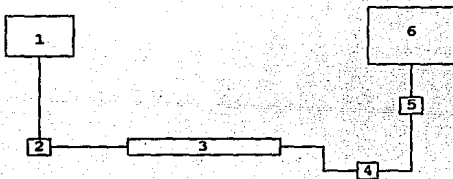


Fig. 4.2 Sistema de vacio

- (1) Tanque de N_2
- (2) Válvula de entrada de N_2
- (3) Cámara de descarga
- (4) Válvula de entrada y salida de aire
- (5) Válvula de entrada de aire
- (6) Bomba de vacio

La Fig. 4.3 muestra un esquema del circuito de excitación

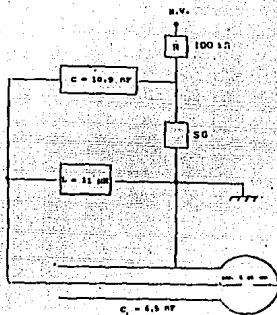


Fig. 4.3 CIRCUITO DE EXCITACION

El circuito utilizado como se puede observar consiste en la hibridación de un circuito C-a-C y un circuito Polloni. En éste el capacitor C de almacenamiento se carga a través de la resistencia de 100 kΩ por la fuente de alto voltaje. Cuando el interruptor de chispa (S.G.) llega a su voltaje de disparo se genera una rápida variación de voltaje lo cual induce a la bobina a presentar una impedancia muy alta por consiguiente la carga almacenada en C pasará a C₂ y ésta posteriormente al tubo del láser, generandose una descarga en forma transversal y la emisión láser.

El capacitor C es de 10.9 nF y se construye por técnicas convencionales de capacitores comerciales de Mylar, este tiene una configuración cilíndrica rectangular de 32 x 12 x 1.4 cm, usando Mylar como dieléctrico de 0.2 mm de espesor y papel aluminio.

El capacitor C_1 , de 6.5 nF, es plano con forma de triángulo isósceles que usa como dieléctrico hoja de Mylar de 0.2 mm de espesor y folio de aluminio como conductores.

El folio interno lleva la carga almacenada en C a un electrodo del tubo láser, mientras que el folio externo se conecta al otro electrodo y a tierra. La inductancia L es de 11 μ H.

El interruptor de chispa (S.G.) consiste en un contenedor cilíndrico constituido por material que puede ser cerámico, teflón o nylon, el cual contiene dos esferas de grafito a presión atmosférica en las que el voltaje de ruptura se controla por su separación y la cual es ajustada para que se dispare a un voltaje de 7.5 KV.

Las conexiones entre los diferentes elementos se realiza con tiras de lámina de cobre lo más cortas posibles, con el fin de minimizar inductancias.

Los electrodos de bronce transversales a la emisión son de 30 cm de largo separados 0.45 cm, uno con su cara redondeada y el otro en forma de cuña. La cámara se sella con ventanas perpendiculares de cuarzo.

Todo el arreglo está contenido en una jaula de Faraday para aislar los instrumentos de medida del ruido electromagnético producido en la descarga.

La presión de trabajo se encuentra entre los 8 y 35 KPa.

IV.II PROCESO DE OPERACION DEL LASER

a) Para poner en funcionamiento el láser de acuerdo con la figura 4.2

- Se cierran las válvulas de admisión de aire 2,4 y 5
- Se activa la bomba de vacío
- Se abre lentamente la válvula 4 para comenzar a extraer el aire contenido en el láser (3) y obtener la menor presión posible dentro del tubo
- Se establece un flujo lento por parte del tanque de N_2 y posteriormente se abre la válvula de entrada del gas (2) en forma gradual. Es importante que la presión aumente de manera razonable, evitando que el sistema pase del mínimo de presión que es de 8 KPa a 35 KPa de una manera súbita. Esto podría producir fisuras en el sistema de descarga y generar pérdidas.
- Una vez que la presión de N_2 se ha ajustado a su presión óptima de trabajo que es de 21 KPa se conecta la fuente de alto voltaje en la cual el voltaje se incrementa por medio del variac hasta alcanzar los 7.5 KV que es el voltaje de operación.

b) Para desactivar el láser

- Se disminuye lentamente el voltaje con el variac hasta llegar a cero y se desconecta la fuente
- Se cierra la válvula 2 de paso de N_2 y posteriormente el tanque
- Se cierra la válvula 4 conectada al tubo de descarga
- Se desconecta la bomba de vacío y se abre la válvula de admisión

de aire 5 conectada a la bomba

- Se abre lentamente la valvula 4 para permitir la entrada paulatina del aire que entro por la válvula 5 y de esta manera evitar que el aceite de la bomba invada el sistema.

