



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**LÁSER PULSADO IÓNICO DE XENÓN:  
CONSTRUCCIÓN, ESTUDIO  
ESPECTROSCÓPICO DE LA EMISIÓN Y  
CARACTERIZACIÓN DEL PLASMA**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**F Í S I C O  
P R E S E N T A:**

**LUIS ANGEL GARCÍA VILLARREAL**



**DIRECTOR DE TESIS: HUGO MARTÍN SOBRAL**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

1. Datos del alumno

García Villarreal Luis Angel

Tel. 57 57 03 06

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Carrera: Física

No. de cuenta 099120333

2. Datos del tutor

Dr.

Sobral Hugo Martín

3. Datos del sinodal 1

Dra.

Sánchez Aké Citlali

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Álvarez Zauco Edgar

5. Datos del sinodal 3

Fís.

Ortega Alvarado René

6. Datos del sinodal 4

Dr.

Robledo Martínez Arturo

7. Datos del trabajo escrito

Láser Pulsado de Xenón: Construcción,  
estudio espectroscópico de la emisión y  
caracterización del plasma

138 p.

2010

# AGRADECIMIENTOS

*Hay demasiadas personas a las cuales debo la realización de este trabajo, pues sin su ayuda no hubiese sido posible la realización de tal trabajo de tesis.*

*Creo que debo empezar por mencionar y resaltar toda la ayuda y apoyo que a lo largo de mi formación educativa me a brindado mi madre la Sra. Rosa Maria, realmente le doy mis mas sinceros y profundos agradecimientos ya que sin sus consejos y apoyos tanto morales como económicos, estoy seguro de que no podía haber conseguido llegar a esta instancia académica, siempre estaré muy agradecido con ella...*

*Pero debo dar también, mis mas sinceras gracias a mi asesor de tesis el Dr. Martín Sobral por la invitación que me hizo para participar en este interesante proyecto, ademas de los conocimientos que a lo largo de este tiempo he adquirido de él. Pero también debo mencionar y agradecer al Dr. Arturo Robledo por la todas las atenciones puestas en el desarrollo de este trabajo y al Físico Andrés Porta por sus consejos no sólo en este trabajo, si no en muchas otras ocasiones a lo largo de mi carrera. Es principalmente por las intervención, asesoría y conocimiento del tema de estos investigadores que se pudo llevar a buen término este proyecto.*

*Debo citar también al M. I. Heliodoro Vidal que trabajo junto conmigo, ya formamos un pequeño grupo de trabajo que se dedico a cumplir el objetivo de construir y hacer funcionar este láser desde la construcción elementos mas básicos hasta la construcción de elementos mas complejos.*

*Pero también debo agradecer a todos mis profesores que a lo largo de la licenciatura me mostraron el lado divertido de hacer ciencia, de investigar sobre los temas de mi interés y de ser muy analítico ante los problemas que se presenten, eso es lo que realmente obsequia la licenciatura de Física de la UNAM.*

# Índice

<b>Resumen .....</b>	<b>3</b>
<b>Objetivos .....</b>	<b>3</b>
<b>Introducción .....</b>	<b>4</b>
<b>Agradecimientos .....</b>	<b>5</b>
<b>Capítulo 1. Fundamentos de descargas eléctricas en gases .....</b>	<b>9</b>
1.1. Conceptos generales sobre gases ionizados .....	9
1.2. Tipos de descargas eléctricas en gases .....	12
1.2.1. Ionización y ruptura en un tubo de gas .....	12
1.2.2. La descarga Luminiscente .....	14
1.2.3. La descarga de Corona .....	16
1.2.4. El arco .....	17
1.2.5. La descarga de Chispa “ <i>Spark</i> ” .....	18
1.3. El plasma como fluido conductor .....	20
1.3.1. La longitud de Debye .....	20
1.3.2. La frecuencia de plasma .....	21
1.3.3. Efectos del campo magnético sobre un fluido conductor .....	22
1.3.4. Inestabilidades en la dinámica de un plasma .....	26
1.4. La descargas capilares pulsadas .....	29

## **Capítulo 2. Elementos de la teoría del láser ..... 30**

2.1. Absorción, transiciones espontáneas y estimuladas .....	30
2.2. Los coeficientes de Einstein y los coeficientes de ganancia .....	32
2.3. Láser de dos, tres y cuatro niveles .....	35
2.4. El oscilador láser .....	39
2.5. Acoplamiento de salida, potencia y rendimiento .....	41
2.6. Resonadores ópticos y modos .....	42

## **Capítulo 3. Construcción de un circuito para generar descargas eléctricas pulsadas ..... 48**

3.1. Construcción de capacitores de alta tensión y baja inductancia .....	48
3.1.1. Capacidad .....	49
3.1.2. Capacitor de placas paralelas .....	49
3.1.3. Capacitores de película .....	50
3.1.4. Construcción de capacitores de lámina de metal y lámina de poliéster ....	52
3.2. Construcción de una fuente para el cargado de los capacitores .....	56
3.2.1. Circuitos típicos para descargas eléctricas en gases .....	56
3.2.2. Los elementos del circuito .....	58
3.3. Diseño y construcción de un <i>Spark-Gap</i> para la descarga de los capacitores ..	61
3.4. Construcción de un circuito de disparo para activar el <i>Spark-Gap</i> .....	64
3.5. Los elementos de medición .....	66
3.5.1. Medición de alta tensión .....	67
3.5.2. La bobina Rogowski como sensor de altas corrientes .....	67
3.5.2.1. Principio de operación .....	68
3.5.2.2. Construcción de la bobina Rogowski .....	69
3.6. Pruebas de descarga .....	71

## **Capítulo 4. Parámetros de diseño del láser de Xe ..... 75**

4.1. El tubo de descarga .....	75
4.1.1. La longitud y diámetro del tubo .....	77
4.1.2. Las ventanas del tubo .....	77
4.1.3. Los electrodos .....	79

4.1.4. El sistema de refrigeración .....	80
4.1.5. El sistema de evacuación del tubo .....	81
4.2. La cavidad resonante .....	84
4.2.1. Los espejos de la cavidad .....	84
4.2.2. La alineación de la cavidad .....	86
4.3. Algunas propiedades del medio activo .....	87
4.4. Pruebas preliminares en el tubo de descarga .....	90

## **Capítulo 5. Resultados experimentales: Las líneas láser y la evolución temporal del plasma de Xe ..... 93**

5.1. Las líneas láser observadas .....	93
5.1.1. Determinación de la longitud de onda .....	94
5.1.2. Clasificación de las líneas láser .....	99
5.1.3. Medición de la potencia de salida .....	101
5.2. La intensidad como función de las variables controlables .....	101
5.3. Evolución temporal del plasma de Xe .....	107

## **Capítulo 6. Conclusiones y expectativas a futuro ..... 124**

6.1. En cuanto a la emisión láser .....	124
6.2. En cuanto a la evolución temporal del plasma de Xe .....	126

## **Apéndice A. La impedancia de un capacitor ..... 128**

## **Apéndice B. Fundamentos físicos de la bobina Rogowski ..... 131**

## **Apéndice C. Pérdidas dentro de la cavidad ..... 133**

## **Apéndice D. Procesamiento de las fotos-*streaks* ..... 136**

## **Bibliografía ..... 137**

# RESUMEN

En esta tesis se mejoraron varios elementos de un láser pulsado multi-iónico de Xe construido por V. VIDAL [1], aunque en muchas partes trabajamos juntos, el resultado final muestra las mejoras y variantes realizadas en esta tesis por mi sólo. En general en los dos trabajos de tesis se construyeron: el sistema de bombeo, la cavidad resonante y el sistema de refrigeración. Además, en este trabajo se muestra la caracterización del mismo: las líneas láser observadas y la evolución temporal del plasma, que difieren de los análisis realizados por [1]. El primer capítulo introduce conceptos básicos acerca de la física de las descargas eléctricas en gases, y las características mas generales de los plasmas. El capítulo 2 contiene los fundamentos de la teoría del láser, empezando con conceptos de física moderna tales como las transiciones atómicas y los coeficientes de Einstein; para terminar con una descripción sobre los componentes fundamentales de los láseres. En el capítulo 3 se muestra el procedimiento de construcción del sistema de bombeo del láser; se detallan todos los pasos a seguir en la construcción de cada uno de los componentes de una fuente de descargas eléctricas pulsadas. El capítulo 4 describe la construcción del tubo de descarga y sus sistemas auxiliares para su correcto funcionamiento, tales como: el sistema de enfriamiento y el sistema de vacío; además se explica el procedimiento para formar la cavidad resonante del láser. Finalmente, el capítulo 5 da a conocer los diferentes análisis realizados al láser de Xe referentes a las líneas láser y le evolución temporal del plasma de Xe en el tubo capilar.

# OBJETIVOS

- i) Mejorar la construcción de una fuente de descargas pulsadas eléctricas realizadas por [1], la cual debe ser mas estable y debe minimizar los costos de construcción de la misma.
- ii) Mejorar la eficiencia de un láser pulsado de Xe construido por [1] y caracterizar, con el uso de diferentes espejos, las líneas láser obtenidas por medio de los diferentes estados iónicos del Xe.

iii) Analizar las variaciones del radio del plasma de Xe dentro del tubo capilar y tratar de observar el efecto “*pinch*” magnético, el cual según [2] esta relacionado con la emisión láser.

## INTRODUCCIÓN

Al final de la década de 1940, y otra vez a principios de la década de 1960, la física cuántica hizo dos contribuciones a la tecnología: el transistor y el láser. La primera estimuló el crecimiento de la electrónica, que trata de la interacción (a nivel cuántico) entre los electrones y la materia a nivel macroscópico. El láser ha dado origen a un nuevo campo -llamado a veces *fotónica*- que trata con la interacción (otra vez a nivel cuántico) entre los fotones y la materia a nivel macroscópico. En realidad el láser ha hecho un impacto muy importante sobre la investigación científica en los últimos años. Ha resultado extremadamente útil como herramienta científica en diagnósticos de plasmas, espectroscopia Raman, Interferometría y fotografía schlieren, y ha abierto virtualmente las puertas de la óptica no lineal. Existen numerosos tipos de láseres que se pueden clasificar de muy diversas formas, siendo la mas común la que se refiere a un medio activo o conjunto de átomos o moléculas que pueden excitarse de manera que se cree una condición de inversión de población obteniéndose radiación electromagnética por medio de *emisión estimulada*. Hasta la fecha existen láseres de gas que pueden ser: atómicos como el He-Ne, moleculares como el de CO<sub>2</sub> e ionicos como el de Xe y el de Kr; láseres de estado sólido como el Nd:YAG; láseres de semiconductores como el AsGa; láseres líquidos o de colorantes orgánicos como la rodamina 6G y los láseres de electrones libres que usan justamente los electrones no ligados a los átomos como medio activo. El láser pulsado de Xe ha sido perfeccionado en el tiempo y es hoy un emisor de radiación estimulada en numerosas transiciones que cubren desde los 220 a 2200 nm. Debido al gran número de líneas láser, el láser de Xe es utilizado en análisis de espectroscopia; también es utilizado como método de bombeo para otros láseres (*Dye laser*).

# Capítulo 1

## Fundamentos de descargas eléctricas en gases

Las descargas eléctricas en gases son un fenómeno que se observa cuando gas o vapor se convierten en conductores eléctricos. Bajo estas condiciones, están presentes cargas eléctricas libres y pueden moverse a través del gas, normalmente bajo la influencia de un campo eléctrico. Así, se dice que el gas está ionizado.

### 1.1 Conceptos generales sobre gases ionizados

Existen tres cantidades importantes a considerar en el estudio de gases ionizados en *equilibrio termodinámico* [3], estas cantidades son:

$$A = \frac{n}{(n + N)}, \text{ grado de ionización;}$$

$n = n_i = n_e$ , densidad de portadores de carga;

T, temperatura absoluta [K].

Donde  $n_i$  es el número de electrones por  $\text{cm}^3$ ,  $n_e$  es el número de iones por  $\text{cm}^3$  y N el número de moléculas por  $\text{cm}^3$ . Por otro lado, un *Plasma* es una mezcla ternaria que además de contener estas tres cantidades cumple en

general la relación

$$n_i = n_e \quad (1.1)$$

Se dice que el gas ionizado está en equilibrio termodinámico si las tres cantidades anteriores son dependientes entre si, pues la ionización es función de la densidad y de la temperatura del gas.

En muchos casos la ionización se produce por cambios eléctricos externos, en tal caso el gas no se encuentra en equilibrio termodinámico, pero puede alcanzar un estado estacionario caracterizado por tres parámetros:

$T_e$ , temperatura de los electrones;

$T_i$ , temperatura de los iones;

$T_0$ , temperatura de las moléculas.

Si la excitación por campo eléctrico cesa, estas tres temperaturas tienden a un mismo valor en un tiempo muy corto, pero el valor de  $A$  se mantiene igual que antes de que cesara el campo durante un tiempo mayor.

En la práctica el grado de ionización varía desde valores muy pequeños como  $10^{-10}$  (por ejemplo en descargas de intensidad débil) hasta valores cercanos a 1. Por esta razón se clasifican a los gases ionizados en dos grupos:

a) Gases débilmente ionizados:  $A < 10^{-4}$

b) Gases fuertemente ionizados:  $A > 10^{-4}$

La dificultad del estudio de los gases ionizados radica en las distintas interacciones entre sus partículas constituyentes. Hablemos acerca del movimiento de los electrones; éste se determina por las fuerzas exteriores aplicadas y por las interacciones con otras partículas del gas, las cuales son:

- i) Interacciones electrón - electrón o  $e-e$
- ii) Interacciones electrón - ión o  $e - P^+$
- iii) Interacciones electrón - molécula o  $e - P$

Aunque se puede hacer la simplificación:  $n \ll N$  (1.2)

si esta desigualdad es muy pronunciada, se pueden despreciar las interacciones  $e - e$  o  $e - P^+$ . Así se obtiene lo que se conoce con el nombre de *gas de electrones independientes*, donde se puede considerar que cada electrón circula independientemente en un “mar” de moléculas neutras. Por otro lado, si se hace las masas de las partículas en juego ( $m$  para electrones y  $M$  para las moléculas) cumplan la relación:

$$m \ll M \quad (1.3)$$

Esta condición combinada con la independencia de los electrones conduce al modelo conocido como el modelo de *gas de Lorentz de electrones – moléculas*. La relación (1.3) da a este modelo propiedades particularmente sencillas, las cuales son consecuencia del hecho de que, en un choque entre un electrón y una molécula, el movimiento de la molécula no se altera prácticamente. Es decir, no hay intercambio de energía entre las partículas y el único efecto de la colisión es el cambio de dirección de la trayectoria original de cada partícula, sin variar su magnitud.

Se puede hacer una simplificación aún mas importante, si se desprecian los efectos de las colisiones de los electrones o iones con cualquier otra partícula del gas; se llega así al modelo conocido como *gas de electrones libres*. Claro que hay que considerar que este modelo es ideal, pues no se pueden encerrar en una caja electrones y obtener un gas de partículas libres, debido a las fuerzas electrostáticas de repulsión.

Todos los gases, en la práctica, están constituidos por estos tres tipos de partículas mencionadas; por lo cual, los electrones experimentarían siempre colisiones con una frecuencia  $\nu$ .

## 1.2 Tipos de descargas eléctricas en gases

Descargas en campos eléctricos de DC pueden ser clasificadas como *auto-sostenibles* y *no auto-sostenibles*. En estos términos, hay descargas auto-sostenibles *estacionarias* y *cuasi-estacionarias* que son descargas luminiscentes (como la que ocurre en los láseres de gas) y de Arco. Otro tipo de descarga es la descarga de Corona que es del tipo *auto-sostenible* que es de baja corriente. Y dentro de las descargas transitorias se encuentra la descarga de chispa (*spark*) como la más común de entre otras.

### 1.2.1 Ionización y ruptura en un tubo de gas

La variación en la densidad de corriente determina el tipo de ionización del gas. Para ilustrar este tema, consideremos un tubo aislante que contiene gas en su interior como lo muestra la figura (1.1).

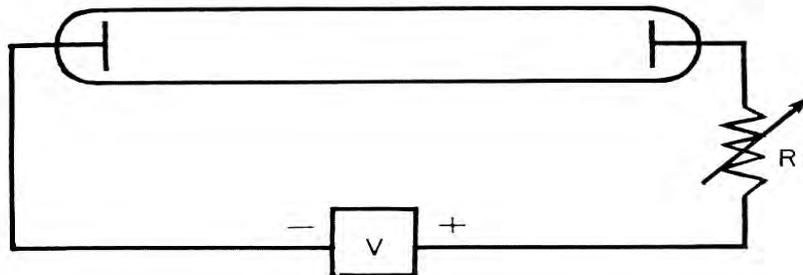


Figura 1.1. Tubo para descargas eléctricas en gases

En cada extremo del tubo hay un electrodo, y entre los electrodo hay una fuente de voltaje conectada en serie con una resistencia cuyo valor es el adecuado para controlar la descarga. La presión y la composición del gas pueden ser variables. Mientras la corriente sea menor o igual a  $10^{-11}$  A el flujo de la corriente no proporcionará la ionización necesaria para su mantenimiento, por lo cual, se necesita proporcionar energía adicional al sistema si se espera que la corriente no decaiga. A este tipo de descarga se le conoce como *no auto-sostenida* [4].

Si la diferencia de potencial a través del tubo de descarga es bastante grande, la descarga es de auto-sostenimiento. La transición entre descargas de auto-sostenimiento y de no auto-sostenimiento se efectúa para corrientes de aproximadamente  $10^{-11}$  A como lo muestra la figura (1.2):

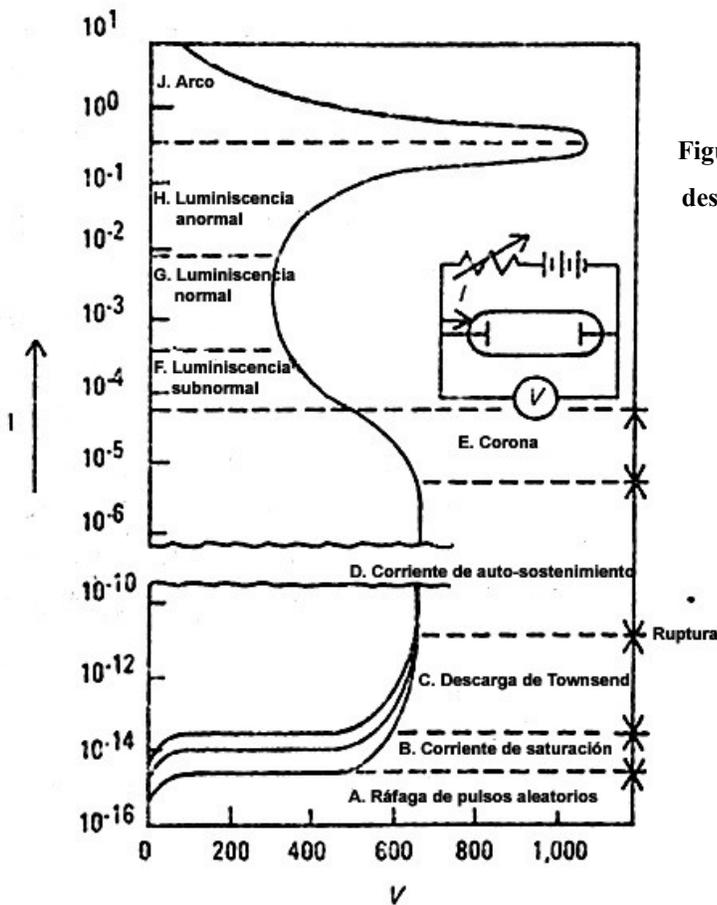


Figura 1.2. Relación corriente-voltaje en una descarga eléctrica en gas .

La figura (1.2) muestra cualitativamente la relación corriente-voltaje para una separación, como la que hay entre dos electrodos planos de 2 cm de diámetro separados a 50 cm a una presión de 1 Torr cuando el voltaje entre los electrodos es aumentado muy despacio, algunos pulsos aleatorios darán la primer medición de corriente. Cuando

existen suficientes electrones libres en esta separación debidos a la cantidad de ionización externa, una corriente estacionaria puede ser observada con el inicio de los pulsos.

La corriente no será afectada por el aumento de voltaje en la separación hasta que el voltaje aumenta mas allá de un cierto valor. Este aumento es exponencial y es llamado *descarga de Townsend* [5]. Un aumento mayor de V resulta en un incremento sobre-exponencial en la corriente, seguido por una caída de voltaje, el cual es llamado *ruptura*. Esto es acompañado por un aumento en la corriente de varios ordenes de magnitud, casi sin aumentar el voltaje. Aquí la corriente es independiente de la fuente de ionización externa, por eso es auto-sostenida. Esto contrasta con las regiones A, B y C donde la corriente llega a cero tan pronto como el agente ionizante desaparece. Si se aumenta más la corriente al disminuir la resistencia del circuito externo, el voltaje en la descarga se mantiene a un nivel bajo. Estas zonas corresponden a diferentes tipos de descarga comenzando con la descarga de Corona, la descarga luminiscente con sus variantes y la zona de la descarga de Arco (la cual, corresponde a un aumento de voltaje considerable para corrientes entre los 0.1 y 1 A).

### **1.2.2 La descarga luminiscente**

Cuando la corriente crece a unos cuantos mili-amperios, la caída de potencial a través del tubo alcanza un mínimo. Esta región de bajo voltaje representa las *descargas luminiscentes*. La descarga luminiscente se desarrolla rápidamente en un gas a presiones menores a 100 Torr [6]. Las figuras (1.3a) y (1.3b) muestran esquemáticamente la variación de la luz emitida en intensidad, desde el cátodo al ánodo, mostrando que la intensidad de la luz en las regiones “oscuras” no es cero y la intensidad varía en cada región del tubo. Es de interés notar que el espacio oscuro de ánodo es generalmente más brillante que la capa del cátodo luminiscente. Así, parece estar luminoso únicamente dado que esta rodeado por dos regiones de menor luminosidad; la luminiscencia negativa es la zona más brillante de la descarga.

La figura (1.3c) muestra que el potencial V no varía linealmente con la distancia de cátodo a ánodo, debido a la

presencia de cargas espaciales de ambas polaridades, en lugar de ello, aumenta del cátodo al ánodo. La figura (1.3d) muestra que campos grandes existen solo cerca del cátodo. La figura (1.3e) muestra la distribución de cargas espaciales positivas y negativas a lo largo del tubo. Desde el cátodo al contorno del brillo negativo un espacio excesivo de cargas positivas contribuyen al aumento en el potencial como se muestra en la figura (1.3c). Las densidades de corriente,  $j^+$  y  $j^-$ , muestran en la figura (1.3f) que la corriente de iones positivos prevalecen únicamente en la región de cátodo, al tiempo que la corriente de electrones es alta en otras regiones.

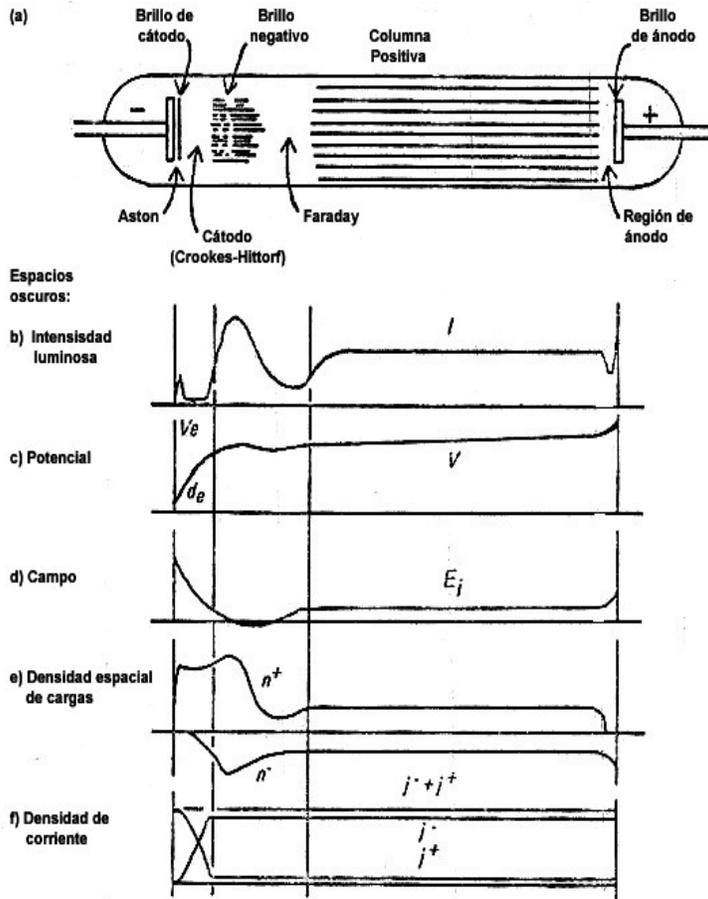


Figura 1.3. Las diferentes regiones en una descarga luminiscente.

Los espacios oscuros y brillantes en el tubo que aparecen y desaparecen, se describirán a continuación.

Los electrones secundarios producidos por el bombardeo de iones se acumulan en el espacio oscuro de Aston. Y algunos se recombinan con los iones cercanos al cátodo, ocasionando el brillo de cátodo (*cathode layer*) en la parte inferior de la región de oscuridad. Otros electrones se mueven del espacio oscuro de Aston hacia el brillo del cátodo sin que sean capturados y son acelerados en la región oscura de Crookes por la carga espacial de iones

positivos. En la región de Crookes los electrones adquieren energía suficiente para producir colisiones inelásticas; estas colisiones, a su vez, excitan al gas produciendo el llamado brillo negativo (*negative glow*). El extremo del brillo negativo que se encuentra del lado del ánodo, indica el punto en el cual la energía de los electrones es demasiado baja para producir excitación posterior. Los electrones son acelerados todavía más en el espacio oscuro de Faraday, produciendo la columna positiva, la cual se extiende casi hasta el ánodo. En la columna positiva la carga espacial neta es cero; la columna positiva es un *Plasma*. El número de electrones que se encuentran en la columna positiva se controla por medio de un factor que hasta ahora no ha sido mencionado: la pérdida de electrones en las paredes del tubo. Puesto que la corriente a través de la columna positiva no varía y, en su mayor parte es debida a los electrones, la pérdida de éstos en las paredes, debe ser compensada por la ionización dentro de la columna. La producción de electrones a lo largo de toda la columna positiva origina una distribución radial de la densidad de los electrones que tiene un máximo en el eje del tubo y mínima en la región de las paredes. Esta distribución de densidad produce un campo eléctrico que actúa principalmente sobre los movimientos radiales de los iones y de los electrones, aumentando la velocidad de difusión de los iones y disminuyendo la de los electrones. Si la longitud media de dispersión es pequeña comparada con el radio del tubo, puede definirse un coeficiente de *difusión ambipolar*, que describe la rapidez a la cual los electrones y los iones pueden difundirse a la vez que satisfacen la condición de cuasi-neutralidad  $n_e \approx n_i$  en el interior de la columna positiva (condición de plasma).

### 1.2.3 La descarga de Corona

Este tipo de descargas recibe su nombre de la formación de una “corona” luminosa la cual fue observada por primera vez en puntos o a lo largo de cables elevados a alto potencial respecto a sus alrededores. La corona ocurre a cualquier presión y en cualquier gas pero es muy pronunciada cuando  $p$  es relativamente alta. Este fenómeno aparece en líneas de transmisión a voltajes altos; además, este fenómeno es extensamente usado para

producir descargas eléctricas en gases. Las descargas de corona es físicamente muy parecida a la descarga luminiscente en un campo eléctrico no-uniforme de gran magnitud. Esto muestra la complejidad de tal descarga, mostrándose en las nuevas evidencias obtenidas [7] que una descarga alrededor de la punta de un electrodo negativo presenta todas las características peculiares de una descarga luminiscente común. La característica que distingue a una descarga de DC de una de Corona es que se puede mirar a la corona como una descarga luminiscente sin zonas positivas o negativas, de acuerdo a si el punto o el alambre es negativo o positivo. Además en una descarga de Corona la energía eléctrica es convertida principalmente en calor

#### **1.2.4 El arco**

Un arco es esencialmente un corto circuito y el mecanismo de ionización del aire es similar al de la descarga de corona [6]. Cuando dos electrodos de carbón ó metal son colocados en contacto y posteriormente separados en un circuito de suficiente flujo de corriente, una descarga auto-sostenible en forma de “arco” tiene lugar. Este tipo de descarga tiene lugar en el aire atmosférico, tanto a bajas como a altas presiones, y en varios gases y vapores. Una característica de voltaje-corriente de un gas, tal como lo muestra la figura (1.2), es la región en la gráfica que tiene la corriente más alta, conocida como la región de arco (región j de la figura 1.2). En esta región la corriente es alrededor de dos órdenes de magnitud más grande que en la luminiscencia, al tiempo que el voltaje es aproximadamente un orden de magnitud menor. Aunque el arco ha sido usado por mucho tiempo, se considera que la forma de la descarga es la de menor entendimiento teórico. Un arco puede ser definido al comparar su región de cátodo con el de una descarga luminiscente. Aquí, el cátodo tiene una caída de potencial de alrededor de 100 a 400 volts y una baja densidad de corriente. Excepto a altas presiones y corrientes, la columna positiva llena siempre el tubo de descarga. Los efectos térmicos no contribuyen a la funcionalidad del cátodo de una descarga luminiscente, y la luz emitida de la región cercana al cátodo contiene el espectro del gas.

Por otro lado, el cátodo del arco tiene una caída de potencial del orden de 10 V, una densidad de corriente muy alta (esto muestra que los efectos térmicos son esenciales para su funcionamiento), la emisión de luz que tiene el espectro del vapor de cátodo del material y la columna positiva es contraída cerca de los electrodos. La transición luminiscencia-arco ocurre cuando la luminiscencia anormal adquiere un valor crítico de voltaje, y cuando la fuente de poder tiene una resistencia interna suficientemente baja capaz de sostener las altas corrientes necesarias para el arco. Esto puede ser observado de la figura (1.2), la pendiente de la relación corriente-voltaje es negativa; un aumento de la corriente resulta en una caída de voltaje a través del arco. El arco libera una considerable potencia térmica, que puede incluso destruir el tubo.

### 1.2.5 Descarga de chispa “*spark*”

Si  $p \sim 1$  Atm. y la separación de electrodos es mayor a 10 cm, y el voltaje es lo suficientemente alto ( $\sim 1$  kV), ocurre “*spark*” (chispas), esto es a  $pd > 10^3$  Torr · cm. Aquí la ruptura se debe a un rápido crecimiento de canales de plasma (“*streamers*”) de un electrodo al otro, y se trata de un fenómeno intrínsecamente no-estacionario. Los rayos, cuyos electrodos son las nubes y la Tierra, son manifestaciones gigantes de una descarga “*spark*” [7]. Los voltajes requeridos para la ruptura a tales valores de  $pd$  son bastante grandes, corriendo de las decenas a centenas de KV. La descarga es un proceso transitorio, no uno estable. Una descarga de chispa en condiciones de laboratorio es un relámpago a pequeña escala. Cuando se alcanza el voltaje de ruptura, la separación entre electrodos es atravesado por un canal de luz tan “rápido como un relámpago”, algunas veces en zigzag, otras veces ramificándose hacia fuera, la cual desaparece lejos inmediatamente. Una descarga de chispa está acompañada de un estruendo característico. El sonido es producido por la onda de choque, esta es producida por un aumento pronunciado en la presión debida a una gran liberación de calor de Joule en el canal de chispa cuando una gran descarga de corriente pasa a través de este.

Una gran corriente de alrededor de  $10^4 - 10^5$  A fluye a través del canal creado, el cual es un buen conductor. El

voltaje en los electrodos disminuye pronunciadamente en respuesta a la caída de voltaje a través de la resistencia externa o como respuesta a la rápida descarga por sobre-chispas de un capacitor energizado. Así, que la descarga aparece afuera. Si el voltaje entre los electrodos se reestablece despues de terminada la descarga, la descarga de chispa se repite. Si la fuente de poder es lo suficientemente potente para mantener una gran corriente por un largo tiempo, la corriente de chispa produce una mancha en el cátodo y la descarga de chispa se transforma en un arco. De hecho, el estado de un plasma en el nivel del canal de una descarga de chispa muy transitoria asemeja el estado de la columna de arco. Así que, algunas veces es normal tratar el estado final de una descarga de chispa como un arco pulsado.

La descarga de chispa es multivariada y un fenómeno complicado. Su primera etapa es el proceso de canaleta o ruptura principal. Este se desarrolla en un proceso muy complejo como a bajas presiones donde se inicia la descarga luminiscente. Después de que se ha formado el canal de conducción, ocurre la descarga. El capacitor es descargado, la carga comienza a ser transportada por la larga corriente, la cual fluye entre el espacio de electrodos y cierra el circuito.

En un tipo de descarga de chispas, la chispa se "desplaza" a través de un dieléctrico (vidrio, acrílico, madera, etc.). Estos son producidos cuando la superficie trasera de un electrodo (p.e. una barra) está en contacto con un dieléctrico y el otro electrodo es un metal que esta del otro lado del dieléctrico, ramificándose fuera de la barra y corriendo alrededor de la superficie dieléctrica y llegando así al otro electrodo. Una traza ramificada puede ser observada sobre la superficie dieléctrica, causada por la deformación del material debida a la elevada temperatura y presión en el canal de chispa. El patrón resultante es conocido como *figuras de Lichtenberg*; el tipo de patrón depende de la polaridad de la barra, y su tamaño es determinado por el voltaje. Este último hecho es usado para determinar y medir descargas atmosféricas.

## 1.3 El plasma como fluido conductor

Las propiedades de un plasma pueden deducirse, en principio, sumando las contribuciones de todas las partículas y sus interacciones. En la práctica este procedimiento es muy difícil y para una comprensión general un tratamiento macroscópico es, con frecuencia, de mayor utilidad.

### 1.3.1 La longitud de Debye

La presencia de efectos colectivos constituye la principal característica de un plasma [4]. Una medición cuantitativa de ella puede obtenerse determinando la distancia a la cual se extiende el campo eléctrico de una partícula individual cargada antes de que su efecto sea anulado por las partículas de carga opuesta que se encuentran en los alrededores de ésta. Dicho cálculo fue realizado por primera vez por Debye para un electrolito. Suponiendo un gran número de partículas próximas, de manera que el campo eléctrico pueda ser tomado como una función continua de la distancia, la distancia mínima crítica deducida por Debye es:

$$D = (kT/4\pi n e^2)^{1/2} \quad (1.4)$$

Donde  $T$  es la temperatura efectiva de las partículas de carga  $e$  en  $^{\circ}\text{K}$ , de las cuales hay  $n$  por unidad de volumen y  $k$  es la constante de Boltzmann. Aunque la aplicabilidad exacta de (1.4) a un gas ionizado permanece en duda,  $D$  proporciona una medida de la distancia a la cual la influencia de una sola partícula cargada es dominante. Mas allá de  $D$  el campo eléctrico, y por tanto la influencia de la partícula individual es nula y los efectos colectivos dominan. Entonces un juicio cuantitativo para la existencia de un plasma es que: *La dimensión lineal  $L$  del sistema sea grande comparada con  $D$ .*

La hipótesis de un gran número de partículas en los alrededores para suministrar la reducción lenta del campo

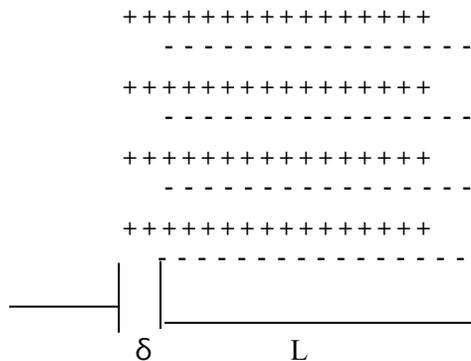
requerido para la derivación de  $D$ , es un criterio más para la existencia de un plasma. Para asegurarlo, el número de partículas dentro de una esfera de radio igual a la longitud de Debye debe ser mucho mayor a la unidad. Estas condiciones pueden ser expresadas como:

$$D \ll L \tag{1.5}$$

$$(4\pi n/3)D^3 \gg 1 \tag{1.6}$$

### 1.3.2 La frecuencia de Plasma

Uno de los más rápidos e importantes movimientos colectivos dentro de un plasma, es la oscilación de la mayoría de los electrones respecto de los iones. La frecuencia de esta oscilación suministra una escala de tiempos significativa contra la cual pueden compararse los mecanismos que tienden a destruir dichos movimientos colectivos [4]. Es de esperar que los electrones del plasma puedan oscilar colectivamente alrededor de los iones mucho mas masivos; la atracción coulombiana ion-electrón proporcionan la fuerza de restitución colectiva que se necesita. Por ejemplo, la figura (1.4) representa un plasma en el cual los electrones y los iones han sido colectivamente desplazados unos respecto de los otros, a una distancia  $\delta$  que es pequeña en comparación con la anchura del plasma  $L$ .



**Figura 1.4. Lámina de plasma de espesor  $L$  con electrones y iones desplazados una distancia  $\delta \ll L$ .**

La frecuencia de oscilación para tal arreglo de cargas es [1]:

$$v_p = (ne^2/\pi m_e)^{1/2} \quad (1.7)$$

Así,  $v_p = 9 \times 10^3 n^{1/2}$  [1/s] (1.8)

Por ejemplo, para  $n = 10^{14}$  por  $\text{cm}^3$ ,  $v_p = 9 \times 10^{10}$ . Las colisiones entre iones y electrones tienden a amortiguar las oscilaciones colectivas. Para que las oscilaciones sean sólo ligeramente amortiguadas, las frecuencias de las colisiones  $v_c$  debe ser tan pequeña que:

$$v_p \gg v_c \quad (1.9)$$

Hasta ahora solo se han considerado las oscilaciones de los electrones en un plasma. De hecho se podrían definir oscilaciones análogas para los iones, pero su existencia aún es discutible: en el razonamiento de las oscilaciones de plasma electrónico es válido suponer que los iones permanecen fijos a causa de su gran masa, la hipótesis simétrica en el caso de las oscilaciones iónicas alrededor de una nube de electrones parece poco realista.

Estas propiedades completan la lista de condiciones para que una colección de partículas cargadas exhiban una conducta de plasma: *La longitud de Debye es pequeña comparada con las dimensiones lineales del plasma (ec. 1.5), hay muchos electrones dentro de una esfera de Debye (ec. 1.6), el plasma es aproximadamente neutro (ec. 1.1) y las oscilaciones de plasma no son fuertemente amortiguadas (ec. 1.9).*

### 1.3.3 Efectos de un campo magnético sobre un fluido conductor

En los conductores metálicos la electricidad es transportada únicamente por los electrones, algunos de los cuales pueden moverse libremente respecto de los átomos y de los iones ligados que forman la red cristalina del sólido. Así, esta situación es diferente de la que se encuentra en un plasma, donde los componentes atómicos,

moleculares, iónicos y electrónicos pueden moverse [4]. En el caso de una espira de alambre que se desplaza con velocidad  $v$  perpendicularmente a un campo magnético constante  $B$ , la fem inducida por el campo magnético sobre la espira es:

$$E = -\left(\frac{d\Phi}{dt}\right) = IR \quad (1.10)$$

Donde  $\Phi$  es el flujo de campo magnético,  $I$  es la corriente debida a la fem, y  $R$  es la resistencia de la espira conductora. En el caso particular que la resistencia de la espira sea cero, el cambio de flujo magnético respecto al tiempo sería también cero. Este caso es un caso límite de la ley de Lenz, que establece que: *cuando el flujo que atraviesa un circuito cerrado es variable, el flujo que establece la corriente inducida esta en la dirección que evita el cambio total del mismo.*

Todo lo anterior es aplicable a un fluido conductor, en cuyo caso:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 0 \quad (1.11)$$

Para toda superficie en movimiento con fluido de resistividad nula. Esto quiere decir que para cualquier superficie moviéndose en el fluido, el flujo de campo magnético a través de ésta tiende a permanecer constante. En cambio, si la resistividad no es cero, las líneas de campo pueden experimentar un cambio respecto al plasma. El campo entonces, no está restringido totalmente a seguir el movimiento del plasma y aunque tiende a hacerlo, se deslizará lentamente a través de éste. La rapidez de cambio de un campo magnético que pasa por un plasma es igual a la difusión de un plasma a través de un campo magnético y está determinado por la resistividad y las dimensiones del plasma. Este valor puede calcularse aproximadamente si se observa que el movimiento del plasma a través de las líneas de campo induce un flujo de corriente. La densidad de corriente  $j$  está determinada por:

$$\eta j = v B \quad (1.12)$$

donde  $\eta$  es la resistividad del plasma. Estas corrientes que fluyen perpendiculares a B producen, junto con el campo, una fuerza  $jB$  sobre los diferentes elementos del plasma. Si no actúan otras fuerzas y si no hay turbulencia, esta fuerza será producida por los gradientes de presión  $\nabla p$  en el plasma normales a B, así de la ecuación (1.12):

$$v = (\nabla p / B^2)\eta \quad (1.13)$$

Se pueden obtener valores aproximados del *tiempo de difusión*  $\tau$  para el movimiento del plasma a través del campo, por medio de consideraciones dimensionales usando la ecuación (1.13). Haciendo  $v=L/\tau$ , donde L es la dimensión lineal del plasma y  $\nabla p = p/L = nkT/L$ , donde n y T son respectivamente la densidad y temperatura del plasma y k la constante de Boltzmann, se tiene entonces:

$$\tau = L^2 \left( \frac{B^2}{nkT} \right) \frac{1}{\eta} \quad (1.14)$$

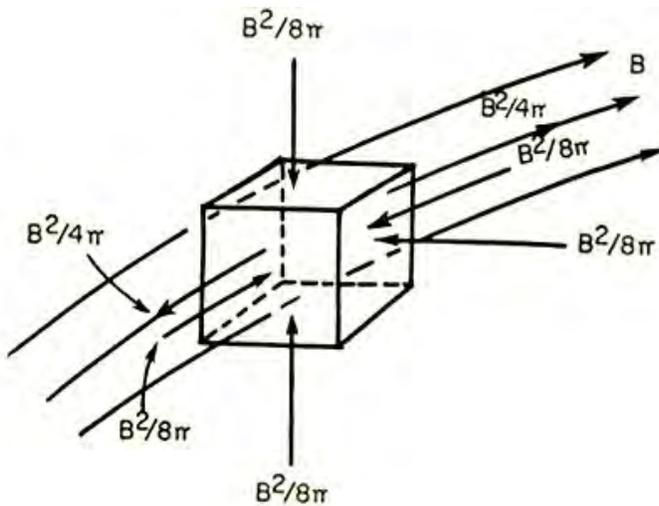
La tabla 1.1 muestra los valores calculados de tiempo de difusión para campos magnéticos en diferentes materiales conductores usando la difusión empleando la ecuación (1.14):

Medio	L [cm]	Resistividad [ $\Omega/cm$ ]	Tiempo de difusión [seg]
Cobre	10	$1.7 \times 10^{-8}$	1
Plasma de laboratorio (T = 1eV)	10	$10^{-3}$	$10^{-5}$
Plasma termonuclear (T = 10eV)	100	$10^{-9}$	$10^3$
Mancha solar (T = 0.5eV)	$10^9$	$10^{-2}$	$10^{10}$ (100 años)
Núcleo terrestre	$3 \times 10^8$	$10^{-5}$	$10^{12}$ (1000 años)

**Tabla 1.1. Algunos valores de tiempo de difusión**

En la mayoría de los casos, las propiedades de un material conductor dependen de los electrones, ya que estos tienen una gran movilidad y poca masa. La resistividad depende fundamentalmente de las colisiones entre electrones. Puesto que la frecuencia de las colisiones es función de la sección eficaz de colisión y de la agitación térmica de los electrones conductores, también lo es de la resistividad. En intervalos relativamente grandes de densidad y temperatura, las secciones apropiadas no modifican grandemente la resistividad y la dependencia de ésta con la temperatura puede ser considerada por separado. La frecuencia de las colisiones en un plasma disminuye con el aumento de la temperatura y en consecuencia la resistividad eléctrica también disminuye, a diferencia de lo que ocurre en los conductores sólidos.

El efecto neto de un campo magnético sobre un plasma se considera generalmente como la suma de una modificación de la presión ordinaria de las partículas proporcional a  $B^2/8\pi$  y una tensión proporcional a  $B^2/4\pi$ . En la figura (1.5) se muestra la manera en que esas fuerza actúan sobre un elemento de volumen del plasma. Se puede probar que estas fuerzas son proporcionales a  $B^2$ , puesto que la corriente es proporcional a  $B$  (ec. 1.12) y las fuerza son proporcionales a la corriente y al campo.



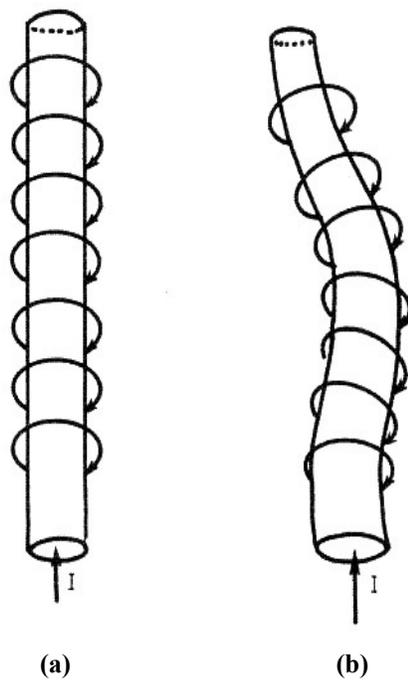
**Figura 1.5. Presión hidrostática y fuerzas de tensión equivalentes actuando sobre un plasma en un campo magnético.**

Cualquier movimiento de un plasma que no tenga por resultado cambiar su densidad, no hace que la presión

magnética efectúe algún trabajo; entonces, cualquier variación de la energía magnética total se refleja en cambios en la tensión  $B^2/4\pi$ . Cuando las líneas de campo se encogen hacen trabajo contra la tensión, por lo cual, la energía magnética aumenta.

### 1.3.4 Inestabilidades en la dinámica de un plasma (efecto *Pinch*)

Un ejemplo específico del confinamiento de un plasma es el llamado *efecto pinza* o “*pinch*” en inglés. Supongamos que una columna de plasma de radio  $a$  de baja resistividad, lleva una corriente  $I$ , esta corriente produce un campo magnético que encierra a la columna [4], como se muestra en la figura (1.6a)



**Figura 1.6. El efecto “*pinch*” en un plasma, mostrando el estado de equilibrio (a) y la inestabilidad de las alteraciones de la columna (b).**

Si las fronteras de la columna están en equilibrio, la diferencia entre la presión magnética en el exterior y la interior de la columna debe ser la presión de las partículas contenidas en éstas. Como el campo en el interior es mucho menor que el campo en el exterior, se tiene:

$$[B^2/8\pi]_{\text{fuera}} = P_{\text{dentro}} = nkT \quad (1.15)$$

donde  $n$  es la densidad total de las partículas. En la frontera de la columna se tiene que  $B_{\text{fuera}} = 2I/a$ , con lo que (1.15) se escribe como :

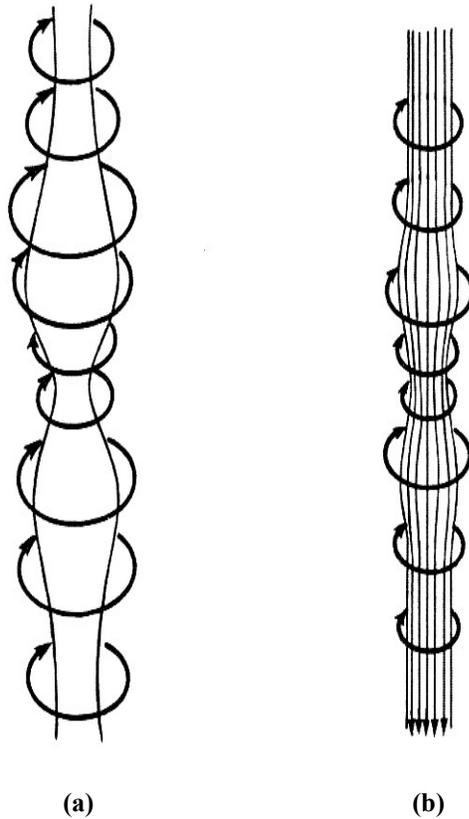
$$I^2/\pi a^2 = 2nkT \quad (1.16)$$

Para fijar ideas, en un plasma una densidad de  $n = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , lo que corresponde a una presión  $P_{\text{dentro}} \approx 1000 \text{ dinas/cm}^2$  puede producirse por un campo magnético de  $B \approx 1.6 \times 10^5 \text{ Gauss}$ . Según (1.16) para una columna de radio  $a = 10 \text{ cm}$ , dicho campo puede producirse por medio de una corriente que fluye de  $8 \times 10^6 \text{ A}$ . Entonces se puede esperar que esta corriente de plasma, produzca un campo magnético suficiente para confinar al plasma.