VI. III RECOMENDACIONES DE MANTENIMIENTO

-El circuito presenta el problema en el control de disparo del spark-gap, teniendose que la repetición no es constante a bajas frecuencias (< 20 Hz). Sin embargo para frecuencias mayores de 20 Hz se obtienen pulsos de disparo aproximadamente estables estando en el límite para no dañar el capacitor de carga.

Aunado a éste problema se tiene que después de un uso prolongado, se presenta un desgaste natural en los electrodos de grafito contenidas en el spark-gap, teniendose que ajustar periódicamente su separación o en su defecto sustituir la pieza por otra nueva.

En caso de la ruptura dieléctrica del capacitor de carga será necesario la completa sustitución por otro, en cambio si se llegase a presentar ruptura en el capacitor de transferencia, es posible realizar un "remiendo" en la zona afectada haciendo un pequeño corte en el folio metálico para posteriormente colocar un parche de silicón en su lugar

-Evitar los cambios bruscos de presión ya que estos pueden producir fisuras en el sistema de descarga. En caso de fisuras de fácil localización será necesario remover perfectamente el recubrimiento ya sea de resina o de silicon y dejar la superficie al descubierto para ser limpiada y posteriormente reparada con un recubrimiento nuevo. En caso de fisuras de difícil localización se

recomienda un metodo de localización que conciste en obstruir uno de los dos orificios de circulación de gas (localizados en el tubo de descarga) y por el otro inyectar aire a baja presión. Despues de haber realizado esto se introduce totalmente el sistema de descarga, es decir, tubo-condensador de descarga en un recipiente con agua (cuidando que el agua no penetre al sistema) y guiarse por la burbuja de aire para localizar la fisura.

-Como recomendación de seguridad personal descargar el condensador de carga cada vez que se tenga que meter mano al sistema.

IV.IV INSTRUMENTOS DE MEDICIÓN

Como se mencionó en un principio los láseres de N_2 datan desde 1963 no obstante a poco se ha reportado y en ocasiones en forma no muy clara sobre la evolución temporal de los voltajes y corrientes en los circuitos de excitación comunmente usados. ⁽¹⁶⁻²³⁾

Con el objeto de poder establecer las características de voltaje, corriente y emisión de luz se requieren medidores capaces de responder casi tan rápido como los tiempos de conmutación del spark-gap y a grandes voltajes pico de voltaje y pulsos de corriente Las inductancias de los cables con los que se realizan las conexiones así como la resistencia eléctrica del gas, hacen que la aplicación del voltaje y corriente en el tubo no sea instantánea y por tanto se pueden tolerar respuestas mas lentas de los medidores.

Las medidas eléctricas y ópticas fueron realizadas con la ayuda de un osciloscopio Tektronix 2440 con un ancho de banda de

300 MHz y se imprimieron en un graficador HC100 de Tektronix.

La fidelidad con la cual puede detectarse una señal eléctrica depende del ancho de banda B del sistema completo de medición. Este ancho de banda está relacionado a lo que se conoce como "tiempo de subida del sistema" el cual se define como el tiempo en que la señal en el osciloscopio aumenta del 10 al 90% de su valor final cuando, a la entrada del sistema de medición se aplica una señal escalón, a través de la relación ⁽²⁴⁾

$$T_{\text{sistema}} = \frac{0.35}{B} \quad (4.1)$$

En general no es posible generar una señal escalón con tiempo de subida $T_{\text{señal}} = 0$, por lo que la señal registrada en el osciloscopio tendrá un tiempo de subida, T_{registro} , dado por:

$$T_{\text{registro}} = \sqrt{T_{\text{señal}}^2 + T_{\text{sistema}}^2} \quad (4.2)$$

IV.V MEDIDOR DE VOLTAJE CAPACITIVO

Las medidas de voltaje se realizaron a través de dos tipos de dispositivos, una punta de alto voltaje Tektronix P6015 (tiempo de respuesta de 4 ns y atenuación por 1000) y un divisor capacitivo.

Entre los divisores de voltaje, el capacitivo es el que presenta un ancho de banda mayor, esto debido a que se puede lograr dispositivos con inductancias mínimas que les hace poseer

relaciones de atenuación prácticamente independientes de la frecuencia.