En la figura (1.6b) la columna de plasma se encuentra en un estado de equilibrio inestable. Si esta columna sufre un pequeño desplazamiento, el doblez formado se seguirá desarrollando. Esto sucede porque la presión magnética  $B^2/8\pi$  aumenta en el lado cóncavo de la figura y disminuye en el lado opuesto. Debido a este desequilibrio entre las presiones magnéticas, las alteraciones crecen indefinidamente hasta que la columna se rompe. La inestabilidad en las torceduras del efecto *pinch* de un plasma es un ejemplo de un grupo amplio de fenómenos de inestabilidad importantes en la dinámica de los plasmas.

Recordemos que la energía potencial y la energía cinética de un sistema en función de sus parámetros determinan si éste tiene estabilidad o inestabilidad. Por ello aunque la columna puede estar en equilibrio, cualquier desviación de la posición estable aumentará por el desnivel producido por las fuerzas magnéticas. Se puede explicar este efecto por medio de consideraciones sobre la energía, demostrando que un incremento en el desplazamiento de la columna corresponde a una disminución en la energía potencial del sistema. De cualquier manera, puesto que los desplazamientos son espontáneos en los sistemas físicos, se esperaría que las columnas de plasma fueran susceptibles a las inestabilidades, hecho que la observación hace evidente.

Volviendo a la figura (1.6), se puede observar que la columna de plasma es cóncava respecto al campo magnético que la rodea, lo cual le confiere a la columna la característica de inestable. Además de este caso, otra manifestación de inestabilidad inherente es la llamada inestabilidad de embutido, representada en la figura (1.7)



**Figura 1.7. La inestabilidad de *embutido* de un plasma confinado por efecto “pinch” (a), y la influencia estabilizante de un campo magnético longitudinal congelado.**

En este caso, a diferencia de la figura 1.6, la intensidad de campo magnético es mayor en las regiones de menor sección transversal (debido a una mayor densidad de corriente en estas zonas), lo que origina un mayor estrechamiento del plasma en esos lugares, empujando al plasma hacia las regiones abultadas sin que existan fuerzas de restitución.

## 1.4 Descargas capilares pulsadas

Para disipar grandes potencias sobre un plasma (del orden de MW), se recurre a las descargas eléctricas pulsadas, aplicadas en gases a baja presión (del orden de 5-100 mTorr) con picos de corriente del orden de KA, y duraciones del orden de  $\mu\text{s}$  [. En este tipo de descargas la corriente calienta el plasma por efecto Joule y lo comprime mediante el efecto “*pinch*” descrito en la sección anterior. Recordemos que al aumentar la temperatura del plasma, su resistividad disminuye, por ello la compresión magnética aísla al plasma de las paredes del tubo capilar, lo cual con lleva a obtener corrientes  $> 0.5 \text{ KA}$ .

La columna positiva se puede desarrollar en descargas axiales con alta densidad electrónica ( $n_e \geq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) y temperatura electrónica moderada ( $T_e \sim 1-10 \text{ eV}$ ). En el calentamiento de un plasma con estas densidades electrónicas, los mecanismos colisionales de electrones son los responsables de su distribución de velocidades, de la distribución de poblaciones en los niveles atómicos y moleculares, de las concentraciones iónicas y electrónicas dentro del plasma. Bajo estas condiciones se dice que el plasma es dominado por colisiones [21]. También la desexcitación y los procesos de recombinación radiativos influyen sobre las poblaciones iónicas pero sin permitir la recuperación térmica. Estos son los principales medios de pérdida de energía del plasma. El balance de las poblaciones iónicas y de niveles energéticos junto con las pérdidas radiativas determinan el valor de la temperatura electrónica en la columna positiva.

Terminado el pulso de corriente, el campo magnético azimutal ya no resulta suficiente para confinar el plasma, lo cual, produce que éste entre en contacto térmico con las paredes del capilar. En la etapa posterior a la descarga luminiscente el plasma se recombina rápidamente al enfriarse, produciéndose también una separación de cargas junto a las paredes del tubo capilar. En esta instancia, la evolución del plasma es controlada por el mecanismo de difusión *ambipolar* a medida que se produce la recombinación en la periferia.

## **Elementos de la teoría del láser**

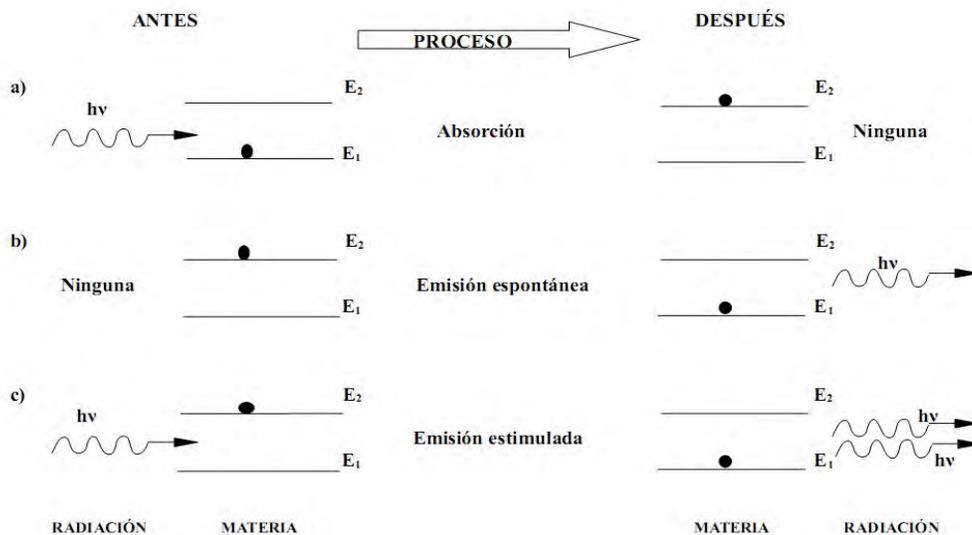
Los principios del funcionamiento del láser se describen en este capítulo. Se explican los tipos de transiciones atómicas y su relación con la alta coherencia del láser y el porqué es cuasi-monocromático. Se explican los sistemas de dos, tres y cuatro niveles; por otro lado. También, se explica el funcionamiento del resonador de dos espejos y su relación con la colimación del haz y por medio de una solución a la ecuación de onda en la cavidad, se explica la divergencia del haz. Finalmente, se da una breve introducción acerca de los modos transversales que se dan en la cavidad láser.

### **2.1 Absorción, transiciones espontáneas y estimuladas.**

La interacción entre átomos y radiación electromagnética puede conducir a la transferencia de energía entre los átomos y el campo de radiación. Cuando absorben energía los átomos pasan a estados de energía más alta, mientras que cuando emiten energía los átomos pasan a estados de energía más baja [9]. No obstante, para que la interacción tenga lugar, debe haber una proporcionalidad entre la frecuencia de la radiación  $\nu$  y la diferencia de energía entre un par o pares de estados de los átomos de acuerdo con:

$$E_j - E_i = h\nu \quad (2.1)$$

La ecuación (2.1) es la base de toda la espectroscopia. Partiendo de un estudio de las frecuencias de interacción entre átomos y radiaciones, se determinan las energías de los estados atómicos, y se crean modelos de las estructuras atómicas que posean estados de energías necesarias.



**Figura 2.1. Interacción entre materia y radiación en los procesos de (a) absorción, (b) de emisión espontánea, y (c) de emisión estimulada [10].**

En la figura (2.1 b) el sistema atómico está en un estado superior  $E_2$  respecto al estado del nivel inferior  $E_1$  y no hay alguna fuente de radiación cercana después de un tiempo  $\tau$  este sistema atómico aislado, se mueve por sí mismo a un estado de energía más bajo, emitiendo un fotón de energía  $h\nu (=E_2 - E_1)$  en el proceso. A este proceso se le llama *emisión espontánea*, dado que ninguna influencia externa desencadena dicho proceso. Normalmente la vida media  $\tau$  de la emisión espontánea por medio de átomos excitados es del orden de  $10^{-8}$ s. Sin embargo, existen algunos estados en los cuales  $\tau$  es mucho más largo  $\sim 10^{-3}$ s, a tales estados se les llama estados

meta-estables, y desempeñan un papel importante en la operación del láser. Tales tiempos de vida son debidos a que estos estados pueden emitir radiación únicamente a través de procesos que violan las llamadas reglas de selección. En la figura (2.1c) el sistema atómico está en el estado mas alto, pero esta vez está presente la frecuencia de la radiación dada en la ecuación (2.4). Como en la absorción, un fotón de energía  $h\nu$  interactúa con el sistema. El resultado es que el sistema es impulsado a su estado mas bajo, y ahora, existen dos fotones donde antes sólo existía uno; a este proceso se le llama *emisión estimulada*. Este fotón emitido es en todas sus formas idéntico al fotón “desencadenante” o “estimulante”. Tiene la misma energía, dirección, fase y estado de polarización. Además cada uno de estos dos fotones puede causar que suceda otra emisión estimulada, dando un total de cuatro fotones, que pueden desencadenar un proceso en cadena. Esta es la amplificación del acrónimo de láser.

## 2.2 Los coeficientes de Einstein y el coeficiente de ganancia

Se dice que un conjunto de átomos esta en equilibrio térmico a la temperatura T, cuando la distribución de los átomos en los diversos niveles de energía sigue la ley de Boltzmann [11]; esto es:

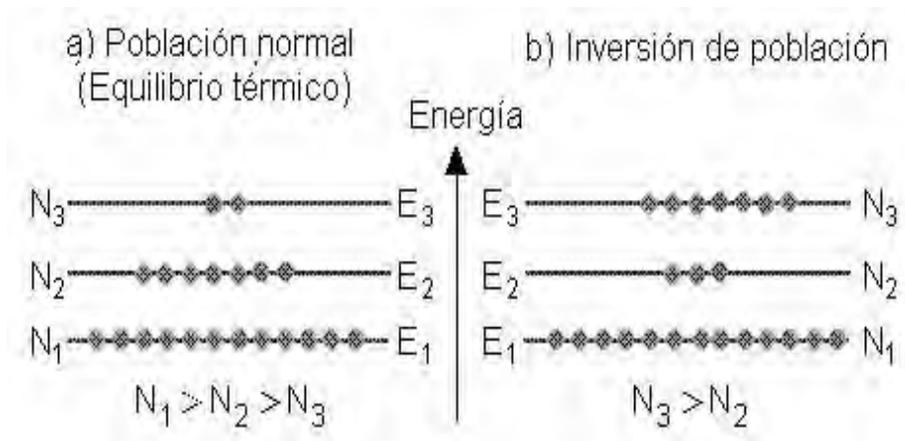
$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{\frac{(E_j - E_i)}{kT}} \quad (2.2)$$

Donde  $N_i$  y  $N_j$  son el número de átomos en los niveles i y j respectivamente, y  $g_i$  y  $g_j$  son las degeneraciones de los niveles de energía. Varios estados cuánticos diferentes pueden tener la misma energía, y nos referimos a dicho conjunto de estados degenerados como a un único nivel, así el número de estados que componen un nivel dado se llama degeneración del nivel y se simboliza habitualmente como g.

Así, según la ecuación (2.2), la población de los niveles de energía mas alta es menor que la de los niveles de

menor energía, es decir,  $N_1 > N_2 > N_3$ , esta situación es llamada *población normal*. En esta situación de población normal, un fotón que incida sobre el sistema será absorbido y excitará a un átomo a un nivel de energía más alto.

Por eso, ya que la mayoría de los átomos se encuentran en el estado base, la absorción generalmente es más probable que la emisión estimulada. Esto plantea una pregunta interesante: ¿qué pasa si un porcentaje substancial de los átomos se pudiera excitar de alguna manera a un estado superior, dejando a los estados inferiores vacíos?. Por razones obvias a este proceso se le conoce como *inversión de población*. Así, un fotón incidente de la frecuencia apropiada podría entonces disparar una avalancha de fotones estimulados (todos en fase). La onda inicial continuaría creciendo siempre que no hubieran procesos competitivos dominantes (tales como el esparcimiento) y siempre que se pudiera mantener la inversión de población, se tratará este tema más a fondo en la siguiente sección (figura 2.2).



**Figura 2.2. Población normal comparada con inversión de población**

Una inversión de población no es una situación que se obtenga por procesos térmicos; deben usarse otras técnicas para producirla.

Regresando a la ecuación (2.2), un conjunto de tales átomos que la satisfacen, permanece en equilibrio cuando interactúa con un campo de radiación de cuerpo negro también a la misma temperatura  $T$ , así para un campo de radiación que pueda crear transiciones entre los niveles  $i$  y  $j$ , siendo  $E_j > E_i$  se puede escribir:

$$\rho(\nu)N_iB_{ij} = \rho(\nu)N_jB_{ji} + N_jA_{ji} \quad (2.3)$$

Donde  $\rho(\nu)$  es la densidad de energía por unidad de volumen y por unidad de intervalo de frecuencia  $\nu$ , del campo de radiación, además la frecuencia  $\nu$  satisface (2.1). Los B y A se llaman coeficientes de Einstein, el lado izquierdo de (2.3), expresa la velocidad en que el campo de radiación lleva a los átomos en el nivel i a absorber energía y saltar al nivel j. Por (2.1), se sabe, que este valor es proporcional a la densidad de energía de radiación en la frecuencia de transición  $\nu$  y, por otro lado, al número de átomos en el nivel bajo i. La constante de proporcionalidad es  $B_{ji}$ . En el segundo miembro hay dos términos: el primer término es similar al del lado izquierdo de la igualdad, pero expresa la velocidad en que el campo de radiación lleva a los átomos en el nivel j a emitir energía y saltar al nivel i; en tanto que en el segundo miembro hay un término independiente de  $\rho(\nu)$ , éste da la velocidad con la que los átomos en el nivel j emiten radiación espontáneamente y caen al nivel i. Despejando  $\rho(\nu)$  de (2.3):

$$\rho(\nu) = \frac{A_{ji}}{B_{ij}(g_i/g_j)e^{h\nu/kT} - B_{ji}} \quad (2.4)$$

al compararla con la ley de radiación de cuerpo negro de Plank:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.5)$$

se obtiene:

$$B_{ji} = \frac{g_i}{g_j} B_{ij} \quad (2.6)$$

por otro lado

$$A_{ji} = \frac{8 \pi h \nu^3 B_{ji}}{c^3} \quad (2.7)$$

Interpretando la ecuaciones anteriores, (2.6) implica que la probabilidad de que un átomo en el estado inferior de un par de estados de energía, absorba radiación y salte al nivel superior es exactamente la misma probabilidad de que un átomo en el estado superior sea estimulado a irradiar energía y caiga al inferior. (2.7) da una relación fundamental entre la emisión espontánea de radiación por los átomos y la estimulada.

### 2.3 Láser de dos, tres y cuatro niveles

Considérese un medio en el que los átomos tienen dos niveles de energía, el estado base y un estado excitado. En tal sistema idealizado solo pueden suceder transiciones del estado base al estado excitado, y la des-excitación del estado excitado al estado base. ¿Tal sistema podría ser usado para un láser?.

Hay varias condiciones importantes que un láser debe satisfacer: la luz que emita debe ser coherente, debe ser monocromática, se desea que la salida del láser sea colimada (que el haz sea del tamaño de una puntilla de lápiz), por último es de importancia que la ganancia del láser sea lo más grande posible [9].

Comencemos por examinar la condición de coherencia: recordemos que esta condición se satisface sólo a través de la emisión estimulada; ya se ha visto que la emisión estimulada produce fotones idénticos, esto es, de igual energía y fase, y viajando en la misma dirección. Para que la emisión estimulada tenga lugar, un fotón “transeúnte” debe tener energía igual a la energía de des-excitación del átomo antes de des-excitarlo vía emisión espontánea. Normalmente un fotón emitido por emisión espontánea sirve como la “semilla” de activación para una colección de emisiones estimuladas. Sin embargo, si el tiempo de vida del estado excitado es también pequeño, entonces no habrán suficientes átomos excitados que puedan mantener la emisión estimulada. Así, el

primer punto que se necesita satisfacer es que los estados excitados tengan relativamente un gran tiempo de vida. Existen otros estados conocidos como estados meta-estables con vida del orden de los milisegundos, los cuales satisfacen el requerimiento de tiempos de vida largos. Más aún, se necesita garantizar que la probabilidad de absorción de fotones “transeúntes” sea mínima. Esta probabilidad está directamente relacionada con la proporción de átomos en estado base contra los que están en estado excitado. Mientras más pequeña sea esta proporción, es más probable que el fotón “transeúnte” produzca emisión estimulada en lugar de ser absorbido. Así, para que esta condición quede satisfecha debe crearse una inversión de población: produciendo más átomos en estado excitado que en estado base.

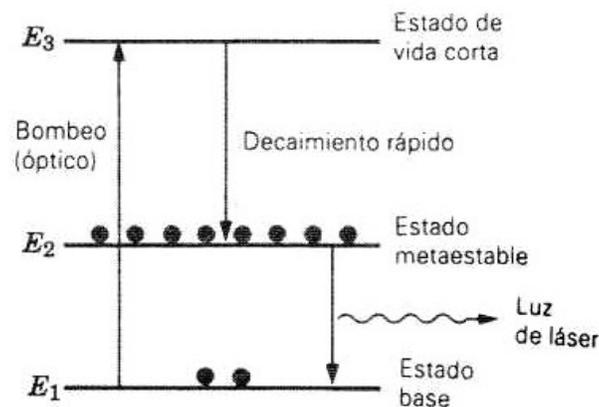
No es muy práctico llevar a cabo una inversión de población en un sistema de dos niveles [10]. Tal tarea requiere estar bombeando fuertemente transiciones que llevarán a un átomo a decaer de vuelta a su estado base. Esto resultaría similar a invertir el flujo de agua en una cascada. Aunque puede ser realizado, demandaría una gran cantidad de energía y tendría una baja eficiencia. En este sentido el bombeo para la transición haría trabajo en contra de las transiciones láser.



**Figura 2.3. Sistema atómico de dos niveles.**

Es claro, del diagrama anterior, que un átomo de dos niveles el bombeo es en, en esta forma, el láser mismo. Una vez que se ha logrado la inversión de población el sistema funcionaría como láser; pero inmediatamente terminaría, debido al aumento de más átomos en los niveles inferiores. Tal láser de dos niveles, comprende aún procesos más complicados, por ejemplo, para la acción de un láser continuo se necesita considerar un sistema de

tres niveles. De hecho, el primer láser en operación fue un láser de 3 niveles, este es el láser de rubí de Maiman. La figura (2.4) muestra esquemáticamente como se puede alcanzar una inversión de población de modo que pueda alcanzarse la acción láser. Los átomos del estado base  $E_1$  se bombean a un estado excitado  $E_3$ , por ejemplo, por la absorción de energía luminosa de una fuente intensa de espectro continuo que rodee al medio activo del láser. A partir de  $E_3$  los átomos decaen rápidamente a un estado de energía  $E_2$ . Este estado debe ser meta-estable para que ocurra la acción láser, es decir, debe tener una vida media relativamente larga contra el decaimiento por emisión espontánea. Si las condiciones son las adecuadas, el estado  $E_2$  puede volverse entonces más poblado que el estado  $E_1$ , proporcionando así la inversión de población necesaria. Un fotón de la energía correcta puede entonces activar o desencadenar una avalancha de sucesos de emisión estimulada, la cual da por resultado la producción de emisión láser. En esta modalidad de tres niveles operan un número de láseres que usan sólidos cristalinos como medio activo del láser.

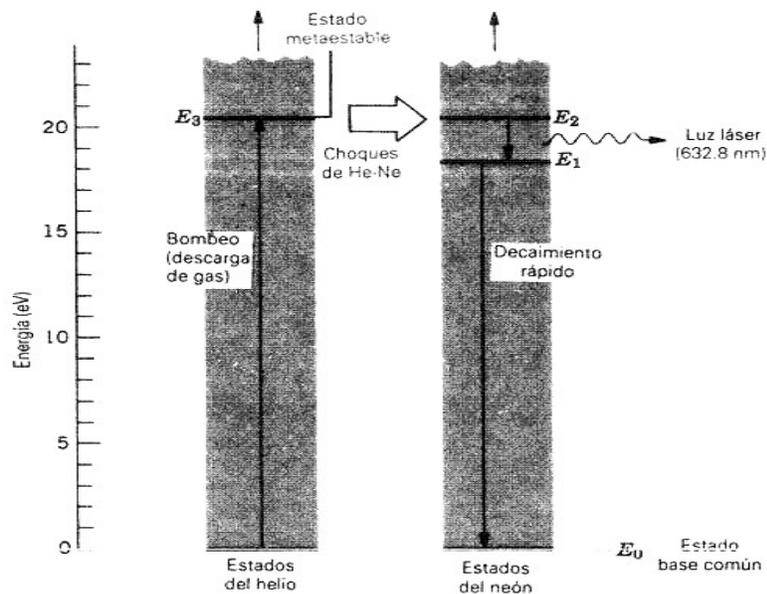


**Figura 2.4. Sistema atómico de tres niveles.**

En un láser de cuatro niveles, el nivel inferior del láser no es el estado base. Como un resultado, incluso un bombeo no muy eficiente puede producir inversión de población, siempre y cuando el nivel superior de la transición láser sea de vida más larga que el nivel inferior. Por supuesto todas estas condiciones son hechas para realizar un bombeo que maximice el número de átomos excitados. Un ejemplo de este sistema lo constituye un

tubo de descarga que contiene una mezcla 80% - 20% de gases inertes de helio y neón, siendo el helio el medio de bombeo y el neón el medio activo. La figura (2.5) es una versión simplificada de las estructuras de los niveles de estos dos átomos. Los cuatro niveles son denotados por  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ , y  $E_3$  en lugar de tres niveles como en el caso del láser de rubí.

El bombeo se realiza al producir una descarga de gas inducida eléctricamente en la mezcla de Helio-Neón. En esta descarga los electrones y los iones chocan ocasionalmente con los átomos de helio, elevándolos al nivel  $E_3$ . Este nivel es meta-estable, siendo muy poco frecuente la emisión espontánea al estado base (nivel  $E_0$ ). Por probabilidad, el nivel  $E_3$  del helio ( $=20.61\text{eV}$ ) está muy cerca del nivel  $E_2$  del neón ( $=20.66\text{eV}$ ), de modo que, durante los choques entre los átomos de helio y neón, la energía de excitación del helio puede transferirse sin dificultad al neón. De esta manera el nivel  $E_2$  en la figura (2.5) puede volverse más altamente poblado que el nivel  $E_1$  en dicha figura. Esta inversión de población se mantiene por dos situaciones: la primera porque la meta-estabilidad del nivel  $E_3$  asegura un abastecimiento de átomos de neón al nivel  $E_2$  y la segunda por que el nivel  $E_1$  decae rápidamente (por etapas intermedias que no se muestran en la figura) al estado base del neón  $E_0$ .

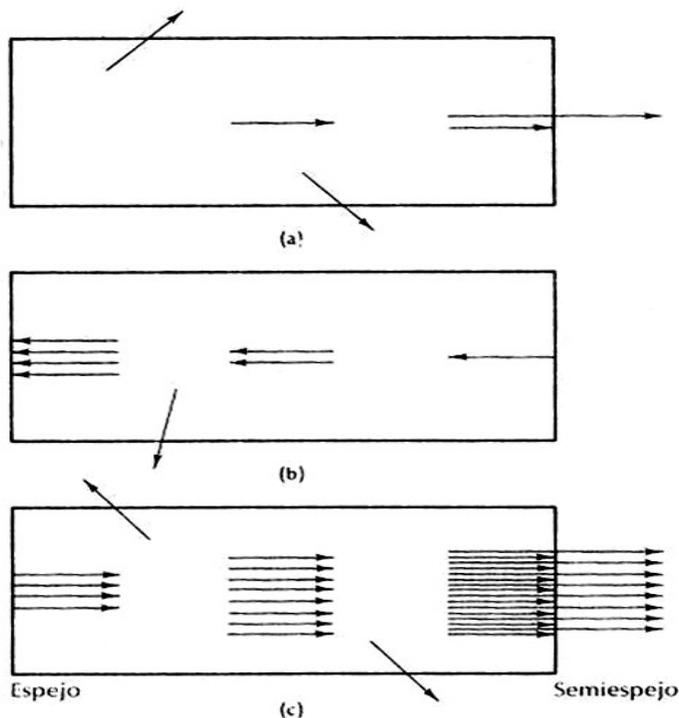


**Figura 2.5. Los niveles de energía que intervienen en la operación de un láser de He-Ne.**

De esta manera predomina la emisión estimulada del nivel  $E_2$  al nivel  $E_1$  y se genera luz láser de longitud de onda de 632.8nm (roja).

## 2.4 El oscilador Láser

Una condición de resonancia es necesaria para completar la acción láser. Esto se logra haciendo que el material sea activo en una forma cilíndrica y poniendo espejos planos paralelos en cada extremo [11]. Entonces, después de que una población invertida se prepara debido al bombeo de energía, la acción se inicia por transiciones espontáneas entre el nivel meta-estable y un nivel inferior. Un fotón emitido en una transición espontánea puede viajar en cualquier dirección, pero el que no viaja a lo largo del eje del cilindro abandona al medio activo muy rápidamente y tiene poca oportunidad para estimular emisiones posteriores (figura (2.6)). El papel del resonador es mantener una configuración deseada del campo electromagnético con relativamente poca pérdida de energía, de modo que la energía cedida dentro del campo por los átomos sea suficiente para compensar las pérdidas.



**Figura 2.6. Formación de la radiación coherente en un láser. (a)** La emisión espontánea de fotones produce algunos que escapan, y uno que viaja a lo largo del eje del láser. Antes de alcanzar el espejo del extremo, este fotón ha estimulado la emisión de un segundo fotón. Un fotón escapa, el otro es reflejado. **(b)** El fotón reflejado viaja a lo largo del eje estimulando la emisión de más fotones. **(c)** Los fotones son reflejados otra vez, y más emisiones son estimuladas antes de que algunos fotones escapen a través del extremo derecho. La intensidad de los fotones que escapan crece hasta que la rapidez de las emisiones estimuladas iguala a la rapidez de bombeo. Si el bombeo se mantiene, el láser puede operar continuamente [9].

En el caso del resonador de dos espejos, el campo óptico toma la forma de una onda estacionaria, que puede concebirse alternativamente como un rayo de onda progresiva moviéndose sucesivamente en ambos sentidos a la velocidad de la luz, entre los espejos enfrentados. Se pierde energía desde el rayo por esparcimiento (en el láser de frecuencia visible, la luz esparcida permite observar el rayo desde el costado); por absorción en los espejos, en el mismo medio láser y en cualquier ventana por la cual el rayo debe pasar; y por último por la extracción intencionada de energía que corresponde a la salida útil del láser.

Se pueden caracterizar estas pérdidas por medio de un único parámetro  $\exp(-\tau)$ , o sea, la fracción de pérdida de energía para el rayo luminoso de ida y vuelta entre los espejos. Si el medio activo ocupa una longitud  $L$  del resonador, para el caso de una línea de forma Gaussiana de ancho  $\Delta\nu$ , se obtiene [6] que los átomos irradian energía  $P_f$  por emisión espontánea (fluorescencia) en todas direcciones, a velocidad por lo menos igual a:

$$P_f = h\nu N_i A_{ij} = N_i \frac{8\pi^2 e^2 h\nu^3}{mc^3} f_{ij} \quad (2.8a)$$

donde  $f_{ij}$  es la constante del oscilador. La constante del oscilador de una transición relaciona la constante de una transición dada con la que tendría un oscilador armónico clásico con la misma frecuencia de resonancia, una única masa y carga electrónica. Y si  $\Delta n_c$  es la densidad de inversión de población crítica necesaria para mantener la oscilación láser. Para el caso de una línea Gaussiana se tiene:

$$\Delta N_c = \frac{\tau}{4L} \frac{mc}{e^2 f_{ij}} \frac{\Delta\nu}{\sqrt{(0.7\pi)}} \quad (2.8b)$$

De (2.8a) y (2.8b) se tiene:

$$P_f > \frac{2\pi^2 \tau}{L} \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{\Delta\nu}{\sqrt{(0.7\pi)}} \text{ erg/s-cm}^3 \quad (2.9)$$

El aumento de potencia de fluorescencia (y por lo tanto la energía de bombeo mínima necesaria para mantener la oscilación) con el cubo de la frecuencia emitida, dificulta progresivamente la obtención de la acción del láser en

frecuencias superiores a las del espectro visible. La expresión de la potencia de fluorescencia (ec. 2.8a) da una pequeña fracción de Watts a frecuencias ópticas.

## 2.5 Acoplamiento de salida, potencia y rendimiento

Si se bombea un láser hasta el umbral de oscilación (es un valor en el cual el número de átomos excitados es igual a la inversión de población crítica necesaria para mantener la oscilación láser) o por encima de él, es importante saber cuanta energía luminosa útil es posible extraer.

Para hallar el acoplamiento óptimo y la potencia de salida para una velocidad de bombeo dada, observamos que la pérdida total del resonador  $\tau$  es una suma de dos términos: la pérdida de energía intrínseca  $\tau_0$  en el interior del resonador y la pérdida a través del acoplamiento de salida que se puede llamar pérdida externa y simbolizarla con  $\tau_e$ . De aquí:

$$\tau = \tau_0 + \tau_e \quad (2.10)$$

Y la fracción de potencia de la radiación generada a la que emerge es la razón:

$$\frac{\tau_e}{\tau} = \frac{\tau_e}{\tau_0 + \tau_e} \quad (2.11)$$

Si se define la razón de bombeo PR como la razón de la velocidad de bombeo real R sobre la velocidad de bombeo mínimo  $R_{min}$ , se obtiene una potencia máxima de salida dada por [11]:

$$P_{salida\ max.} = h\nu R_{min} \left( \sqrt{\frac{R}{R_{min}}} - 1 \right)^2 \quad (2.12)$$

Podemos observar que una velocidad de bombeo de cuatro veces el umbral mínimo puede considerarse como

una línea divisoria en la cual la pérdida del acoplamiento óptimo de salida iguala la pérdida interna y la potencia de salida disponible alcanza el valor  $h\nu R_{\min}$ , que es exactamente la pérdida de potencia por decaimiento espontáneo de los átomos en el umbral mínimo de inversión de población en el nivel superior. Esta pérdida de potencia es por lo menos la pérdida por decaimiento radiante espontáneo en la transición láser, la cual es normalmente una pequeña fracción de 1 W para frecuencias visibles.

El rendimiento neto del láser está dado aproximadamente por la energía fotónica del láser dividida por el promedio de entrega de energía requerida por átomo bombeado hasta el nivel láser superior adecuado.

## 2.6 Resonadores ópticos y modos

Ya se comentó en la sección 2.4 que el resonador más comúnmente usado para la acción del láser está formado por pequeños espejos mutuamente enfrentados. La configuración del campo es una onda estacionaria a lo largo del rayo. La configuración transversal del rayo esta controlada por la forma y el tamaño de los espejos. Se obtiene una idea del comportamiento de los resonadores ópticos utilizando la solución de la ecuación de onda

escalar,  $\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \nabla^2 \varphi$ , para la propagación en el espacio libre de un haz de sección transversal Gaussiana,

donde  $\varphi$  representa a cualquiera de las componentes transversales del campo luminoso [11]. Las componentes longitudinales del campo, normalmente son pequeñas y despreciables. H. Kogelnik proponen la función:

$$\varphi = \frac{1}{R} e^{ikR} \quad (2.13)$$

Donde  $k = 2\pi/\lambda$ , y  $R = x^2 + y^2 + (z-iz_0)^2$ , donde  $z_0$  es un parámetro con dimensiones de longitud. Cerca del eje z:

$x^2 + y^2 \ll z^2 + z_0^2$ , se obtiene la solución:

$$\varphi \approx \frac{1}{z - iz_0} \exp \left[ ikz \left( 1 + \frac{r^2}{2(z^2 + z_0^2)} \right) - \frac{kz_0 r^2}{2(z^2 + z_0^2)} \right] \quad (2.14)$$

Esta solución aproximada de la ecuación de onda describe matemáticamente al haz representado en la figura (2.7).

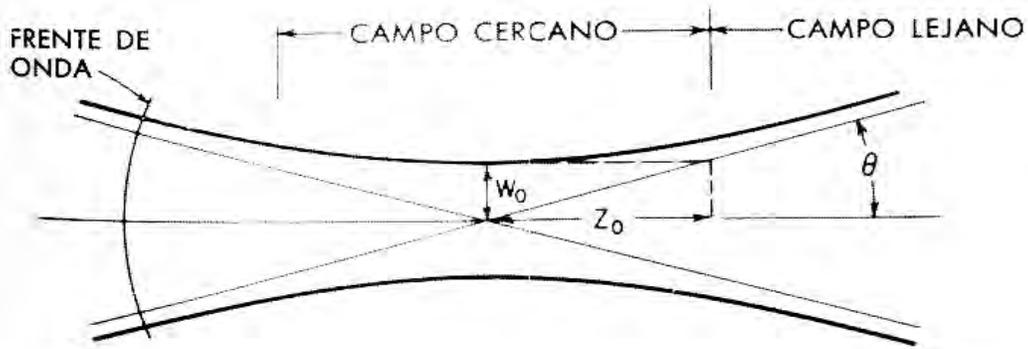


Figura 2.7. Haz que representa la solución aproximada de la ecuación de onda.

El factor  $[1/(z-iz_0)]$  estipula la conservación de la energía, dado que la integral  $|\varphi|^2$  en cualquier sección transversal perpendicular al eje  $z$  es constante e igual a  $\pi/kz_0$ ; también provee un corrimiento de fase de  $180^\circ$  al pasar el haz a través de su estrechamiento en el origen. La parte real de la exponencial  $\exp[-kz_0 r^2/2(z^2+z_0^2)]$ , da al haz una sección transversal de forma Gaussiana, donde  $r^2 = 2(z^2 + z_0^2)/kz_0$  formando un hiperboloide de una hoja. El radio del hiperboloide se llama a menudo *radio del haz*. En su estrechamiento para  $z = 0$ , radio del haz es:

$$w_0 = \sqrt{\frac{2z_0}{k}} = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (2.15)$$

con lo cual

$$z_0 = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} \quad (2.16)$$

Usando estas relaciones, se puede expresar la semi-abertura ( $r/z$ ) del cono asintótico como:

$$\theta = \frac{r}{z} = \frac{2\lambda}{\pi r_0} \quad (2.17)$$

En  $z = \pm z_0$ , en los límites de la región del campo lejano el haz se ha expandido al doble de su área mínima. Algunos valores numéricos comunes para luz verde con  $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$  son los siguientes: si  $r_0 = 0.03 \text{ cm}$  --->  $z_0 = 56 \text{ cm}$ ,  $r_0 = 3 \text{ cm}$  --->  $z_0 = 5.6 \text{ km}$ . El primer conjunto de datos es típico de un láser de gas, donde un haz de 1 mm de diámetro pasa entre los espejos separados alrededor de 1 m. El segundo conjunto de números demuestra que un haz luminoso no muy grande puede recorrer un largo trecho sin divergir apreciablemente por difracción. Finalmente, el término imaginario dentro de la exponencial suministra la fase de la onda. Los frentes de fase, superficies perpendiculares al eje  $z$  en el cual la fase es constante, son esféricos en esta aproximación, pero son convexos vistos desde el estrechamiento del haz en el origen. Sus radios de curvatura están dados por:

$$R = z + \frac{z_0^2}{z} \quad (2.18)$$

Se observa que el haz tiene un frente de fase plano en su estrechamiento,  $z=0$ . A medida que se avanza a lo largo del eje  $z$ , el radio de curvatura decrece hasta un mínimo de  $2z_0$ , en  $z=z_0$ , y luego crece sin límite al crecer  $z$ . Lejos de origen ( $z \gg z_0$ ) el haz llega a ser una onda esférica aparentemente emanada del origen.

Generalmente la cavidad óptica resonante que se usa en un láser semeja a la de un interferómetro de Fabry-Perot excepto porque su longitud es grande en comparación con el tamaño lineal de sus espejos [12], considérese la siguiente figura (2.8):

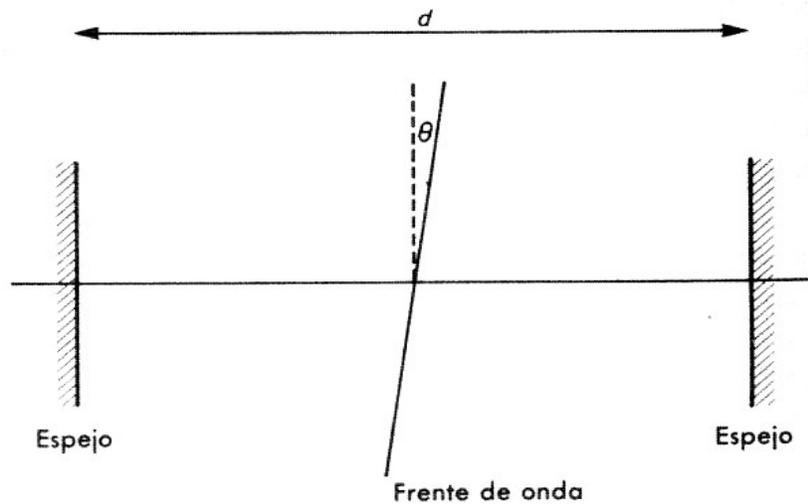


Figura 2.8. Cavity óptica con un frente de onda.

Entonces la condición para que ocurra la interferencia constructiva con la luz reflejada en forma múltiple en muchas reflexiones hacia atrás y hacia adelante es que:

$$2m \cos\theta = q\lambda = qc/v \quad (2.19)$$

Donde  $m$  es un entero de medias longitudes de onda, si se supone que la luz viaja en ambas direcciones con los frentes de onda planos y paralelos a los espejos, entonces  $\theta=0$ . De esta manera:

$$m = 2d/\lambda \quad (2.20)$$

y

$$v_m = qc/2d \quad (2.21)$$

Cada valor de  $m$  define un *modo oscilatorio longitudinal* (resonancia) distinto en la cavity, cada una con una frecuencia  $v_m$ . Los modos consecutivos están separados por una diferencia constante:

$$\Delta v = c/2d \quad (2.22)$$

Esta diferencia coincide con el inverso del tiempo de un viaje de ida y vuelta. Los modos resonantes de la cavidad, son considerablemente más angostos en frecuencia que el ancho de banda de la transición atómica espontánea normal. Estos modos, ya sea que el dispositivo se construya de manera tal que haya uno o más, serán los que se sostengan en la cavidad y por consiguiente el haz emergente está restringido a una región cercana a esas frecuencias. En otras palabras, la transición radiativa hace disponible un rango relativamente ancho de frecuencias entre las cuales la cavidad seleccionará y amplificará sólo ciertas bandas angostas y si se desea, solamente una de tales bandas. Este es el origen del carácter extremadamente cuasi-monocromático del láser.

Debido a los efectos de difracción en los espejos, y a la dispersión, se tiene  $\theta \neq 0$  y no se puede mantener la suposición de frentes de onda planos y siempre habrá luz que viaje en direcciones distintas a las del eje. Dado que los modos se generan principalmente por los efectos de difracción en los espejos, sus frecuencias se calculan, tomando en cuenta la forma y tamaño de los espejos (esto se discutirá más en detalle en el capítulo 4).

Además de los modos longitudes o axiales de oscilación, que corresponden a las ondas estacionarias formadas a lo largo de la cavidad o eje  $z$ , se pueden sostener también modos transversales [13]. Ya que los campos son casi normales a  $z$  se conocen estos como modos  $TEM_{mn}$  (transversales, eléctricos y magnéticos). Los subíndices  $m$  y  $n$  son el número de líneas nodales transversales en las direcciones  $x$  e  $y$  a través del haz emergente. Cada uno de tales arreglos está asociado con un modo TEM -Del ingles: “*Transversal Electric Mode*” (figura (2.9)). El orden más bajo, o modo transversal  $TEM_{00}$  es quizá el más ampliamente usado y esto por varias razones: la densidad de flujo es idealmente Gaussiana sobre la sección transversal del haz; no hay corrimientos de fase en el campo eléctrico a través del haz como los hay en otros modos y, por lo tanto, es por completo espacialmente coherente; la divergencia angular del haz es más pequeña y se puede enfocar en el punto más pequeño. Hay que destacar que la amplitud en este modo en realidad no es constante sobre el frente de onda y en consecuencia es una onda no homogénea.

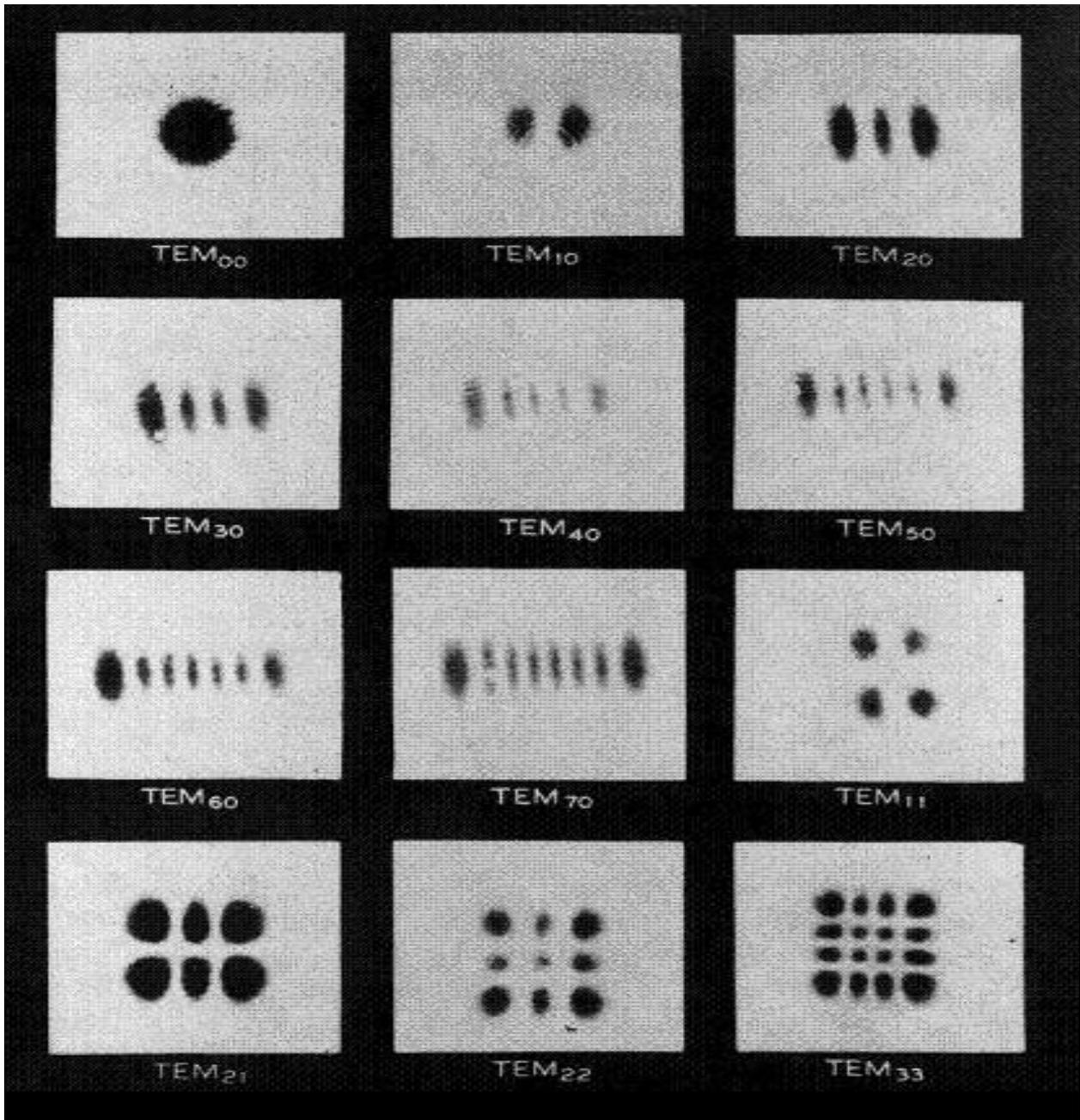


Figura 2.9. Patrones de Modos. Sin las débiles franjas de interferencia, esta es la forma en la que se ve el haz en sección transversal.

## **Construcción de un circuito para generar descargas pulsadas eléctricas**

El término "descarga gaseosa" se originó en la descarga de un capacitor en un circuito en el cual existe una separación entre dos electrodos inmersos en un medio gaseoso [5]. Si el voltaje es lo suficientemente alto, se produce la ruptura dieléctrica del gas, formándose un estado ionizado. Así, el circuito está cerrado y el capacitor se "descarga". Posteriormente, el término "descarga" fue aplicado a cualquier flujo de corriente eléctrica en un gas ionizado, y a cualquier proceso de ionización del gas por el campo eléctrico aplicado. Este capítulo describe los dispositivos eléctricos y electrónicos construidos y utilizados que conforman el sistema de bombeo para el láser. El circuito descrito en este capítulo, carga lentamente a un capacitor y después, al cerrar un interruptor, éste se descarga al tubo de gas Xe, en tiempos mucho más cortos que los tiempos de carga del capacitor.

### **3.1 Construcción de capacitores de alta tensión y baja inductancia**

Los capacitores de alta potencia y baja inductancia son generalmente usados en aplicaciones de alta energía donde se requieren altas corrientes. Los láseres de gas pulsados utilizan como método de bombeo para el medio activo las descargas de alta energía producidas por capacitores de potencia [11]. Es por ello, que en la construcción del láser de Xe, se hará uso de este tipo de capacitores.

### 3.1.1 Capacidad

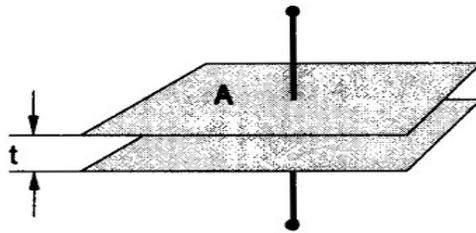
Un capacitor es un dispositivo eléctrico que consiste de dos conductores separados por un medio aislante o dieléctrico. Por definición, la capacidad de un capacitor es la razón entre la carga en uno de sus conductores y la diferencia de potencial entre ellos. Por lo tanto, la capacidad  $C$  de un capacitor se define como [14]:

$$C = Q/V \quad (3.1)$$

Donde  $Q$  es la carga del conductor,  $V$  la diferencia de potencial entre los electrodos.

### 3.1.2 Capacitor de placas paralelas

Un capacitor de placas paralelas consiste en dos láminas metálicas planas de área  $A$  separadas por una distancia  $t$  como se muestra en la figura (3.1). El espacio entre las placas se supone completamente ocupado por un medio dieléctrico.