El divisor capacitivo (figura 4.4) que se utilizó en el caso ideal presenta una relación de atenuación dada por⁽²⁴⁾

$$\frac{U_2(t)}{U_1(t)} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (4.3)$$

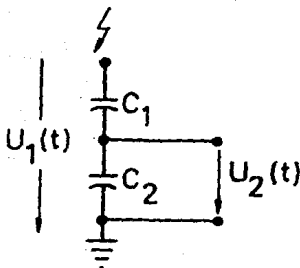


Figura 4.4 Divisor capacitivo

La relación 4.3 es válida hasta una frecuencia máxima f_{max} dadas por las siguientes condiciones

$$f_{\max}^2 \leq \frac{1}{100(2\pi)^2 L_1 C_1} \quad (4.4)$$

$$f_{\max}^2 \leq \frac{1}{100(2\pi)^2 L_2 C_2} \quad (4.5)$$

en donde L_1 y L_2 son las inductancias intrínsecas respectivamente de C_1 y C_2 . La frecuencia mínima está dada por

$$f_{\min} = \frac{1}{2\pi Z_{osc} (C_1 + C_2)} \quad (4.6)$$

donde Z_{osc} es la impedancia del osciloscopio.

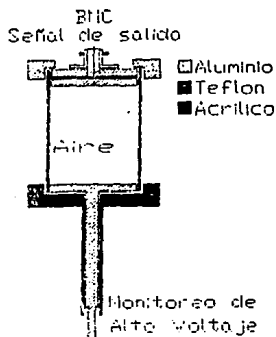


Figura 4.5 Corte transversal del divisor capacitivo

El capacitor utilizado (figura 4.5) está formado por 3 discos planos de 3.2 cm de diámetro, alineados por un contenedor cilíndrico y separados entre sí por aire a 8 cm y por teflón a $\approx 70\mu\text{m}$, respectivamente. Las capacitancias medidas de ambos capacitores son de $C_1 = 0.27 \text{ pF}$ y $C_2 = 166.0 \text{ pF}$, respectivamente. Lo anterior implica una relación de atenuación, $C_1/C_1 + C_2$ de 616. El divisor de voltaje capacitivo se calibró con la punta Tektronix P6015.

IV.VI BOBINA DE ROGOWSKI

En descargas eléctricas pulsadas de alta corriente el método más conveniente para su medición es a través de un transformador de corriente llamado bobina de Rogowski. Este dispositivo consiste de un devanado toroidal que interacciona con el campo electromagnético generado por la corriente a medir que circula a lo largo de su eje. El flujo de campo magnético producido por dicha corriente $I(t)$ variable en el tiempo genera, de acuerdo a la ley de inducción de Faraday, una diferencia de potencial proporcional a la derivada en el tiempo de $I(t)$ entre las terminales de la bobina (figura 4.6) ^{(25) (26)}

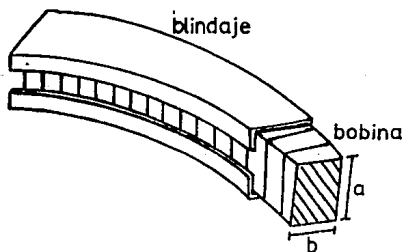


Figura 4.6 Bobina de Rogowski

La salida de voltaje se mide a través de una impedancia terminal Z colocada entre los extremos de la bobina.

En el caso de la medición de pulsos de corriente del orden de nanosegundos las bobinas de Rogowski pueden usarse operando en el modo de autointegración, para lo cual se conecta una impedancia Z , mucho menor a la impedancia característica de la bobina. Un modo de aumentar la sensibilidad, aunque sacrificando la rapidez de respuesta, se logra si se hace Z igual a la impedancia característica de la bobina. ^{(24) (25)}

La bobina de Rogowski, consta de $N = 465$ vueltas de alambre de cobre de 0.3 mm de diámetro distribuidas uniformemente sobre un toroide de plástico de 17.6 cm de diámetro externo y sección transversal cuadrada de 1 cm. Esta se montó en una camisa de aluminio dejando una separación de aproximadamente 1mm entre devanado y camisa. La corriente a medir se hace fluir a través de una barra de aluminio de 1 cm de diámetro centrada en el eje de la bobina.

Se midieron dentro de la camisa una capacitancia $C = 370$ pF y una inductancia $L = 96$ μ H, lo que conduce a un tiempo de tránsito $T_t = \sqrt{LC} = 188$ ns, una impedancia característica $Z_o = \sqrt{L/C} = 509$ Ω , y una sensibilidad $S = \frac{Z_o}{2n} = 0.547$ V/A, cuando se acopla una impedancia igual a Z_o en paralelo a la salida de la bobina. En nuestro caso se utilizó la bobina en el modo de autointegración, colocando una impedancia de acople de 0.4 Ω obteniéndose con ello una mayor rapidez de respuesta.

IV.VII MEDIDORES OPTICOS

Para medir la potencia y la forma de los pulsos del láser de N_2 , es necesario contar con detectores de luz de alta resolución en tiempo (< 1 ns). Para esto se utilizó un fotodiodo MRD721 de Motorola que tiene las siguientes características presentadas por el fabricante ⁽²⁷⁾:

CORRIENTE OSCURA ($V_R = 20$ V, $R_L = 1$ M Ω)	0.06 nA
VOLTAJE INVERSO DE RUPTURA ($I_R = 10\mu$ A)	200 V
CAPACITANCIA TOTAL ($V_R = 20$ V)	3pF
SENSIBILIDAD MÁXIMA ($V_R = 20$ V, $\lambda = 0.8$ μ m)	5mA/mW/cm ²
TIEMPO DE RESPUESTA ($v_R = 20$ V, $R_A = 50$ Ω)	1 ns

La sensibilidad a la longitud de onda que emite el láser N_2 ($\lambda = 337$ nm) es de 0.5μ A/mW/cm². La configuración del circuito electrónico se muestra en la figura 4.7. Para el voltaje de polarización se utilizaron dos baterías en serie de 12 V del tipo 23 M. Otra de las grandes ventajas de este detector es su bajo precio (N\$1.00) comparado con los detectores del mercado y la sencillez de construcción.

La radiación lateral se monitoreó a través de una abertura que se hizo en el tubo de descarga de aproximadamente 1 cm² y sellada con una ventana de cuarzo a la cual se acopló un paquete de fibras ópticas de vidrio modelo B42,396 de Edmund Scientific, y al otro extremo una cabeza detectora Tektronix P6701 de 700 MHz de

ancho de banda.

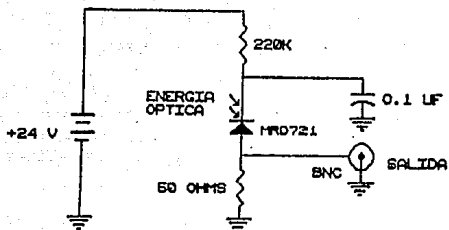


Fig. 4.7 POLARIZACIÓN DEL DETECTOR

La energía de los pulsos de luz se midió con un Joulimetro Piroeléctrico Moletron modelo J 25 con indicador JD 1000 calibrado a 331.7 nm.

Es importante hacer notar que tanto el divisor capacitivo, la bobina de Rogowski y el detector de luz son de fabricación casera y el costo de los mismos comparados con los modelos comerciales es mucho menor. Este tipo de medidores han sido utilizados en la caracterización de láseres de excimeros que presentan características muy similares a estos.

CAPITULO V RESULTADOS Y CONCLUSIONES

V.I RESULTADOS

A fin de optimizar el láser se varió la presión dentro de la cámara y se midió la energía de salida teniéndose que a una presión de aproximadamente de 20 KPa se observa una energía máxima de 1.17 mJ (Fig. 5.1).

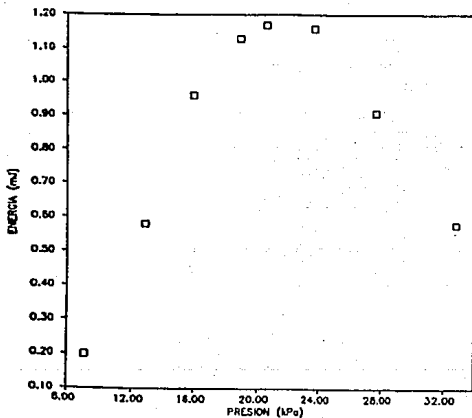
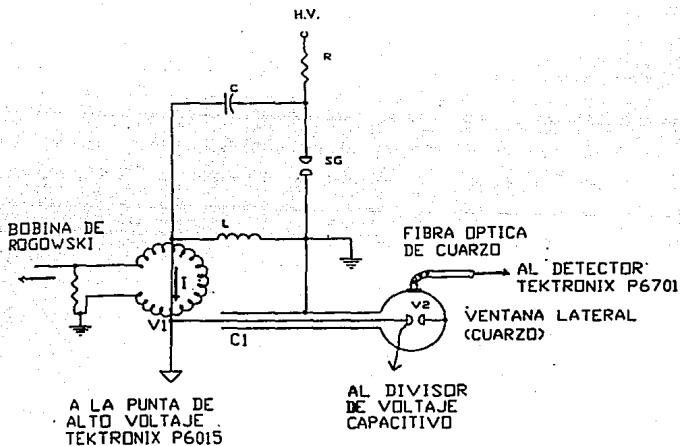