**Figura 3.1. Configuración de un capacitor de placas paralelas.**

Si las dimensiones de la placa son grandes respecto de  $t$ , se puede despreciar la deformación del campo eléctrico en los extremos de las placa [14], y el valor de la capacidad se expresa como:

$$C = \frac{\epsilon A}{t} \quad (3.2)$$

Donde  $\epsilon$  es la permeabilidad del medio dieléctrico en [F/m].

### 3.1.3 Capacitores de película

Estos dispositivos (FK o film capacitors), en general poseen dieléctricos de plástico. Los materiales más usados son el poliester (PET), el polipropileno (PP) y el poliestireno (PS) [14].

Poseen muy bajas pérdidas de dieléctrico y una característica de capacidad en función de la frecuencia muy estable. Son los más apropiados para su utilización en supresión de interferencia electromagnética EMI. Los capacitores de película están divididos en tres grandes categorías:

#### 1. Metalizados

- MKT (poliester)

- Manejo de pulsos de corriente: Del orden de las decenas y unas pocas centenas de Ampere
- Auto-curación\*
- Recomendado para: uso general en electrónica de consumo e industrial, bloqueo de DC, acoplamiento de señal, circuitos lógicos, timers, supresión de EMI.

- MKP (polipropileno)

- Manejo de pulsos de corriente: Del orden de las centenas de Ampere
- Auto-curación
- Bajo factor de disipación
- recomendado para: video, medición y control, supresión de EMI

#### 2. Láminas de metal

- KT (poliester)

- KP (polipropileno)

- KS (poliestireno)

#### 3. Combinados (compuestos por láminas metalizadas y sin metalizar)

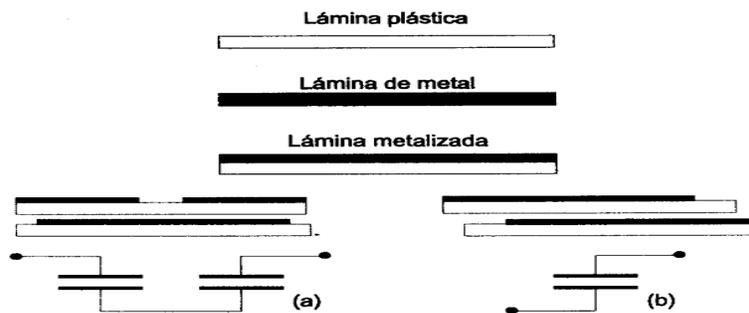
- MFP (Polipropileno)

---

\* Si una rápida descarga del capacitor quema la aislación de los electrodos (láminas metalizadas), la capacidad del mismo disminuye en menos de 100pF pero no se produce corto circuito.

- Manejo de pulsos de corriente: Desde las centenas de Ampere hasta varios kA
- Auto-curación
- Recomendado para: fuentes conmutadas, *snubbers*, corrientes pulsadas altas, circuitos de RF

Los capacitores metalizados, mostrados en la figura (3.2) constan de delgadas capas de recubrimiento metálico depositadas sobre una película plástica. Reciben un prefijo M en el código de identificación correspondiente (MKT y MKP).



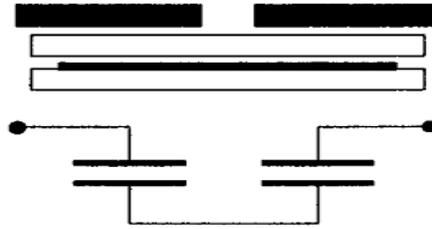
**Figura 3.2. Construcción y conexión interna de los capacitores MKT y MKP (a) conexión en serie y (b) conexión simple.**

Los capacitores con láminas de metal, como lo muestra la figura (3.3), poseen láminas plásticas como dieléctrico entre láminas metálicas que actúan como electrodos.



**Figura 3.3. Construcción y conexión interna para los capacitores KS y KP.**

Los denominados combinados, figura (3.4), poseen capas metalizadas y láminas de dieléctrico y metal por separado (MFP).



**Figura 3.4. Construcción y conexión interna para capacitores del tipo MFP.**

El auto-curado en los capacitores de película metálica (*self healing*) es una característica muy ventajosa respecto a los capacitores de lámina metálica. Esta propiedad permite aprovechar al máximo de rigidez dieléctrica del material aislante, aumentándose la relación capacidad/volumen, mientras que los capacitores de electrodo laminado deben diseñarse con un margen de seguridad para evitar cualquier posible fallo en el dieléctrico.

### **3.1.4 Construcción de capacitores de lámina de metal y lámina de poliéster (mylar)**

La intención de esta sección es la de funcionar como una breve guía que permita la construcción de capacitores de alta tensión y bajo costo. Aunque sus valores de inductancia no sean tan bajos debido al diseño, se comprobó su alta repetitividad en los valores de corriente a diferentes frecuencias de descarga. Los efectos de la inductancia intrínseca (ver apéndice A) no son de consideración, pues fueron comparados con las corrientes de descarga producidas por un capacitor comercial de baja inductancia.

Se realizó la construcción de capacitores de potencia de baja inductancia, los cuales pueden soportar una tensión de hasta 21 kV pico y tienen una inductancia entre 3 y 4  $\mu\text{H}$ . Esta medición fue realizada con un medidor LCR marca Fluke de 1 MHz modelo PM6306. Los capacitores fueron construidos con materiales de bajo costo pero alta durabilidad como lo demuestran las pruebas a las que fueron sometidos: carga y descarga desde 1 kV hasta 19 kV. La figura (3.5) muestra el proceso de construcción de los capacitores y los materiales usados:

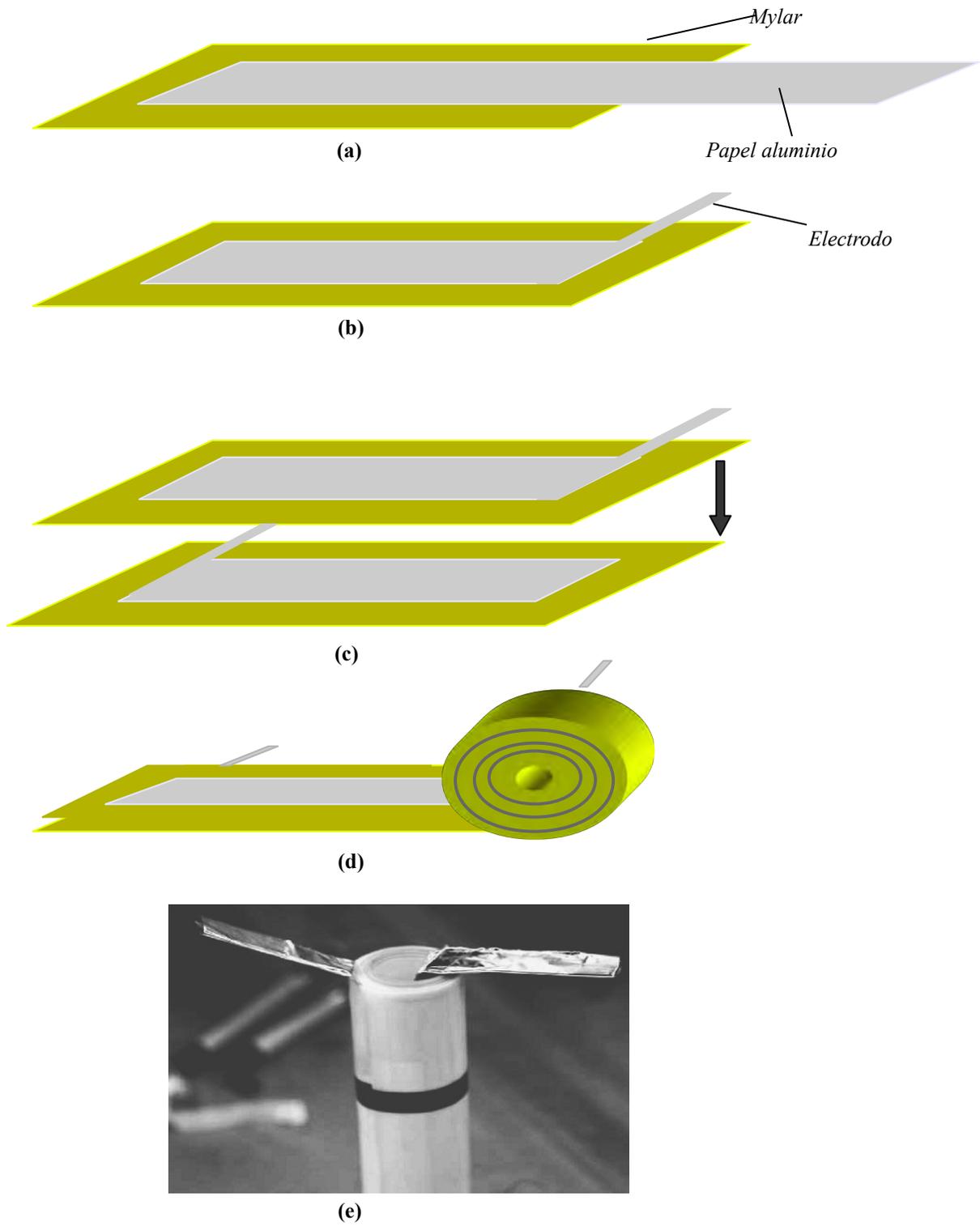


Figura 3.5. Proceso de construcción de un capacitor de lámina de poliéster (mylar) y lámina de metal.

A continuación se describirá el proceso de construcción de la figura 3.5. (a) Muestra como se extiende el papel aluminio sobre el mylar tomando en cuenta centrar bien el papel aluminio sobre el mylar. Además hay que dejar sobrada una parte del papel aluminio para poder hacer los dobleces necesarios y obtener los contactos de la misma lámina metálica. De esta manera no se requiere soldar un contacto externo al papel aluminio y garantizar un contacto lo suficientemente grueso para que no se rompa fácilmente. (b) Muestra como se obtiene un contacto de la misma lámina de aluminio. Esta debe sobresalir lo suficiente de la lámina de mylar para obtener un contacto lo suficientemente grueso para que no sea muy frágil. En (c) se observa como se unen las dos placas que formaran el capacitor, es decir, cada placa del capacitor está formada por una lámina de mylar y una lámina de metal separadas como en la figura (3.3). En (d), se observa como deben enrollarse las placas del capacitor formadas en (c) de manera de mantener la forma de un capacitor de placas paralelas en todo momento. Finalmente, (e) muestra la forma que adquiere el capacitor con sus contactos hechos del mismo papel aluminio que forma sus placas, de esta manera se garantiza una buena conexión del capacitor con los elementos externos. Aunque no se muestra en la figura (3.5), es muy importante el que no se formen en ningún momento rugosidades en el papel aluminio pues esto disminuye el tiempo de vida de capacitor, ya que algunos picos de tensión pueden llegar a perforar el mylar por efecto corona en esas zonas.

Pero aún faltan unos detalles importantes antes de poner a prueba el capacitor, estos son:

i) *Un recipiente donde colocar al capacitor.* Esta parte se realizó mediante tubos de resina sintética de policloruro de vinilo o PVC, que además de su bajo costo son fáciles de conseguir y de ajustar a las condiciones de un recipiente. En este caso se utilizaron tubos de 6pulgadas de diámetro y 50cm de alto.

ii) *La refrigeración del capacitor.* Debido a la alta potencia de operación del capacitor, los efectos térmicos sobre las láminas de poliéster son de consideración, por lo cual, se usa generalmente aceite mineral (del que se usa en los transformadores) como refrigerante. Además, el aceite aumenta la constante dieléctrica entre las placas metálicas del capacitor evitando así que las placas de poliéster sean el único medio que separe a las placas metálicas y aumentando así la capacitancia del mismo.

Es importante resaltar que las partes que se unan para formar al tubo recipiente, deben ser unidas con pegamento para PVC y por lo menos dejar que se seque con los rayos del sol por unos 3 días para evitar cualquier tipo de fugas de aceite. El aspecto del tubo así construido se muestra en la figura (3.6b).

Tomando en cuenta los comentarios anteriores, finalmente el capacitor adquiere el aspecto mostrado en la figura (3.6):



**Figura 3.6. Apariencia final del capacitor construido.**

Debe resaltarse que los contactos hechos en la figura (3.5) no son los que se utilizan para las conexiones con los demás elementos del circuito, pues todavía son frágiles. Se deben conectar las terminales de papel aluminio a otras terminales, pero ahora de lámina de cobre más gruesa (pero maleable); el contacto se realiza por medio de tornillos y turcas entre las terminales. De esta manera las terminales del capacitor son más rígidas y se garantiza un mayor tiempo de vida de las mismas, como se observa en la figura (3.6a).

Para finalizar esta sección, hay que mencionar un aspecto importante sobre los picos de tensión. El circuito de descarga (del que se hablará en la siguiente sección) no cuenta con protección para picos de tensión transitorios proveniente de la línea [15]. Esto es debido a que el aislamiento del capacitor puede ser destruido por pulsos transitorios. Por lo que, dependiendo de los voltajes de operación se sugiere poner de dos a tres capas de mylar para cada placa de metal en la construcción del capacitor de esta manera se garantiza un muy buen aislamiento

del capacitor y mayor voltaje de operación. Adicionalmente, hay que tener en cuenta que, según la ecuación (3.2), el valor de la capacitancia disminuirá mientras más grande sea la separación entre las placas del capacitor, además de que su volumen también aumentará. Para capacitores de una sola lámina de mylar, de  $15 \times 10^{-3}$  pulgadas de espesor, el mayor valor de voltaje rms de operación fue de 17 kV, en tanto que para capacitores de doble lámina de mylar con espesor de  $15 \times 10^{-3}$  pulgadas su voltaje de ruptura se encuentra por arriba de los 19 kV rms.

Todos los materiales usados en la construcción de los capacitores se consiguen fácilmente, además son de bajo costo.

Se construyeron varios capacitores de diferentes valores: 80 nF, 120 nF, 140 nF, 260 nF, 240 nF, 170 nF de lámina simple de mylar de  $15 \times 10^{-3}$  pulgadas, y 1 capacitor de doble capa de mylar de  $15 \times 10^{-3}$  pulgadas con valor de 50 nF.

### **3.2 Construcción de una fuente para el cargado de capacitores**

Antes de comenzar con la construcción de la fuente de carga de los capacitores antes construidos, deben tenerse en cuenta las condiciones necesarias para la excitación del medio activo, en el presente caso Xe atómico. Según [16], estas condiciones para algunos gases nobles neutros e iónicos (Xe, Kr) son:

$$\text{i) } V_{\max} = 40\text{kV}$$

$$\text{ii) } I_{\max} = 3\text{kA}$$

#### **3.2.1 Circuitos típicos para descargas eléctricas en gases**

Existen dos tipos básicos de fuentes utilizadas para excitar columnas de gas; unas que entregan energía en forma continua, y otros que entregan energía a base de pulsos.

Debido a las altas potencias requeridas para el Xe, se construirá una fuente de descargas pulsadas, la cual

mantiene el estado de excitación del gas por un corto tiempo ( $\sim \mu s$ ), y posteriormente el gas vuelve a sus estado inicial.

De los métodos para excitar un láser pulsado, el más común y el de mejor rendimiento, consiste en descargar un capacitor a través del tubo de gas, con el que se da lugar a un oscilador de relajación.

El oscilador de relajación basa su operación en la propiedad de resistencia negativa [17] del medio activo (gas); el diagrama característico del sistema empleado se muestra en la siguiente figura:

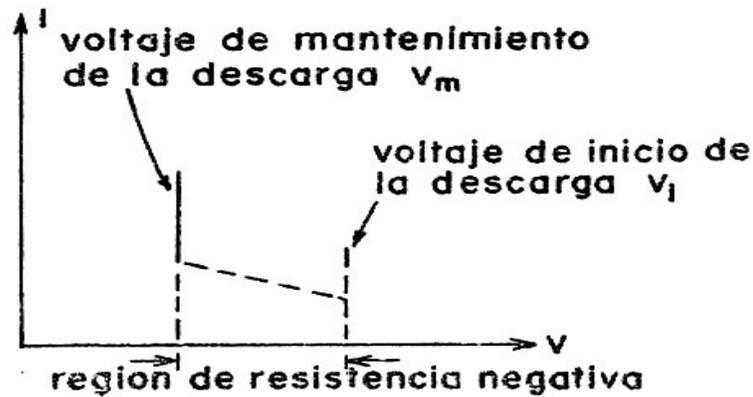


Figura 3.7. Diagrama de corriente contra voltaje.

Las características de voltaje y corriente para el tubo de gas, así como la forma de la onda que produce el oscilador, están dadas en los diagramas de la figura (3.8):

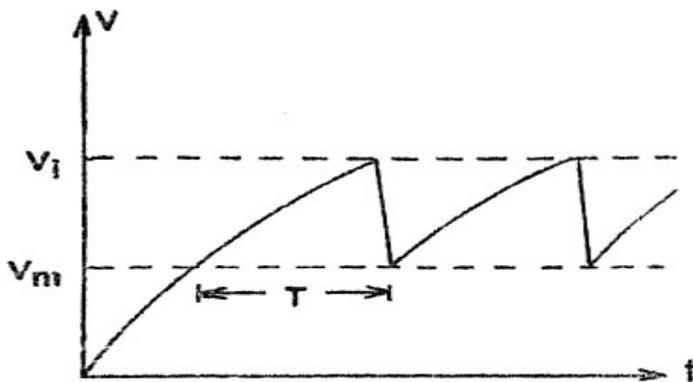


Figura 3.8. Diagrama de voltaje contra tiempo.

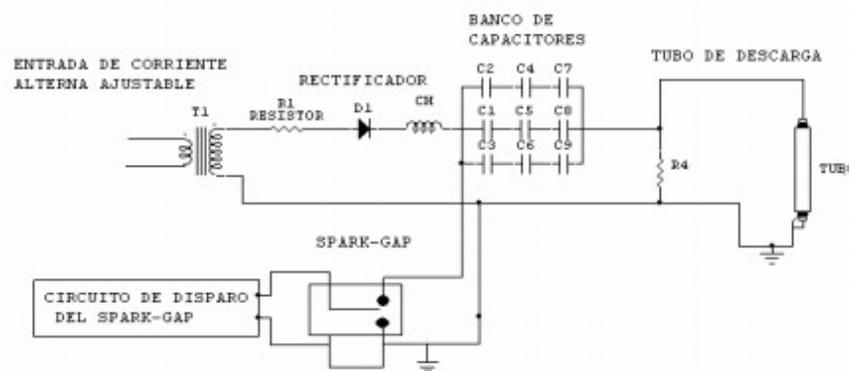
La frecuencia de un oscilador de relajación está dada por la siguiente ecuación:

$$f = \frac{1}{\tau \ln\left(\frac{V - V_m}{V - V_i}\right)} \quad (3.3)$$

donde  $\tau = RC$  es la constante de tiempo del circuito, y  $V$  es el voltaje de la fuente. En el caso de los láseres es costumbre utilizar un circuito disparador para estabilizar la frecuencia de disparo, ver figura (3.9). Esto exige que el período del disparador sea menor que el valor  $RC$  del circuito de excitación; así, la frecuencia puede ser a lo más:

$$f = \frac{1}{2\tau} \quad (3.4)$$

Las fuentes más usadas tradicionalmente para descargas eléctricas [15] pulsadas de alta tensión, tienen los siguientes elementos que se muestran en la figura (3.9):

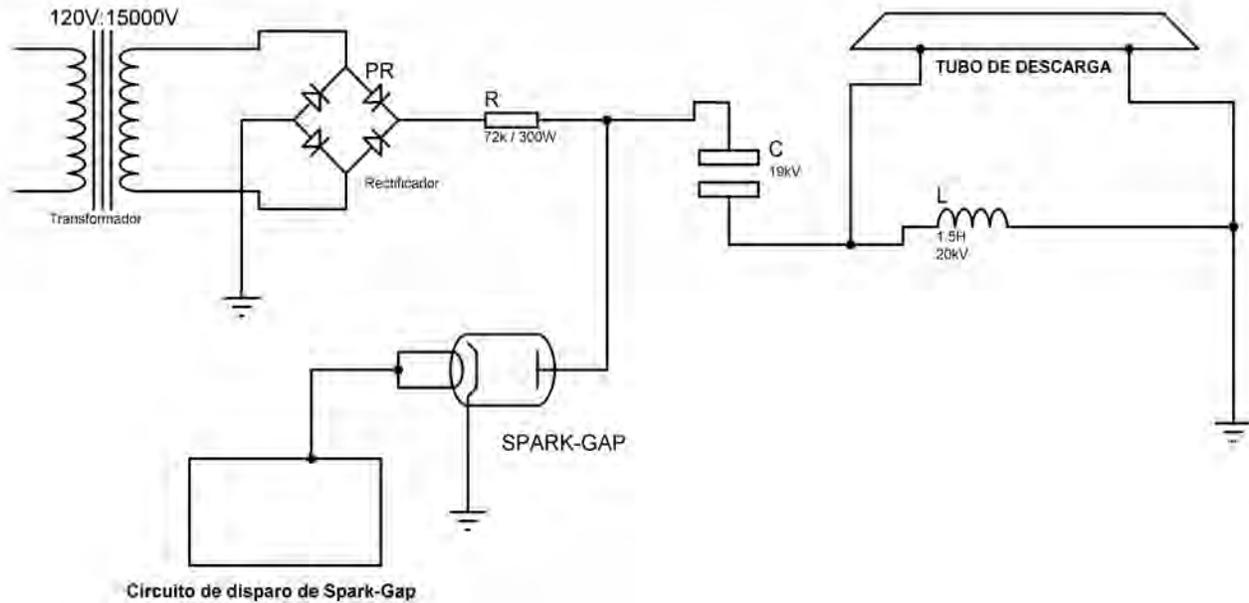


**Figura 3.9. Esquema de una fuente tradicional para descargas eléctricas pulsadas a través de un tubo.**

### 3.2.2 Los elementos del circuito

En la figura (3.9) se muestran varios elementos que constituyen la totalidad de un circuito de descargas pulsadas [1]. La parte del Spark-Gap (el elemento de descarga por chispa) y su circuito de activación (o de disparo) se

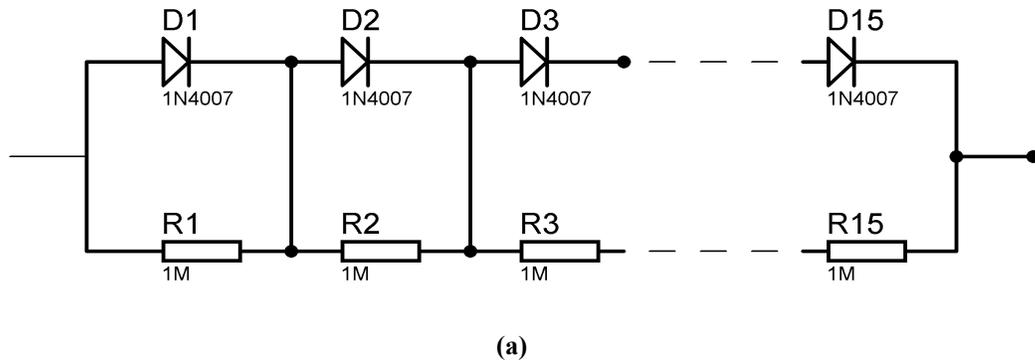
describirán en las secciones siguientes, así como la función de resistencia R4 que puede sustituirse por una bobina. En esta sección se describirá la función de los demás elementos. En la figura (3.10), se muestra el circuito usado para hacer las descargas eléctricas en el presente trabajo, esta configuración fue propuesta por Polloni en 1976 [1]:



**Figura 3.10. Circuito para generar descargas eléctricas en Xe**

El transformador de voltaje usado, se alimenta con la toma de corriente del laboratorio que está controlada por un Variac de 0 a 120V. El transformador tiene las características de salida (en el secundario) de  $15000V_{rms}$  a 100 mA. Dado que un rectificador de onda completa funciona como dos rectificadores de media onda superpuestos, se convierte la tensión AC en DC; además de que *la tensión del secundario del transformador se usa en su totalidad* [14]. Es por esto que en la construcción de la fuente se usa este puente rectificador en lugar del uno de media onda. El puente rectificador de onda completa consta de un arreglo, por cada rama, de 30 diodos 1N4007/1kV, los cuales a su vez están conectados en paralelo con resistencias de 1M. La función de las resistencias es la de distribuir uniformemente la tensión entre todos los diodos y disipar la corriente inversa generada por los armónicos de la línea para proteger a los diodos. El diagrama se muestra en la figura (3.11a), en

tanto que, en la figura (3.11b) se pueden observar las ramas del rectificador inmersas en aceite mineral. En la figura (3.11c) se observa el recipiente y acabado exterior del rectificador.