FIG. 5.1 GRÁFICA DE PRESIÓN CONTRA ENERGÍA

La Fig. 5.2 muestra un esquema del circuito de excitación del láser de N_2 junto con la ubicación de los medidores de voltaje, corriente y emisión lateral.



5.2 UBICACION DE MEDIDORES

A partir de estas medidas se obtuvieron los siguientes resultados graficados en forma acoplada y sincronizada en la figura 5.3. En la parte superior de la figura se aprecia la gráfica del voltaje V_1 medida en C_1 antes del capacitor de descarga y V_2 medida directamente en uno de los electrodos, la corriente I en la malla del circuito, la emisión lateral $P_{lateral}$

y el pulso láser P_{laser} . De estas mediciones se pueden identificar tres fases de la descarga: la primera se inicia con la ruptura del interruptor de chispa (S.G.) y el inicio del segundo pulso de la emisión lateral, en esta ocurre una transferencia de carga de C a C_1 hasta que alcanza picos de voltaje en V_1 y V_2 iniciando un proceso de preionización en la cámara de descarga. Durante gran parte de este proceso V_1 y V_2 varían linealmente con I.

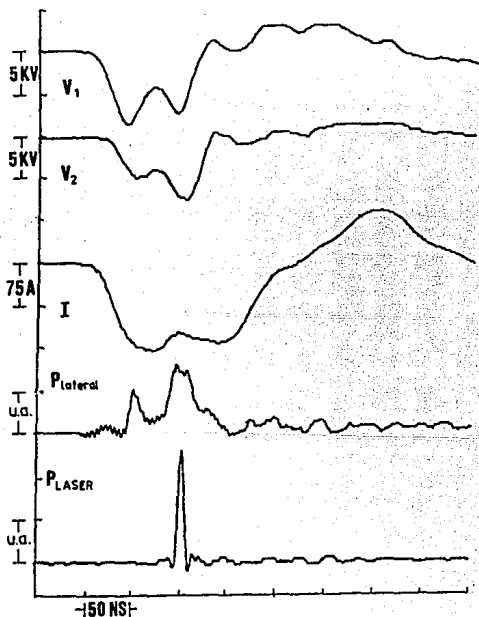


FIG. 5.3 MEDIDAS MÚLTIPLES

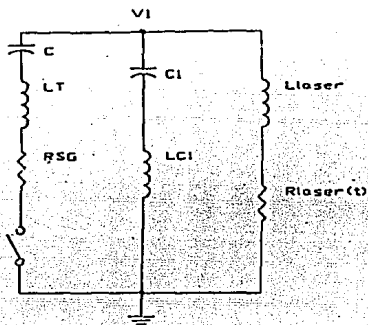
Con la aparición del primer pulso de la emisión lateral, se generan electrones libres y iones positivos que hacen que la resistencia eléctrica del plasma en la cámara de descarga disminuya, por lo cual el voltaje, 15 ns después disminuye a un mínimo en tanto que la corriente sigue aumentando hasta un máximo. La variación de V_1 y V_2 con I es no lineal. La descarga en esta fase no llega a la formación de una descarga de arco, pero se haya en proceso de gestación. Después del pulso de preionización los voltajes V_1 y V_2 así como la emisión lateral alcanza un mínimo más o menos constante de cerca de 25 ns, esto coincide con un máximo también mas o menos constante de la corriente I , lo que indica el establecimiento de una resistencia constante del plasma y una disminución en la concentración de partículas emisoras de radiación.

La segunda fase se inicia con la aparición del segundo pulso de la emisión lateral y termina con la emisión láser, aquí los voltajes V_1 y V_2 vuelven a aumentar a un máximo en tanto que la corriente tiende a disminuir hasta un mínimo. Durante esta fase la descarga eléctrica alcanza las condiciones de resplandor adecuadas para lograr la emisión de radiación láser. La excitación de moléculas de N_2 en el nivel láser superior y la concentración de electrones y de iones es mayor que en la primera fase.