(b)



(c)

**Figura 3.11. Diseño y construcción del un puente rectificador de onda completa.**

La resistencia de carga del capacitor fue inicialmente de agua desmineralizada, esta conformada por un cilindro de teflón de 25 cm de longitud y 3 pulgadas de diámetro con tapas de latón roscadas que cierran bien el interior de la resistencia. El valor de la resistencia se controlaba agregando pequeñas cantidades de sulfato de Cobre ( $\text{Cu}_2\text{SO}_4$ ), las cuales aumentan la conductividad de ésta resistencia. Pero debido a que el calentamiento de la misma disminuye el valor de la resistencia se optó por construir una resistencia de alambre (varias resistencias cerámicas en serie).

La resistencia de la figura (3.12) tiene un valor adecuado para fijar el tiempo de carga del capacitor. Además de

limitar el valor de la corriente, ésta protege al transformador; por ello se eligió un valor de  $80\text{k}\Omega$  para la resistencia. Esta resistencia esta formada por un arreglo de 10 resistencias cerámicas de  $7.5\text{ k}\Omega$ , y 4 resistencias de  $1.5\text{ k}\Omega$ , todas de  $25\text{ W}$  de potencia, es decir, la resistencia final medida es  $80.6\text{ k}\Omega$  a  $350\text{ W}$ .

En la figura (3.12a) se muestra el arreglo usado para formar la resistencia de carga de los capacitores. En tanto que, la figura (3.12b) muestra la apariencia de la resistencia. Se puede observar que, otra vez, todos los elementos están inmersos en aceite de transformador para su mejor aislamiento y refrigeración. Por otro lado, el propósito de construir una resistencia de potencia de esta forma es el de disminuir el costo de la misma, pues una sola resistencia de  $300\text{W}$  de potencia tienen un costo muy elevado.



(a)



(b)

**Figura 3.12. Apariencia de la resistencia de potencia construida.**

### **3.3 Diseño y construcción de un *Spark-Gap* para la descarga de los capacitores**

Un “*Spark-Gap*” es un interruptor de alta tensión, el cual consta de dos electrodos y de un activador “*trigger*”, que es generalmente una bujía que es la encargada de activar la descarga entre estos dos electrodos. Al producir una pequeña descarga cerca de un electrodo se desencadena una descarga entre los electrodos principales. Así, la descarga del activador se realiza externamente por un circuito de disparo, de esta manera puede controlarse la descarga eléctrica entre los electrodos [17].

Generalmente los electrodos y el activador están hechos de metal duro encapsulados en un material cerámico o

de acrílico presurizado y sellado en sus extremos para mantener la presión en el interior. Un *Spark-Gap* cerámico como el mencionado anteriormente se muestra en la figura (3.13). Se trata del modelo GP-46B fabricado por *PerkinHelmer Optoelectronics* [18]. La parte que parece un gancho es el activador, en tanto que las dos placas metálicas son los electrodos.



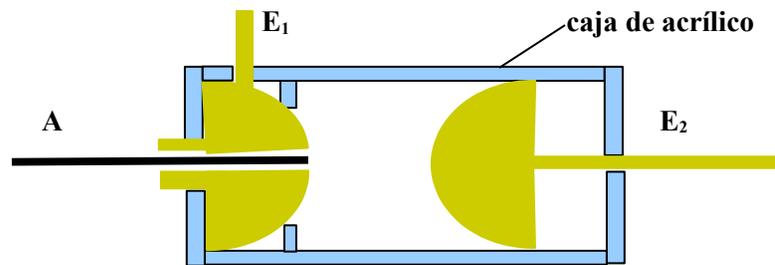
**Figura 3.13. Modelo de un *Spark-Gap* comercial Metal-Cerámica.**

Este modelo tiene las siguientes características [32]:

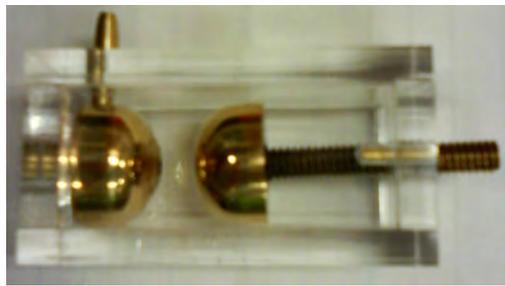
- Rango útil tensión: 8 kV min. hasta 20 kV max.
- Voltaje mínimo para cerrar el circuito (activador): 10 kV
- Tiempo de vida: De 5,000 a 20,000 disparos, para 7.5 kA<sub>pico</sub> y 0.2 Coulomb
- Voltaje de auto-descarga (sin activador): 25 kV

Estos *Spark-Gaps* están generalmente caracterizados por picos de corriente de decenas a miles de amperes, tiempos de retraso de decenas de nanosegundos, resistencias de arco de decenas de miliohms e inductancias de 5 a 30 nH. Esta clase de *Spak-Gap* es ideal para láseres de gas, entre otras aplicaciones. Inicialmente se realizó la construcción de un *Spark-Gap*, cuyos electrodos son de latón y el activador es una pequeña bujía (cable aislado). Este se encuentra encapsulado en una caja de acrílico, y además está a presión ambiente. La figura (3.14a) se muestra el diagrama del mismo, en tanto que la figura (3.14b) muestra físicamente el *Spark-Gap* construido. Hay

que destacar una característica importante de este modelo, pues puede variarse la separación “*Gap*” entre electrodos. Esto permite diferentes rangos de operación de mismo: de acuerdo con la fuente de descarga construida. Se encontraron rangos de operación desde los 6 (aprox. 1.7 cm de distancia entre electrodos) hasta los 20 kV (aprox. 3.5 cm de distancia entre electrodos)



(a)



(b)

**Figura 3.14. *Spark-Gap* construido. (a) Muestra el diseño, visto en sección transversal donde A es el activador (*trigger*), E<sub>1</sub> y E<sub>2</sub> son los electrodos. (b) Muestra el *Spark-Gap* terminado, puede observarse como el electrodo E<sub>2</sub> puede variar su separación con respecto al otro electrodo, para determinar el rango de operación donde se requiera usar.**

Aunque no se muestran aquí los resultados, se compró, experimentalmente, que las señales obtenidas por cada *Spark-Gap* son prácticamente iguales (tanto en duración como en amplitud). De esta manera, no hay una preferencia por la utilización del *Spark-Gap* comercial o del diseñado por el grupo del laboratorio.



La parte de la salida de pulsos en la figura (3.15) indica que la señal de salida es la señal de la línea de 120 Vac pero modulada por una señal TTL de 1, 2, 3, 4, 5 ó 6 Hz que produce el microprocesador.

A diferencia del circuito 1, el circuito 2 de la figura (3.16) puede generar hasta 7 pulsos por segundo. Además, tiene una pantalla LCD que muestra la frecuencia de disparo, y un interruptor en secundario que pone al circuito en modo de espera o *stanby*. La frecuencia de los pulsos de salida también es controlada por medio de un botón como en el circuito 1. En este circuito también, la parte de la salida de pulsos indica que la señal de salida es la señal de la línea de 120 Vac pero modulada por una señal TTL de 1, 2, 3, 4, 5, 6 ó 7 Hz que produce el microprocesador.

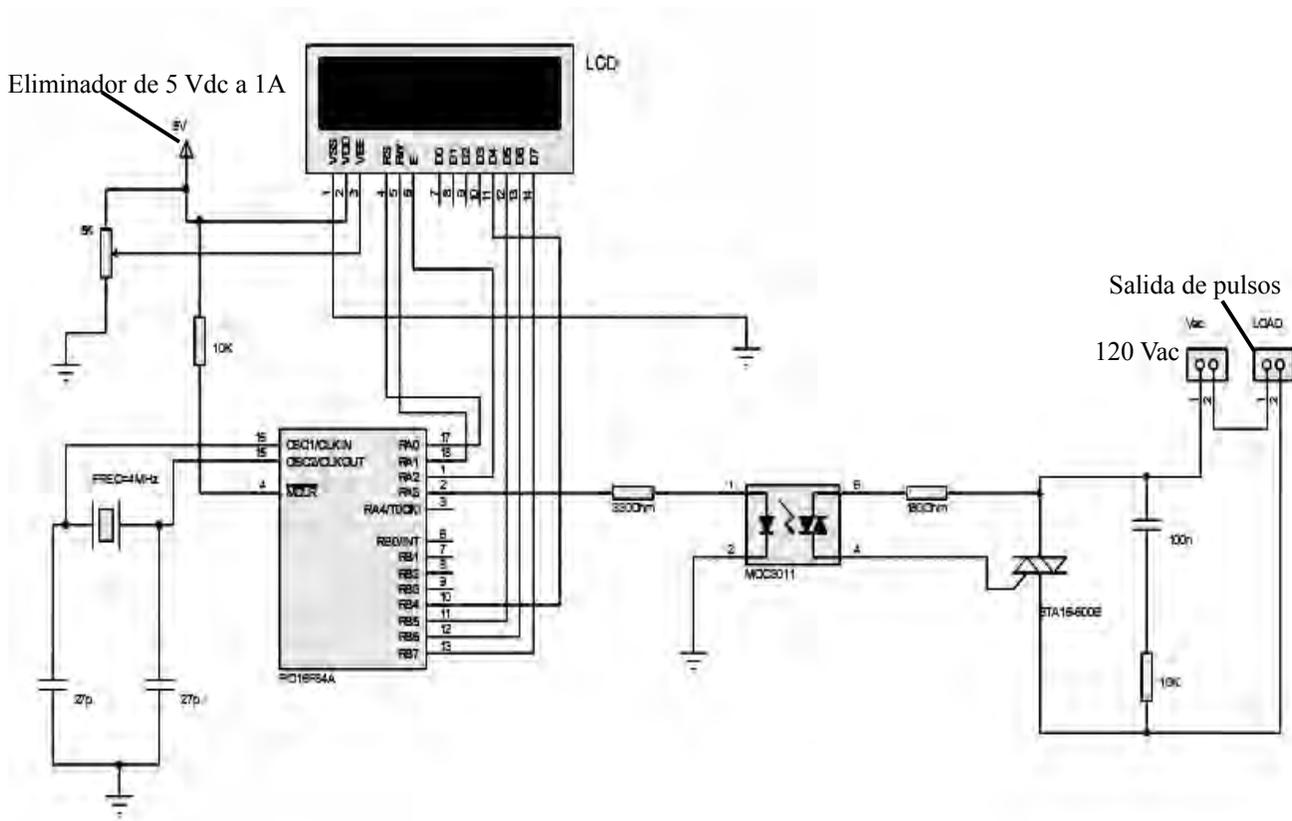
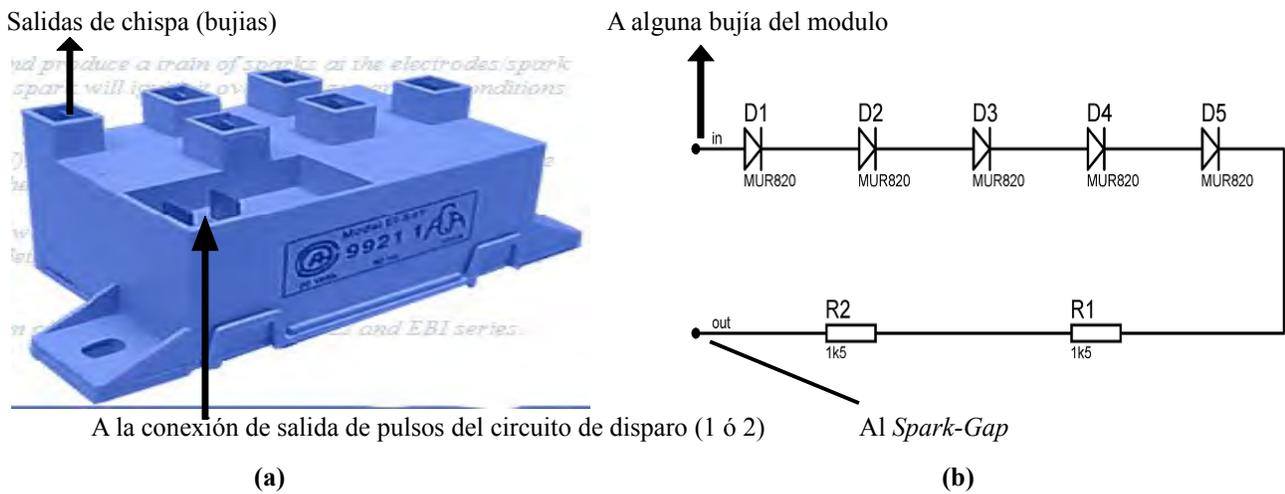


Figura 3.16. Circuito de disparo 2.

Como ya se habrá podido advertir, estos circuitos sólo sirven para generar pulsos de tensión de la línea de 120 Vac. Pero el circuito que hace funcionar al activador (*trigger*) del *Spark-Gap*, es un generador de chispas ó “modulo” de estufa. Estos poseen un voltaje de chispa cercano a los 14 kV, recordando que el voltaje mínimo

para cerrar el *Spark-Gap* es de 10 kV. Este valor de voltaje se consiguió por medio de un “módulo” de chispa marca ELTEC; en la figura (3.17a) se muestra el “módulo” utilizado para hacer funcionar el activador del *Spark-Gap*. Por otro lado, la frecuencia de interrupción de los circuitos anteriores está limitada por la “frecuencia natural” de descarga del propio “módulo”, la cual se encuentra alrededor de los 7 Hz. Además, debe considerarse la protección del mismo módulo debido a la conmutación del activador. Para ello se construyó un arreglo de resistencias (3.3k $\Omega$ ) y diodos rápidos de alta tensión (1kV) conectados en serie. Estos tienen la finalidad de proteger al módulo e incluso a los circuitos de disparo, de las altas tensiones inversas producidas dentro del *Spark-Gap*, el arreglo se muestra en la figura (3.17b). Debe mencionarse que las salidas de pulsos de los circuitos de disparo 1 y 2, además del propio módulo pueden producir señales transitorias en la línea de alimentación, por lo que estos circuitos y los demás circuitos de descarga se conectaron en una línea aislada.



**Figura 3.17. Sistema de activación para el Spark-Gap. (a) Módulo de chispa, (b) circuito de protección para el módulo.**

### 3.5 Los elementos de medición

Es de suma importancia tener una buena precisión sobre las mediciones de los parámetros eléctricos relevantes en el funcionamiento del láser, tales como la tensión y la corriente en el tubo de descarga. Otros son la presión en

el tubo, y la intensidad de las líneas láser. Estos últimos serán explicados en el capítulo 4. Por esta razón se utilizaron medidores comerciales de muy alta calidad, usados previamente en otras pruebas de descargas eléctricas.

### 3.5.1 Medición de alta tensión

Se colocaron puntas medidoras alta tensión de relación 1:1000 en dos partes relevantes del circuito. Una punta se colocó en el lazo que une a la resistencia de carga con el capacitor, de esta manera se mide el voltaje de carga del capacitor, el cual a su vez está controlado por el *variac*. La otra punta de alta tensión se colocó en el cátodo del tubo de descarga, la cual muestra (por medio de un osciloscopio) la señal de tensión de la descarga eléctrica, así puede determinarse la evolución temporal de la tensión a través del medio. Los datos de cada punta de alta tensión se muestran a continuación:

- ▶ Punta de alta tensión para medir el voltaje de carga del capacitor:
  - i) Marca: BK
  - ii) Modelo: PR-28A
  - iii)  $V_{\max}$ : 40kV
  
- ▶ Punta de alta tensión para observar la señal de voltaje de descarga dentro del tubo:
  - i) Marca: Tektronix
  - ii) Modelo: P6015A
  - iii)  $V_{\max}$ : 40kV<sub>pp</sub>
  - iv) Terminal BNC de 25MHz

### 3.5.2 La bobina Rogowski como sensor de altas corrientes

La bobina Rogowski es un dispositivo electrónico, usado como transductor para medir corriente alterna o pulsos rápidos de corriente [19].

Consiste en una bobina de cable en forma toroidal, generalmente teniendo un núcleo de aire, y sus dos terminales están cercanas entre sí. Para realizar la medición, la bobina se cierra alrededor del cable conductor que transporta la corriente que se quiere medir. Debe considerarse que el voltaje inducido en la bobina es proporcional a la velocidad con la que varía la corriente que se mide en el cable; es decir, es proporcional a la derivada temporal de la corriente en el cable conductor. El apéndice B detalla los principios físicos de la bobina.

### 3.5.2.1 Principio de operación

El valor de voltaje dado en (B.3) (ver apéndice B) es la medición se obtuvo para realizar la medición de corriente en la descarga de Xe, pero necesitamos un valor de corriente y no de voltaje. Por ello, se puede obtener el valor de la corriente de dos maneras [20], haciendo uso de la ecuación:

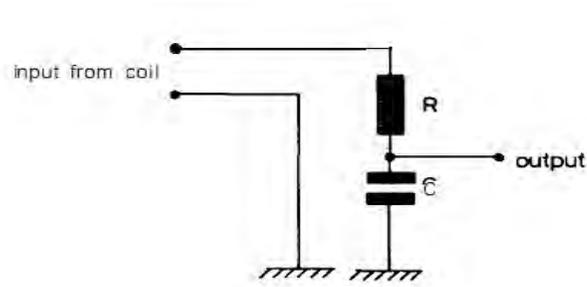
$$I = -\frac{1}{M} \int V_{coil} dt = K \int V_{coil} dt \quad (3.5)$$

- 1) Por integración numérica de los valores de la señal de voltaje que se obtiene de la bobina, con la ayuda de un *software* computacional.
- 11) Mediante el uso de un circuito RC (para altas frecuencias), el cual funciona como un integrador pasivo de la señal de voltaje dependiendo de los valores de R y C. Si  $\tau = RC$ , la corriente medida será:

$$I = \tau K V_0 \quad (3.6)$$

donde  $V_0$  es la señal de voltaje a la salida del circuito integrador; su configuración se muestra en la figura (3.18).

Cabe destacar que en las pruebas realizadas se encontraron valores (señales) iguales para la corriente medida por la descarga. Pero debido al *offset* de la señal  $V_0$ , se optó por usar el método (i) por su rapidez.



**Figura 3.18. Integrador pasivo.**

Dado que la bobina de Rogowski no tiene núcleo de hierro, sino de aire, ésta permite tener una baja inductancia y respuesta a corrientes de rápida variación. Además, la ausencia de núcleo de hierro que sature, brinda alta linealidad, aún midiendo grandes corrientes, tales como las que se observan en transmisión de energía eléctrica de alta potencia, soldadura, o aplicaciones con pulsos de alta potencia. Una bobina de Rogowski construida apropiadamente, con el embobinado uniformemente espaciado, también presenta alta inmunidad a interferencia electromagnética [21].

### **3.5.2.2 Construcción de la bobina Rogowski**

A continuación se describirán los parámetros usados en la construcción la bobina Rogowski. La bobina está colocada dentro de una pequeña caja metálica, para reducir el ruido por interferencia electromagnética de los alrededores al circuito de medición. Debe resaltarse que, se realizó la calibración de la bobina por medio de una bobina Rogowski comercial, cuyas características se dan en la siguiente sección. Por otro lado, se calibró en comparación con la señal obtenida por simulación con el programa PSPICE, y cuyo circuito se muestra también en la siguiente sección.



(a)



(b)

**Figura 3.19. Bobina Rogowski construida. (a) Muestra el embobinado; (b) muestra la caja metálica que encierra a la bobina junto con la conexión BNC en que termina la bobina. La tapa de la caja es una tapa de presión.**

La figura (3.19a) muestra el interior de la caja metálica (sin tapa) donde se encuentra el embobinado. En (3.19b) se muestra la caja “cerrada” lista para hacer las mediciones. Debe tenerse en cuenta un detalle muy importante: si la caja metálica estuviera cerrada por completo, sería equivalente a tener una bobina toroidal con un número muy grande de vueltas por unidad de longitud [20]. De esta manera, el campo magnético producido por las corrientes a medir sería atenuado por el efecto anterior y sólo una pequeña señal sería detectada por el embobinado interior. Tal efecto fue considerable a la hora de realizar las primeras mediciones. Por lo cual, es conveniente dejar un pequeño espacio entre la tapa y la caja para eliminar los efectos anteriores. Una solución es colocar un poco de cinta aislante en el contorno de la tapa, pero asegurando que la tapa este en contacto con el resto de la caja por medio del contacto interno o externo de la caja. Pasado este punto, se dan ahora los parámetros de diseño de la bobina Rogowski construida:

- i) Núcleo de la bobina: Aire
- ii) Diámetro del alambre que la forma (sin forro): 0.7mm
- iii) Diámetro del alambre que la forma (con forro): 1.4mm
- iv) Longitud de la bobina: 13cm
- v) Número de vueltas por unidad de longitud: 535 vueltas/m
- vi) Área de cada espira:  $8.55 \times 10^{-6} \text{m}^2$
- vii) Se tiene una auto-inductancia  $M = -5.75 \times 10^{-9} [\text{A/V s}] \rightarrow K = -1.74 \times 10^8 [\text{A/V} \cdot \text{s}]$

Como ya se explicó anteriormente, el cálculo de la corriente se llevó a cabo por medio de integración numérica de la señal  $V_{coil}$  de salida en la bobina. Finalmente, la ecuación usada para la medición de la corriente es:

$$I = 1.74 \times 10^8 \int_0^{t'} V_{coil} dt \quad [\text{A}] \quad (3.7)$$

### 3.6 Pruebas de descarga

Es importante comprobar el correcto funcionamiento de los dispositivos eléctricos con los que contamos para realizar las descargas eléctricas en Xe. En esta parte se va a comparar la señal de corriente de una bobina Rogowski comercial con la señal de la bobina construida en este trabajo y con una simulación computacional. La bobina rogowski comercial tiene los siguientes parámetros:

- ▶ Marca: BERGOZ
- ▶ Modelo: CT-E0-05
- ▶ Rango de medición de corriente: desde  $\mu\text{A}$  hasta 20 kA
- ▶ Rango de frecuencias: Desde los 0.5 Hz hasta los 500 MHz
- ▶ Señal de salida: Corriente atenuada
- ▶ Factor de multiplicación  $K=40$

Para el caso de la simulación se hizo la siguiente suposición: dado el esquema de la figura (3.10), se sustituye el tubo por el cable coaxial RG-8; el conductor sustituye al plasma de Xe y la malla coaxial sustituye la camisa de cobre del tubo (ver capítulo 4). La siguiente figura muestra el diagrama de descarga sobre el cable coaxial usado en la parte de simulación computacional por medio del programa PSPICE. El objetivo de tal simulación es el de obtener la señal de corriente como función del tiempo de descarga en el cable (justo en el punto donde se coloca el medidor en la figura 3.20), para hacer la correspondiente comparación entre las pruebas reales y las esperadas.

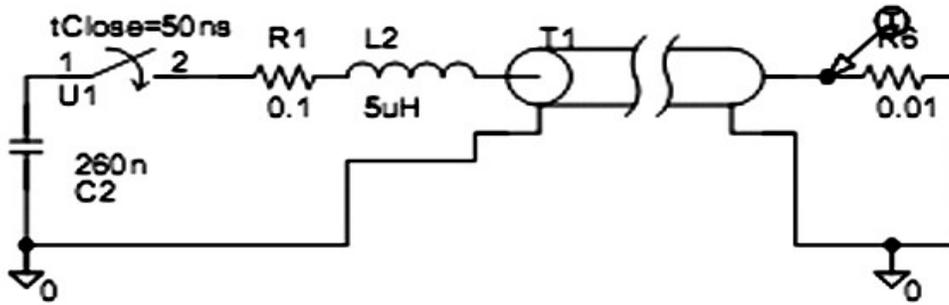


Figura 3.20. Diagrama del circuito de descarga usado en la simulación.

Para las pruebas de comparación se cargó un capacitor de 260 nF a una tensión de 12 kV. Para la prueba de simulación se ajustó el valor de la inductancia  $L_2$ , de modo que, los valores pico de corriente obtenidos por las dos bobinas y por la simulación fueran iguales. Las señales de corriente para las condiciones de descarga anteriores, se muestran en la figura (3.21):

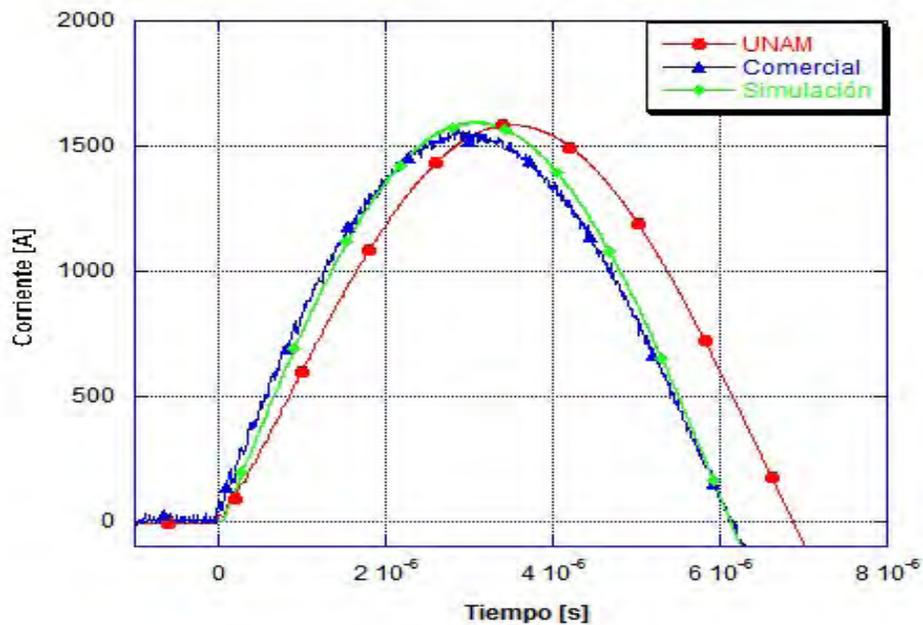
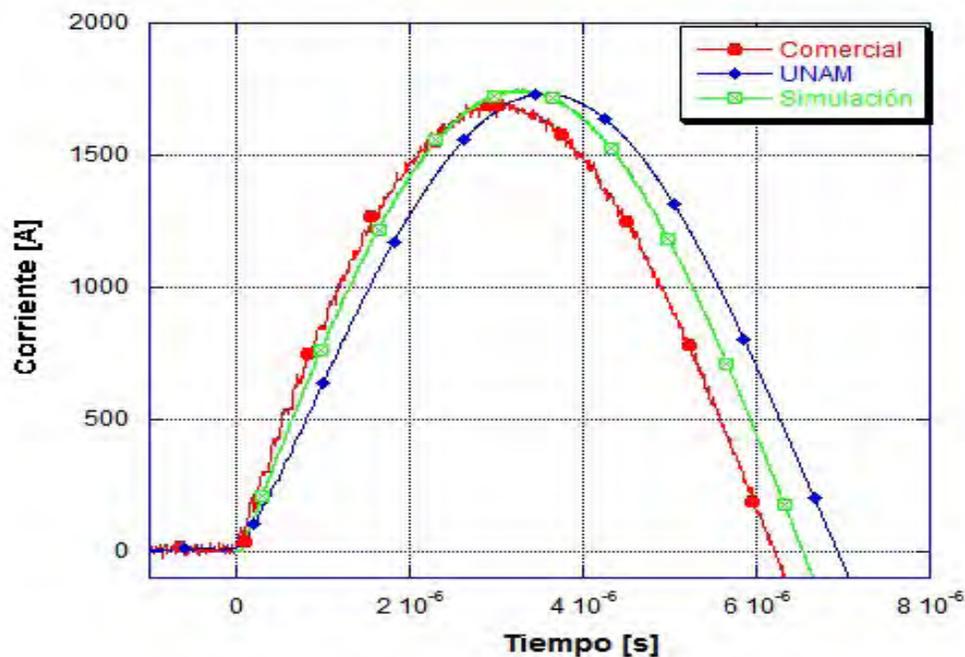


Figura 3.21. Comparación de señales de corriente obtenidas de una bobina Rogowski hecha en por el grupo de laboratorio (UNAM), una bobina Rogowski de marca (Comercial) y una simulación computacional (Simulación).

Se puede observar que el pico de corriente es prácticamente el mismo, y se encuentra alrededor de los 1.6 kA. La bobina (comercial) y la señal de Simulación tiene un tiempo de crecimiento (*rise time*) cercano a los 3  $\mu\text{s}$ , en tanto que, la bobina (UNAM) tiene su tiempo de crecimiento cercano a los 3.5  $\mu\text{s}$ . Debido a esto, se observa que la bobina construida (UNAM) y la bobina CT-E0-05 (Comercial) tienen diferentes FWHM (ancho total medido a la altura media), que pueden ser atribuidos a capacitancias parásitas.

Posteriormente, se repitió la prueba pero cargando ahora al capacitor de 260 nF a una tensión de 14 kV. Las señales de corriente obtenidas se muestran a continuación:



**Figura 3.22. Comparación de señales de corriente obtenidas de una bobina Rogowski hecha en por el grupo de laboratorio (UNAM), una bobina Rogowski de marca (Comercial) y una simulación computacional (Simulación).**

En la figura (3.22) los picos de corriente en las tres señales son casi iguales y se encuentran alrededor de los 1.75 kA. Puede observarse, que ahora las tres señales parecen tener diferentes valores de FWHM entre sí, aunque el único que difiere de su valor anterior es la señal de simulación.

Puede concluirse que, las formas oscilatorias de las señales de corriente son muy parecidas, en cuanto al valor máximo y sólo difiriendo muy poco en cuanto a su valor FWHM. Estas pruebas muestran que la bobina Rogowski construida, puede ser empleada con el propósito de obtener valores de corriente muy cercanos (>95%) a los verdaderos.

En el siguiente capítulo se muestran las pruebas de descarga obtenidas para el tubo de gas. Se mostrarán las señales de voltaje y corriente para diferentes condiciones de tensión y presión en el tubo.

## **Parámetros de diseño del láser de Xe**

La primera realización de un láser que operase en una transición iónica fue debida a Bell, quien observó una transición láser en mercurio simplemente ionizado [33]. Un láser de ión es un láser de gas que usa, justamente, un gas ionizado como medio activo. Como otros láseres de gas, los láseres de iones se caracterizan por tener una cavidad sellada la cual contiene el medio activo y los espejos que forman un resonador Fabry-Perot. A diferencia de los láseres de He-Ne, las transiciones entre los niveles de energía que contribuyen a la acción láser provienen de los iones. Este capítulo está dedicado a la construcción del tubo de descarga; además se explican los sistemas auxiliares que permiten la limpieza y refrigeración del mismo. También se describe la construcción de la cavidad resonante utilizada para conseguir emisión láser.

### **4.1 El tubo de descarga**

Al diseñar y fabricar tubo láser es posible utilizar mucho de la tecnología estándar de tubos de vacío. Los tubos láser se hacen generalmente de cuarzo o Pyrex, prefiriéndose el Pyrex a menos que los requerimientos de disipación de potencia sean extremos [11]. Hay varios elementos importantes que se tratarán en esta sección como lo son: las ventanas del tubo (las cuales se encuentran en los extremos del mismo), el diámetro del tubo capilar, la longitud del tubo, el tipo de electrodos y su separación, el mecanismo para disipar el calor debido a los

altos valores de potencia manejados y el sistema de limpieza del tubo (sistema de vacío). Es importante tener una idea clara de los valores y características de cada uno de estos parámetros antes de diseñar el tubo de descarga para evitar pérdidas de tiempo innecesarias. La importancia de optimizar cada uno de estos parámetros debe estar encaminada a obtener la mayor potencia posible del láser. La ganancia de un láser iónico pulsado depende fuertemente de la densidad de corriente [17], porque altas densidades de corriente son necesarias para mantener la inversión de población del láser. Se ha encontrado experimentalmente [23] que esta dependencia de la ganancia presenta un cambio; a bajas corrientes (del orden de decenas de Amperes) la dependencia es función de  $\rho^2$  (densidad de corriente) y a corrientes relativamente altas (del orden de centenas de Amperes), la ganancia se comporta como una función lineal de  $\rho$ . Por ejemplo, en el láser de argón pulsado donde los pulsos de corriente son relativamente altos, se ha encontrado experimentalmente [24] que la potencia de salida esta descrita por la siguiente ecuación:

$$P_s = K (\rho - \gamma\rho^2 - J_t) \quad (4.1)$$

En esta ecuación  $K$  es un coeficiente determinado por la presión del gas, diámetro del tubo del plasma (tubo capilar) y otras constantes de la cavidad resonante.  $J_t$  es una constante que depende del valor umbral de la densidad de corriente y  $\gamma$  es proporcional al cociente de los coeficientes de excitación de los estados superior e inferior del ión (ver capítulo 2).

Para fijar ideas, en la tabla (4.1), se dan algunas relaciones de proporcionalidad para algunos láseres ionizados.

<b>G (Ganancia)</b>	$\propto$	<b><math>\rho</math> (densidad de corriente)</b>
<b>G</b>	$\propto$	<b>L (longitud del tubo)</b>
<b>P (Potencia)</b>	$\propto$	<b>G, V (volumen del tubo)</b>
<b>P</b>	$\propto$	<b>i (corriente), L</b>
<b>P</b>	$\propto$	<b>i, d (diámetro del tubo)</b>

**Tabla 4.1. Relación de la ganancia y potencia con algunos parámetros de los láseres iónicos.**

A diferencia de los láseres de átomos neutrales, la ganancia en un láser iónico no depende directamente con el

diámetro del capilar, pues los efectos de colisiones de los iones en las paredes del tubo son despreciables. Sin embargo, dado que la ganancia es función del más alto orden en la densidad de corriente, es conveniente mantener el diámetro tan pequeño como los demás parámetros en el diseño lo permitan. De esta manera, para un valor de corriente determinado por la presión y la tensión de descarga se puede obtener la mayor densidad de corriente posible en el capilar.

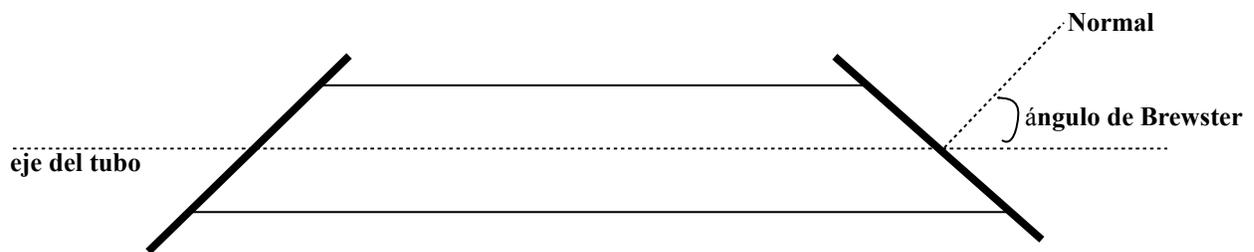
#### **4.1.1 La longitud y diámetro del tubo**

El material exterior del que está hecho el tubo es de Pyrex, así como el capilar en su interior también. Como se explicó anteriormente, el diámetro del capilar está limitado por la obtención de la mayor potencia de salida en las líneas láser. Se fijó el valor del diámetro del tubo capilar en 5 mm, este valor es el óptimo para la mayor potencia de salida en la mayor parte de las líneas láser observadas [2]. Existen dos parámetros que limitan la longitud del tubo de descarga, uno es la densidad de corriente en el plasma y el otro es la cavidad resonante formada por los espejos. La primera parte ya fue explicada anteriormente, en tanto que la segunda corresponde a los radios de curvatura de los espejos, que también son un parámetro importante en la obtención de la mayor potencia en las líneas láser (ver sección 4.2). Por los argumentos anteriores se determinó una longitud del tubo de 1.3 m de extremo a extremo, una longitud de tubo capilar de 1 m y cuyo diámetro es de 4 mm. Dependiendo del medio activo que se use para la acción láser es que los parámetros anteriores pueden variar, generalmente para gases nobles de menor número atómico que el Kr, estos parámetros suelen ser menores en todas sus dimensiones.

#### **4.1.2 Las ventanas del tubo**

Ya se había mencionado que se requiere sellar el tubo por medio de dos ventanas. Éstas, deben ser delgadas y de caras planas paralelas, para disminuir las pérdidas en la luz que pasa a través de ellas en las múltiples reflexiones en el resonador óptico [9], se colocan en los extremos del tubo. Además, deben tener la menor absorbancia en las

regiones de estudio de las líneas láser. Dado que la mayor parte de los plásticos y cristales absorben en la región UV, se usaron ventanas de cuarzo, las cuales son ópticamente transparentes en el visible y absorben muy poco en la región UV [25]. Además, se deben reducir las pérdidas por reflexión en las mismas ventanas, esto se logra al poner a las ventanas al ángulo de Brewster [13] respecto al eje óptico (eje del tubo). El ángulo de Brewster para una interface aire-cuarzo es de  $57.3^\circ$ . Recordando que si las ventanas se encuentran al ángulo de Brewster la luz del láser estará polarizada linealmente al plano de incidencia de las ventanas. Esta parte fue corroborada al colocar un polarizador lineal a la salida del láser y observar como la intensidad de la emisión láser era casi nula después de pasar por el polarizador.



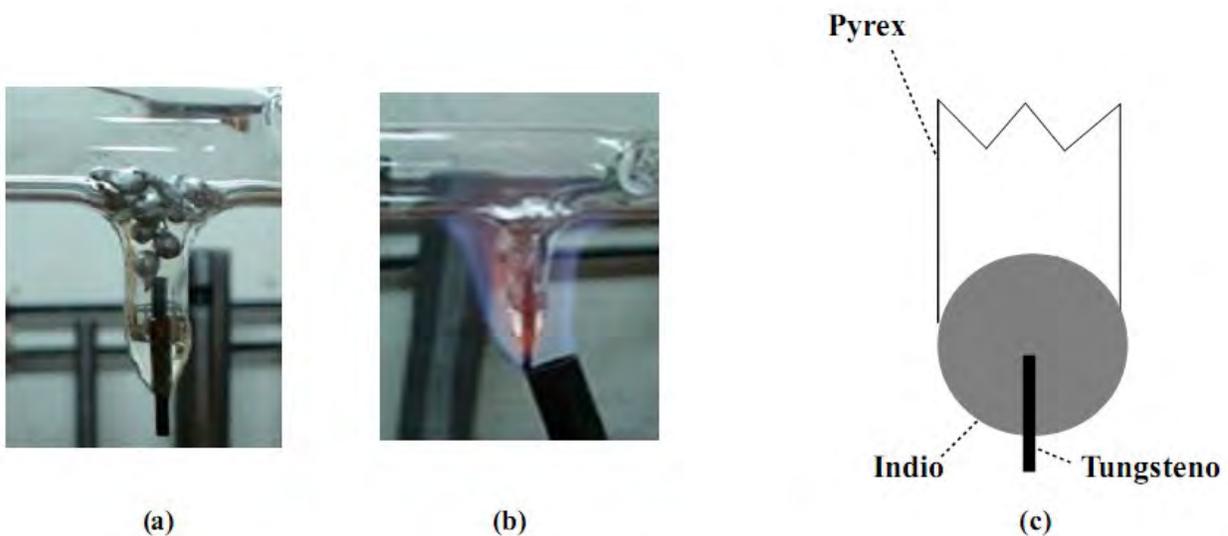
**Figura 4.1. Ventanas colocadas según el ángulo de Brewster.**

En la figura anterior se muestra la disposición de las ventanas al ángulo de Brewster. Para facilitar la colocación de las ventanas, los extremos del tubo se cortaron justamente al ángulo necesario. Posteriormente, se realizó la fijación de las ventanas por medio de un pegamento de baja presión de vapor, para evitar contaminación en el interior del tubo. Además debe procurarse disminuir en cuanto sea posible las posibles fugas dentro del tubo. Generalmente se usa pegamento epóxico para este propósito, ya que la mediciones de fugas realizadas demostraron ser mínimas. Es conveniente antes de pegar las ventanas, limpiarlas con algún líquido solvente puro como acetona, para disminuir pérdidas en su superficie por contaminantes adheridos.

### 4.1.3 Los electrodos

La elección de material para fabricar los electrodos del tubo de descarga, depende de que el material elegido sea un buen emisor de electrones, resistente al bombardeo iónico y resistente a las altas temperaturas producidas dentro del tubo. Para la construcción de los electrodos de nuestro tubo de descarga, se utilizó Indio (In). Este material ha sido reportado [26] como un elemento con las características necesarias para el cátodo de los láseres iónicos.

El indio es un material considerado como raro y que se usa como aleación en la fabricación de transistores, tiene un punto de fusión bajo ( $156^{\circ}\text{C}$ ), tiene una buena conductividad eléctrica de  $11.6 \times 10^6 \text{ m}^{-1}\Omega^{-1}$ , es un metal maleable y su bajo punto de fusión hace que sea relativamente sencillo convertirlo en un cátodo. El método para convertirlo en cátodo, se remonta hasta los años de 1970 [26] e indica que el indio se funde en el mismo lugar en donde se quiere hacer el cátodo, formando una bolita de metal como se muestra en la figura (4.2). Sin preocuparse por la formación de óxidos durante el proceso, ya que después mediante el bombardeo iónico y mediante llenados cíclicos de gas, el interior de tubo y los electrodos se descontaminan.



4.2 Proceso de construcción de los electrodos en el tubo de descarga.

Es importante notar que en la figura anterior el electrodo de contacto externo es una pequeña barra de tungsteno, el cual tiene un punto de fusión mucho más alto que el indio, incluso que el pyrex. De esta manera, la conexión del tubo con el circuito de descarga queda garantizada. Además de que el tungsteno queda dentro del indio fundido, lo cual impide que este electrodo externo contamine el interior del tubo. Los mecanismos bajo los cuales opera el cátodo son los siguientes:

- i) La emisión de electrones del cátodo se produce por efecto de campo eléctrico, desde la aplicación del voltaje de descarga; de esta manera se genera un camino abierto para la descarga del capacitor.
- ii) En el área de emisión se producen regiones muy localizadas de alta temperatura que provocan la fusión del indio; esto da lugar a una emisión estable de electrones provenientes de toda la superficie.

Este cátodo ofrece las ventajas de no destruirse por las altas temperaturas o por bombardeo iónico, y no contamina el gas por efectos de salpicadura “*sputtering*”. Además como lo muestra el proceso de la figura (4.2), es fácil de construir, aunque no de conseguirse.

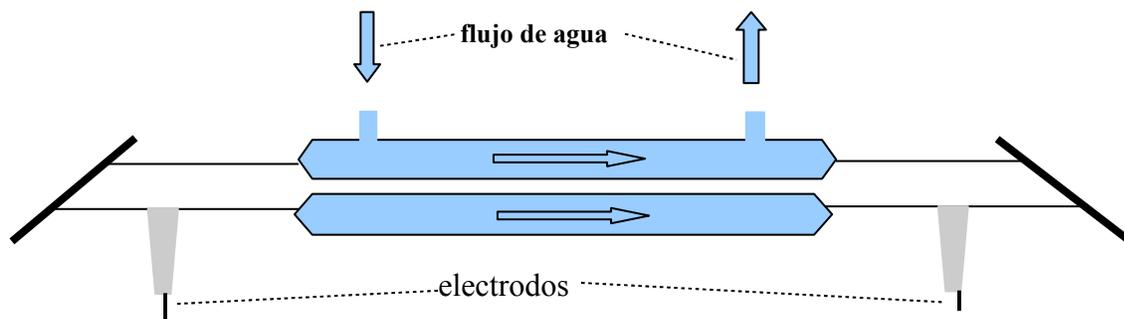
Finalmente, se colocó una camisa de cobre alrededor del tubo de descarga de tal manera que este proporcione un regreso coaxial para el tubo de descarga y de esta manera se disminuye la inductancia del mismo.

#### **4.1.4 El sistema de refrigeración**

Dado que se requiere una gran cantidad de energía para excitar las transiciones iónicas, la corriente requerida es mucho mas grande. Debido a estos valores de potencia tan grandes, se requiere de un mecanismo de enfriamiento como agua para la disipación de calor. Por ejemplo, un pequeño láser iónico enfriado con aire puede producir 130 mW de luz en un tubo que lleva una corriente de 10 A a 105 V; esto da un pico de potencia del orden de 1 kW, lo cual se traduce en una gran cantidad de calor que debe, de alguna manera ser disipada. Por esto, el sistema de enfriamiento de un láser iónico es una parte importante a considerarse [11].

Aunque en el caso de que se trabaja con descargas pulsadas, la corriente de los pulsos es mayor a 1 kA y la

tensión entre los electrodos es mayor a 10 kV por pulso, todo este calor se va acumulando y puede llegar a destruir al tubo de descarga. Por otro lado, si el mecanismo que disipa calor no es muy efectivo, *el calor que no es disipado cambia las condiciones en la presión del gas dentro del tubo*, y dado que la presión debe ser un parámetro controlado por el usuario, es importante disipar la mayor cantidad de calor posible. Una solución es el uso de tubos de metal, con los que se puede llegar a disipar potencias un poco mayores a 100 W; pero generalmente se hace uso de un sistema de refrigeración por agua fría, el esquema de este sistema se muestra en la figura (4.3):



**Figura 4.3. Esquema del sistema de refrigeración del tubo de descarga**

En nuestro caso el agua que circulaba por el tubo se encontraba a temperatura ambiente del laboratorio. Tomando en cuenta que el reservorio de agua puede contener hasta 450L de agua; este gran volumen de agua disipa el calor proveniente del tubo y del propio recorrido del agua a través de la tubería.

#### **4.1.5 El sistema de evacuación del tubo**

Es el sistema de vacío el que proporciona la limpieza en el interior del tubo para que el medio activo usado sea (en su totalidad) Xe sin contaminantes. Los factores contaminantes mas comunes son: el aire, los vapores de agua que quedan dentro del tubo al sellarse, los propios vapores del pegamento epóxico con el que se pegaron las

ventanas de cuarzo, además del polvo y demás partículas adheridas a la superficie interior del tubo. Estos deben ser extraídos del mismo, pues de otra manera no habrá emisión láser por medio de nuestro sistema. El diagrama del sistema de vacío que usa el láser se muestra en la figura (4.4). Es importante tener un monitoreo constante de los valores de vacío en cada tramo del sistema de tubos de pyrex (entre cada llave). Pues en el caso del láser de Xe, algunos mTorr de presión de vapores de agua o aire (nitrógeno) del ambiente puede impedir que ocurra la emisión láser. Por ello es muy importante reportar cualquier variación en la presión y corregirla.

El sistema de vacío en que se fabricó el láser tiene las siguientes características:

- i) Ductos de vidrio Pyrex.
- ii) Válvulas de vidrio con asiento esmerilado para alto vacío y protegidas con grasa de silicón; además cuentan con una cavidad para vacío en su parte inferior que succionan a la propia llave. Con estas características se evitan pérdidas de vacío en las llaves.
- iii) La bomba de vacío es para bombeo fino, se trata de un sistema turbo molecular: turbotronick NT20 marca LEYBOLD de 80 L/min de capacidad.