En la tercera fase ocurre el establecimiento final de la descarga de arco, la cual se manifiesta con el colapso de los voltajes V_1 , V_2 y el nuevo aumento de la corriente a un máximo, por lo cual la resistencia de la cámara de descarga se hace prácticamente cero. Una vez producido el arco, el circuito de

descarga se comporta como un circuito RLC, en donde V_1 , V_2 e I son señales ondulatorias amortiguadas. El análisis de éstas señales muestra que la resistencia total y la inductancia total del circuito de descarga en esta fase son de 1.27Ω y $0.282 \mu\text{H}$ respectivamente.

La figura 5.4 muestra los circuitos equivalentes para la operación del circuito de descarga en las diferentes fases de proceso.



$$L_T = L_{SG} + L_C + L_{CONEXIONES}$$

Fig. 5.4 CIRCUITO EQUIVALENTE DEL LASER

La figura 5.5 muestra en detalle el pulso láser. Este aparentemente posee un ancho a valor medio de 2.5 ns, pero como se dijo antes este se encuentra ensanchado por la electrónica del sistema de medición.

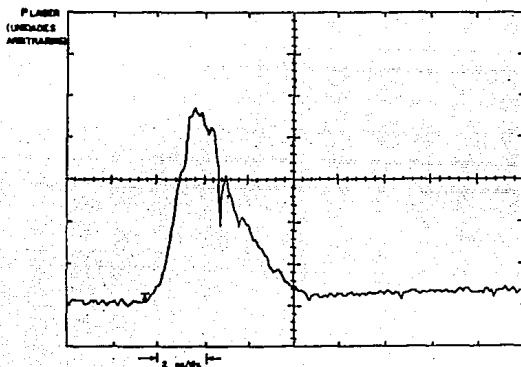


FIG. 5.5 PULSO LÁSER

El valor del tiempo de subida de la señal registrada es de

$$T_{\text{req}} = 1.53 \text{ ns.}$$

De acuerdo a éste valor y teniendo en cuenta que

$$T_{\text{ sistema}}^2 = T_{\text{ osc}}^2 + T_{\text{ MRD}}^2 \quad (5.1)$$

de la ecuación 4.2 tenemos que ésto corresponde a un tiempo de subida real

$$T_{\text{real}} = \sqrt{T_{\text{reg}}^2 - T_{\text{osc}}^2 - T_{\text{MRD}}^2} \quad (5.2)$$

en donde el tiempo de respuesta del detector MRD721 $T_{\text{MRD}} = 0.9$ ns y $T_{\text{osc}} = \frac{0.35}{300 \text{ MHz}} = 1.16$, se obtiene que $T_{\text{real}} = 414$ ps, y por consiguiente un factor de ensanchamiento dado por

$$\frac{T_{\text{real}}}{T_{\text{registro}}} = 3.7 \quad (5.3)$$

entonces el ancho FWHM real del pulso es de aproximadamente 676 ps que concuerda con lo predicho en la referencia 5.

A partir de los datos de energía máxima de 1.17 mJ, voltaje de carga de 7.5 KV y una capacitancia de carga de 10.9 nF y de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$\text{ENERGÍA DE ALMACENAMIENTO} = \frac{1}{2} C V^2 \quad (5.4)$$

con C capacitancia del condensador de almacenamiento y V voltaje de carga. Finalmente se llega a que el sistema presenta una eficiencia de:

$$c = \frac{(1.17 \times 10^{-3} \text{ J})}{(1/2)(10.9 \times 10^{-9} \text{ F})(7.5 \times 10^3 \text{ V})^2} \times 100\% = 0.38\% \quad (5.5)$$

A continuación se presenta una tabla 5.1⁽¹²⁾, en la que se proporcionan las energías máximas de salida con sus respectivas eficiencias para diferentes arreglos

REFERENCIA	TIPO DE LASER	E_{MAX} [mJ]	η (%)
Schenk 1973	C-a-C	1.6	0.08
Levatter 1974	Blumlein	20.0	0.12
Bergmann 1976	Blumlein	0.4	0.04
Rebhan 1980	C-a-C	30.0	0.05
Iwasaki 1982	Blumlein	0.35	0.18
Armadillo 1982	C-a-C	25.0	0.10
Stankov 1985	C-a-C	0.06	0.03
Oliveira 1986	Polloni	3.00	3.00
Stankov 1987	C-a-C	1.0	0.03
Serafetinides 1989	C-a-C	12.0	0.11
Pinto 1990	Polloni	0.45	0.11
Encinas 1991	C-a-C	20.5	0.02
Vazquez 1992	Blumlein	5.4	0.81
ESTA TESIS	Polloni	1.17	0.38

Tabla 5.1 Eficiencias en diferentes arreglos

V.II CONCLUSIONES

Se ha presentado el comportamiento temporal de las señales eléctricas y ópticas en un láser de N_2 excitado con un circuito de transferencia capacitiva. Se ha demostrado experimentalmente que el circuito es autopreionizante como ya había sido propuesto en base a modelos teóricos por otros autores⁽²⁸⁾. Dicho comportamiento explica sin duda la alta eficiencia y estabilidad de la descarga reportada para este tipo de arreglos.

Se ha obtenido una eficiencia, sin resonador óptico de 0.38% para la emisión de pulsos a 337.1 nm con un máximo de 1.17 mJ de energía y duración FWHM de aproximadamente 700 ps.

Como trabajos a futuro se instrumentará una bobina de Rogowski que permita medir la corriente directamente en la cámara de descarga, sin alterar las dimensiones eléctricas del circuito. Ya se han construido láseres con las mismas características al que se caracterizó y se están elaborando otros con ciertas modificaciones como lo son el de un sistema en el cual el capacitor de descarga pueda ser intercambiado con facilidad a fin de observar los resultados al variar este parámetro. Otro posible cambio será el de implementar un mecanismo que nos permita variar la separación de electrodos en la cámara de descarga también con facilidad, además del desarrollo en técnicas de disparo de la señal eléctrica con dispositivos especiales (algunos ya construidos en el laboratorio de Óptica del Centro de Instrumentos de la UNAM), como son spark-gaps preionizados y generadores de pulso de alto voltaje (Spark-Gaps trigereados)⁽²⁹⁾. Se hace énfasis en el hecho de que

la mayor ventaja operacional de éste sistema radica en el bajo costo que presenta con respecto a los de tipo comercial ⁽³⁰⁾.

Con este laser se han bombeado láseres de colorantes y se implementaran sistemas amplificadores para ser utilizados en experimentos de fluorescencia y optoacústica inducida por laser ⁽³¹⁾.

Los medidores y las técnicas empleadas pueden aplicarse en láseres con circuito Blumlein y láseres de excímeros ⁽³²⁾.

REFERENCIAS

- (1)-Mario Garavaglia, El láser, Departamento de Física Facultad de Ciencias Exactas Universidad Nacional de La Plata, La Plata Argentina, Edit. The General Secretariat of Organization of American States Washington, D.C. , 1976.
- (2)-Jeff Hecht, The Laser Guidebook, McGraw-Hill Book Company, 1986.
- (3)-Luis de la Peña, Introducción a la Mecánica Cuántica, Compañía Editorial Continental, S.A., Segunda edición 1980.
- (4)-Joseph T. Verdeyen, Laser Electronics, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey 07632, Solid State Physical Electronics Series 1989.
- (5)-Manual de operaciones "Láser de N_2 de baja presión, alta potencia y pulsos cortos, Universidad Federal Fluminense, Laboratorio de espectroscopía láser.
- (6)-"Sistema MOPA para láser de Nitrógeno", tesis de maestría de Victor Joel Pinto Robledo, CIO, León Gto. 1989.
- (7)-Bela A. Lengyel, Lasers, Second Edition, A Wiley Interscience Publication, 1971.
- (8)-Diseño y construcción de láseres de Nitrógeno molecular, M. Fernández Guasti, A. Silva Pérez, D. Iturbide Castillo, E Haro Poniatowski, L. Escobar Alarcón, P. Habichayn Polloni, A. García, R. Cudney Bueno, C. García Guerrero y E. Gonzalez Avalos, Revista Mexicana de Física, Volumen 38 Num. 4 Agosto 1992.
- (9)- Nagata et. al, H. Phys E. 6, 1093