Debe mencionarse que el reservorio D en la figura (4.4) tiene también la función de dar un limpieza al gas Xe, para extraer los contaminantes a los cuales puede estar expuesto por permanecer un tiempo largo en él mismo. Esto se logra por medio de una trampa exterior de aire líquido, que contenga al reservorio D, pues el punto de congelación del Xe ( $-111.5^{\circ}\text{C}$ ) está por encima del de los contaminantes mas comunes como aire (nitrógeno en su mayor parte  $\sim -196^{\circ}\text{C}$ ). Volviendo a la figura (4.4), si un tiempo después de colocar la trampa se abren las llaves 2 y 4 estos contaminantes son extraídos del reservorio sin extraer el gas Xe que, en ese momento, se encuentra congelado en el fondo del mismo.

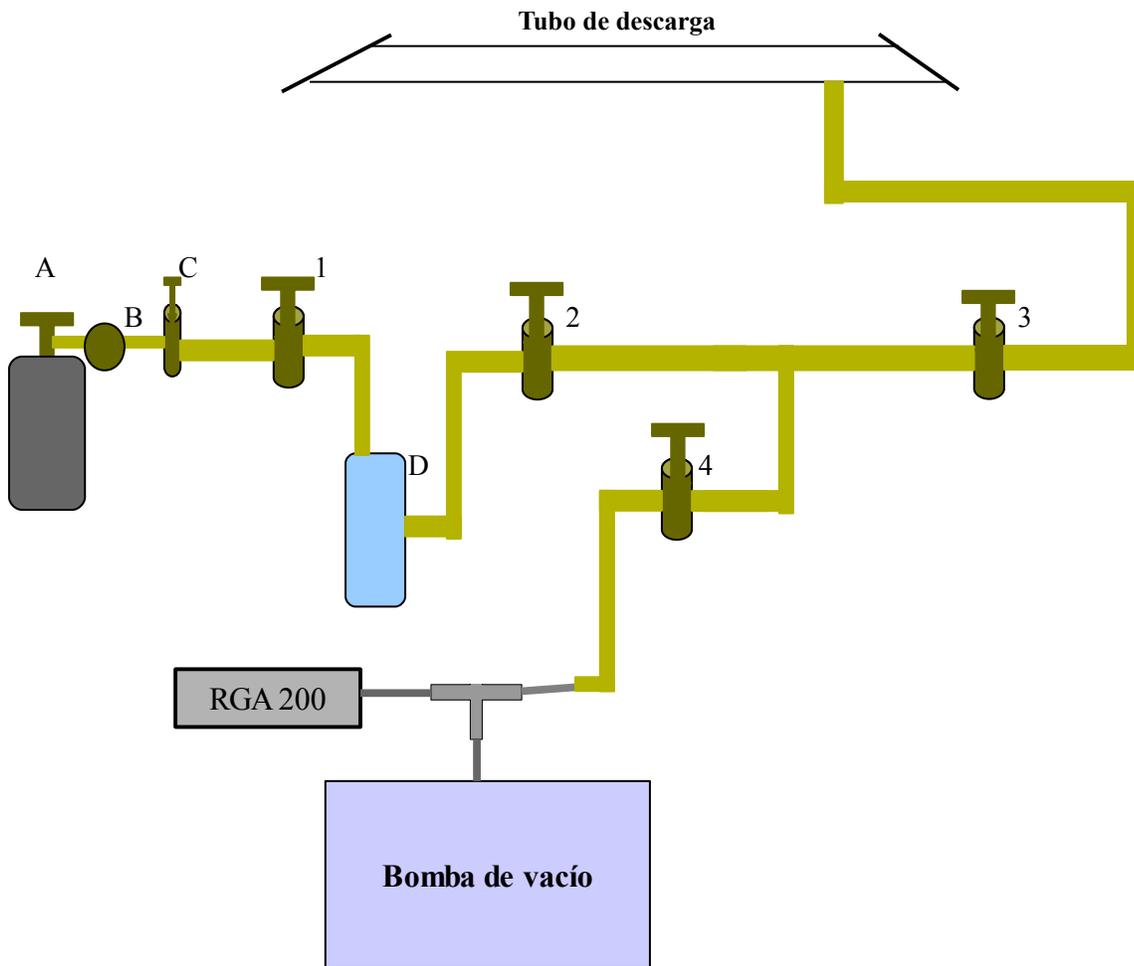


Figura 4.4. El sistema de vacío del tubo de descarga: A es el cilindro que contiene el gas Xe puro, B: es el regulador de presión para limitar el volumen de gas a extraer de A, C: es la llave de salida que fija el volumen de gas para los tubos de vacío, D: es el reservorio donde se deposita un pequeño volumen de gas proveniente de A; 1, 2, 3 y 4 son llaves que regulan el paso de gas Xe al tubo de descarga y sirven para conectar al tubo de descarga con la bomba de vacío y de esta manera limpiarlo de contaminantes en su interior. El Analizador de Gases Residuales RGA permite sensar la presencia de algunas moléculas y átomos presentes en el tubo de descarga, así como la presión en el mismo.

Se utilizó como medidor de vacío y detector de partículas contaminantes al RGA 200 de Stanford Research Systems, que tiene las siguientes características:

- Rango de medición de masa: de 1 a 200 unidades de masa atómica (uma)
- Detector de partículas: Multiplicador de electrones EM y Copa de Faraday FC
- Resolución: Mayor a 0.5 uma
- Mínima presión parcial detectable:  $5 \times 10^{-14}$  Torr (EM)
- Presión de operación:  $10^{-4}$  Torr (FC)

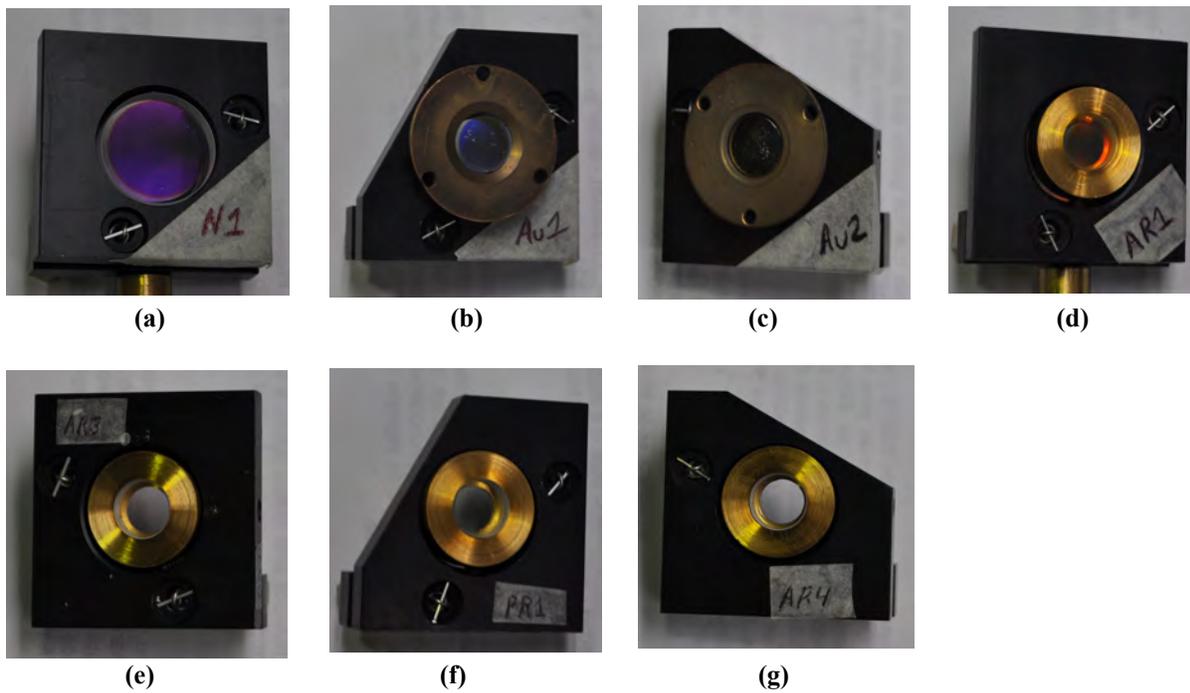
El RGA 200 es operado por medio de un Software de computadora que incluye el fabricante para Analizador de gases..

## **4.2 La cavidad resonante**

En el capítulo 2 se explicó que el tipo de cavidad usada en los láseres, está formada por un par de espejos enfrentados, uno debe ser totalmente reflejante, y otro parcialmente. Generalmente, uno o ambos espejos tienen su radio de curvatura finito. El apéndice C da mas detalles acerca de este tema.

### **4.2.1 Los espejos de la cavidad**

Existen pérdidas en la ganancia del láser por medio de los modos de oscilación y de las configuraciones que dan los espejos dependiendo de su radio de curvatura (ver apéndice C) [11]. En la construcción de la cavidad resonante se eligió una configuración *confocal*, donde los radios de curvatura de los espejos son iguales que la separación entre los mismos. Según esta configuración (ver apéndice C) nos encontramos en una región de pérdida marginal, la cual generalmente trabaja con el modo (0 0). Se usó un total de 7 espejos que cubren diferentes regiones del espectro: 4 para la región visible y 3 para la región uv. Cabe destacar que todos los espejos son de primera superficie, pues de no ser así la mayor parte de los fotones producidos por emisión estimulada serían absorbidos por el vidrio del espejo. Esto afectaría por completo la emisión láser. Las características de cada espejo se dan a continuación:



**Figura 4.5. Conjunto de espejos usados para formar la cavidad resonante.**

En la figura anterior, los espejos en (a), (d), (e) y (g) son especiales para láseres de gas como el de Argón iónico. El espejo de (4.5a) cubre la región de 458 nm a 529 nm y se usa como reflector parcial en esta región. El espejo de la figura (4.5b) se usa como reflector parcial en la región visible [1]. El espejo de la figura (4.5c) se usa como reflector total en la región visible. El espejo de la figura (4.5d) cubre el rango de 475 nm a 530 nm y se usa como reflector total en esta región. El espejo de la figura (4.5e) cubre el rango de 335 nm a 380 nm y se usa como reflector parcial en esta región. El espejo de la figura (4.5f) cubre el rango de 158 nm a 458 nm y se usa como reflector total en esta región. Finalmente, el espejo de la figura (4.5g) cubre el rango de 230 nm a 270 nm y se usa como reflector parcial en esta región. Todos los espejos (con excepción de Au1 y Au2) fueron comprados en MELLES-GRIOT CORP. Los espejos 2 y 3 fueron traídos de Argentina (CIOp) donde se encuentra otro láser de Xe que ha funcionado en la región visible con estos espejos, su recubrimiento es una película de oro. La figura (4.6) muestra las caracterización a los espejos N1 (1), Au1(2) y Au2(3) realizada en [1] utilizando un espectrofotómetro:

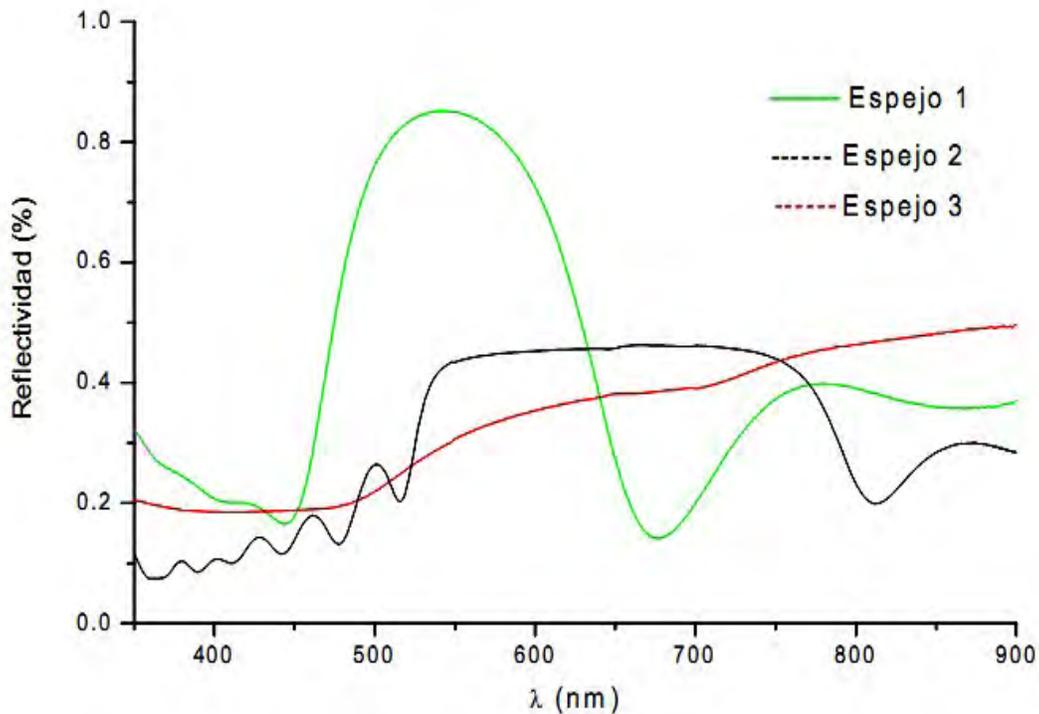


Figura 4.6. Curva de reflectividad para los espejos 1, 2 y 3.

#### 4.2.2 La alineación de la cavidad

Una vez que se han elegido el par de espejos para la cavidad, es importante alinearlos. Dado que el tubo de descarga está colocado sobre un riel óptico, se pueden ajustar monturas en sus terminales que coloquen a los espejos en una posición fija respecto al tubo. Estas monturas, permiten rotaciones horizontales y verticales. Generalmente el requerimiento de precisión de alineación angular no es, en realidad muy fuerte, pues regularmente es del orden de medio minuto de arco aproximadamente.

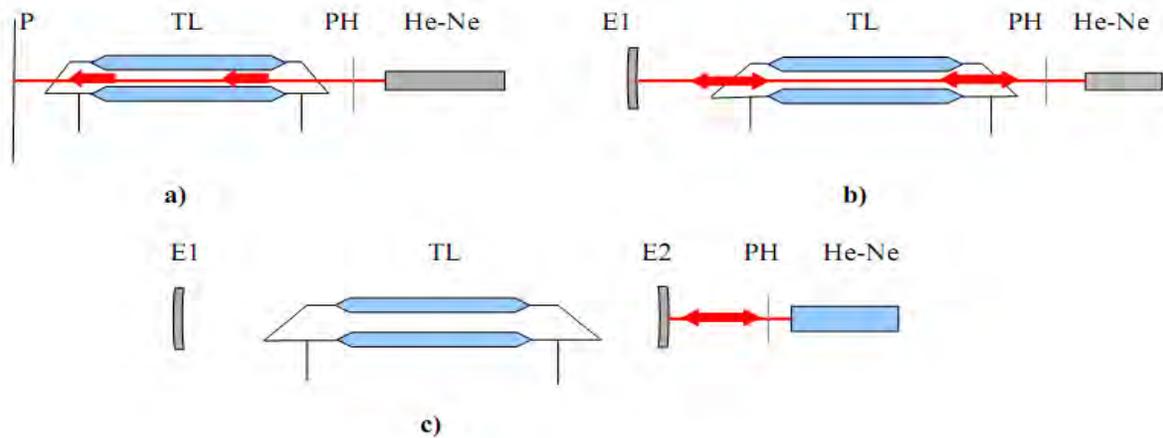
La alineación de los espejos se consigue por un método de auto-colimación, el cual consiste en lo siguiente:

- i) Primero debe colocarse un láser auxiliar de poca divergencia (por ejemplo un He-Ne) que pase a través de un *pin hole* y posteriormente del tubo de descarga sin presentar ningún cambio de dirección (ver figura 4.7 a)
- ii) Posteriormente, se coloca un espejo perpendicular al haz que atravesó el tubo. Así, este espejo está

alineado con el eje del tubo cuando el haz reflejado regrese al punto de salida del *pin hole* (ver figura 4.7 b).

iii) Se coloca ahora, el segundo espejo sobre el haz láser, pero esta vez entre el tubo y el *pin hole*. Siempre teniendo en cuenta que la superficie reflejante de los espejos se encuentre dentro del lado del tubo. Y de manera semejante al paso (ii), se procede a hacer que el reflejo del haz llegue de vuelta a la salida del *pin hole* (ver figura 4.7 c).

iv) Finalmente, se hacen algunos ajustes en las monturas para mejorar la potencia de salida del láser.



**Figura 4.7. Procedimiento para alinear la cavidad resonante. P: Pantalla, TL: Tubo del láser, PH: *Pin hole*, He-Ne: Láser, E1:Espejo 1, E2: Espejo 2.**

De esta manera, se asegura una correcta y muy cercana alineación de los espejos respecto al tubo del láser. En nuestro caso, se usó un láser He-Ne como auxiliar pues este láser tiene poca divergencia en comparación con otros láseres como los de semiconductor.

### 4.3 Algunas propiedades del medio activo

Como se ha mencionado anteriormente, el medio activo de este láser será Xe en estado multi-iónico. Pues son los diferentes estados iónicos del Xe los que permitirán la emisión láser. Lo importante de esto, es que cada uno de estos iones, permite la emisión láser de diferentes líneas en el espectro visible, infrarrojo y ultravioleta. De

aquí la importancia de tener como medio activo un gas noble que es fácilmente ionizable como lo es el Xe. El gas Xe es inodoro, incoloro, no tóxico y químicamente inerte. El gas Xe es principalmente usado en bulbos de luz, láser de eximero, propulsión de iones y aplicaciones médicas [10].

A continuación se dan los niveles de energía de algunos iones [8]:

**XeI ( $5s^2 5p^5$ )-----> Potencial de ionización: 12.13eV**

<b>n</b>	<b>l</b>	<b>Paridad</b>	<b>Configuración</b>	<b>Energía [eV]</b>
5	1	(+) 1	$5s^2 5p^6$	~ 0
6	0	(-) 1	$5s^2 5p^5 6s$	8.93
6	1	(+) 1	$5s^2 5p^5 6p$	10.29
5	2	(-) 1	$5s^2 5p^5 5d$	10.54
7	1	(+) 1	$5s^2 5p^5 7p$	11.04
6	2	(-) 1	$5s^2 5p^5 6d$	11.16
7	0	(-) 1	$5s^2 5p^5 7s$	11.28
8	0	(-) 1	$5s^2 5p^5 8s$	11.66

**Tabla 4.1. Niveles de energía para el Xe neutro.**

**XeII ( $5s^2 5p^4$ ) -----> Potencial de ionización: 21.21eV**

<b>n</b>	<b>l</b>	<b>Paridad</b>	<b>Configuración</b>	<b>Energía [eV]</b>
5	1	(-) 1	$5s^2 5p^5$	0.65
5	1	(+) 1	$5s 5p^5$	11.28
5	2	(+) 1	$5s^2 5p^4 5d$	13.76
6	0	(+) 1	$5s^2 5p^4 6s$	13.76
6	1	(-) 1	$5s^2 5p^4 6p$	16.24
6	2	(+) 1	$5s^2 5p^4 6d$	18.47
7	0	(+) 1	$5s^2 5p^4 7s$	18.48
4	3	(-) 1	$5s^2 5p^4 4f$	19.47
7	1	(-) 1	$5s^2 5p^4 7p$	19.47
8	0	(+) 1	$5s^2 5p^4 8s$	20.34

**Tabla 4.2. Niveles de energía para el Xe una vez ionizado.**

**XeIII ( $5s^2 5p^3$ )----->Potencial de ionización: 32.20eV**

<b>n</b>	<b>l</b>	<b>Paridad</b>	<b>Configuración</b>	<b>Energía [eV]</b>
5	1	(+) 1	$5s^2 5p^4$	1.09
5	1	(-) 1	$5s 5p^5$	14.63
5	2	(-) 1	$5s^2 5p^3 5d$	17.11
6	1	(+) 1	$5s^2 5p^3 6p$	20.21
6	0	(-) 1	$5s^2 5p^3 6s$	20.69
4	3	(+) 1	$5s^2 5p^3 4f$	22.82
6	2	(-) 1	$5s^2 5p^3 6d$	23.81
7	0	(-) 1	$5s^2 5p^3 7s$	23.93
5	3	(+) 1	$5s^2 5p^3 5f$	24.4
5	1	(+) 1	$5s^0 5p^6$	25

**Tabla 4.3. Niveles de energía para el Xe dos veces ionizado.**

**XeIV ( $5s^2 5p^2$ )-----> Potencial de ionización: 46.7eV**

<b>n</b>	<b>l</b>	<b>Paridad</b>	<b>Configuración</b>	<b>Energía [eV]</b>
5	1	(-) 1	$5s^2 5p^3$	2.34
5	1	(+) 1	$5s 5p^4$	16.37
5	2	(+) 1	$5s^2 5p^2 5d$	19.84
6	0	(+) 1	$5s^2 5p^2 6s$	21.33
4	3	(-) 1	$5s^2 5p^2 4f$	25.17
6	1	(-) 1	$5s^2 5p^2 6p$	25.79

**Tabla 4.3. Niveles de energía para el Xe tres veces ionizado.**

**XeV ( $5s^2 5p$ )-----> Potencial de ionización: 59.90eV**

<b>n</b>	<b>l</b>	<b>Paridad</b>	<b>Configuración</b>	<b>Energía [eV]</b>
5	1	(+) 1	$5s^2 5p^2$	2.39
5	1	(-) 1	$5s 5p^3$	16.37
5	2	(+) 1	$5s^2 5s 5d$	21.45
5	2	(-) 1	$5s^2 5p 5d$	21.95
4	3	(+) 1	$5s^2 5p 4f$	24.92
6	0	(-) 1	$5s^2 5s 6s$	25.17

**Tabla 4.3. Niveles de energía para el Xe cuatro veces ionizado.**

Por otro lado, el Xe usado en este trabajo fue comprado a Spectra Gases Inc. con las siguientes características:

- ▶ Tanque de Xe de 50Lts.
- ▶ Composición del gas: Xe al 99.9995%
- ▶ Máximas impurezas:

Contaminante	Grado investigado 99.999%	Grado de ultra alta pureza UHP 99.995%
Argón	1.0 ppm*	10.0 ppm
Dióxido de Carbono	1.0 ppm	2.0 ppm
Tetrafluoruro de Carbono	0.5 ppm	1.0 ppm
Hidrógeno	2.0 ppm	5.0 ppm
Kriptón	5.0 ppm	25.0 ppm
Nitrógeno	2.0 ppm	5.0 ppm
Hidrógeno	0.5 ppm	1.0 ppm
Hidrocarburos totales	0.5 ppm	1.0 ppm
Agua	0.5 ppm	1.0 ppm

\* ppm: partes por millon

#### 4.4 Pruebas preliminares en el tubo de descarga

En la sección 3.6 se mostraron las señales de corriente de la descarga de un capacitor de 260 nF cargado a 12 kV y 14 kV, con el fin de comparar las bobinas Rogowski y comprobar el correcto funcionamiento del sistema eléctrico construido (ver capítulo 3). En esta sección se mostraran las pruebas correspondientes a la descarga de un capacitor en el tubo de descarga, mostrando tanto las señales de voltaje y corriente para diferentes condiciones de presión y tensión en el tubo. Estas pruebas deben acercarse a las condiciones mencionadas en el capítulo 3, para la excitación de gases nobles. Y son fundamentales para poder obtener emisión láser. Por esto, debemos medir la evolución de la corriente como función del voltaje aplicado a los electrodos y de la presión de gas dentro del tubo de descarga. En la figura (3.10) se observa que hay una inductancia en paralelo con el tubo de descarga; su propósito es de funcionar como elemento de carga para el capacitor [27]. Y una vez que éste se encuentra cargado a más de 97% (los valores de RC y la frecuencia de disparo del *Spark-Gap* permiten ésto), se descarga a través del gas Xe del tubo. Esto es debido a que es el tubo que contiene gas ofrece menor impedancia que la bobina. Se construyeron 3 bobinas de carga de diferentes valores: 1.5 H, 37.7  $\mu$ H y 2.23 mH.

Las condiciones de descarga para las pruebas preliminares son las siguientes: capacitancia de 260 nF, bobina de carga de 1.5 H y frecuencia de disparo de 5 Hz, la tensión y la presión del tubo son variables.