- (10)- E. E. Bergman: Rev. Sci. Instrum. 48, 1977, 545
- (11)- H. Strohwalde, et. al, Appl. Phys. Lett. 28, 1976, 272.
- (12)-Tesis de Maestría de Argeo Vázquez Martínez, "Estudios de Eficiencia en Láseres de Nitrógeno", CIO, León Gto., 1992.
- (13)-R. Polloni, Opt. Quant. Electr. Lett. 8(1976)566
- (14)-H. da Silva Reis, A. Dias Tavares Jr., C.A. Massone y M.S.Z. Chaghtai. J.Phys. E.:Sci.Instrum. 19(1986)471-473.
- (15)-B. Oliveira dos Santos, C.E. Fellows, J.B. de Oliveira e Souza, C.A. Massone. Appl. Phys. B. (1986) 41, 241-244.
- (16)-A Yu Senin, A. Batygov.Sov. J. Quantum Electron (1988) 18 (3), 316-318.
- (17)-H. Furuhashi, M.Shimizu, T. Goto.Meas, Sci. Technol. (1990) 1, 401-405.
- (18)-V. Serbezov, P. A. Atanasov Meas Sci. Technol. (1990) 1 601-604.
- (19)-A. Hariri, M. Tarkashvand, A. Karami Rev, Sci. Instrum. (1990) 61 (5), 1408-1412.
- (20)-V.J. Pinto, V. Aboites Instrumentacion y desarrollo (1990) 2 (10), 22-27.
- (21)-F. Encinas Sauz, J.M. Guerra Pérez.Appl. Phys. B. (1991) 52, 42-45.
- (22)-R. Gratton, S. Mangioni, J. Niedbalski J. Phys. D: Appl. Phys. (1991) 24, 11-14.
- (23)-A. Dias Tavares, M Müller, J. L. Fabris, C. A. Massone Opt. Comm.(1988) 66, 140-144.
- (24)-Divisor de alto voltaje y bobina de Rogowski para medir impulsos eléctricos con duración de nanosegundos, José Manuel de la Rosa V. Sección de graduados de la E.S.I.M.E. I.P.N.

- (25)-Análisis de las bobinas de Rogowski, reporta técnico LL-2-90, José de la Rosa, Juan Carlos Chimal Luis A. Arias, 1990.
- (26)-J. de la Rosa Acta Mexicana de Ciencia y Tecnología (1990) VII, 141-147.
- (27)-Motorola Optoelectronics Device Data, DL 118 REV 3 (1989) 4-31.
- (28)-Abraham D. Papadopoulos y Alexander Serafetinides, J. Phys C:Appl. Phys. 24(1991) 1917-1924
- (29)-"Generadores de pulsos de alta tensión y llaves rápidas para el control de descargas gaseosas" A. Huerta, L. Villegas, E. bautista y M. Villagrán. Enviado al VII congreso Nacional de Instrumentación, Xalapa, Ver., 7-9 Octubre 1992.
- (30)-Jeff Hecht, Contriburing Editor, Laser Focus World, Mayo 1993 Vol. 29, No. 5 (87-90).
- (31)-"Espectroscopías láser de sustancias de interés biomédico" Proyecto DGAPA-UNAM, #IN106291, por Claudio Firmani Clementi y Mayo Villagrán, 1991.
- (32)-Divisor de alto voltaje y bobina de Rogowski para medir impulsos eléctricos con duración de nanosegundos, José Manuel de la Rosa V. Sección de graduados de la E.S.I.M.E. I.P.N.

REFERENCIAS DE LAS PUBLICACIONES Y CONGRESOS EN LOS
CUALES SE HA PARTICIPADO CON ESTE TRABAJO

- 1) "Láser de N_2 con Circuito Polloni ". J. Garduño y M. Villagrán. Optica (AMO), Vol.1 No.2, pag 37-39, Noviembre 1991.
- 2) "Estudio de un Láser de N_2 excitado con circuito de carga capacitiva " M. Villagrán, Jesús Garduño, José de la Rosa, Roberto Linares. Aceptado en la III Reunion Nacional de Optica y I Reunion Iberoamericana de Optica, Barcelona, España, 21-23 de Septiembre 1992.
- 3) "Estudio de un láser de N_2 con circuito de transferencia capacitiva" M.Villagrán, J. Garduño, J. de la Rosa y R. Linares
- 4) "Medidas eléctricas y ópticas en láser de descarga pulsada" J. de la Rosa, R. Linares, M. Villagrán, J. Garduño. Memorias del IV Simposio interno del Centro de Instrumentos, UNAM, p. 178-181, 25 al 29 de Noviembre de 1991.
- "Medidas eléctricas y ópticas en láser de descarga pulsada" J. de la Rosa , R. Linares, M Villagrán, J. Garduño. I Reunion Anual de la división de Instrumentación y Metrología (SMF), Guanajuato, 8-10 de Abril de 1992.
- 5) "Caracterización eléctrica y óptica de un láser N_2 excitado con un circuito de transferencia capacitiva" J. de la Rosa, R. Linares, M. Villagrán, J. Garduño,. Enviado al XXXV Congreso Nacional de Física , Puebla, Octubre 1992.

NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA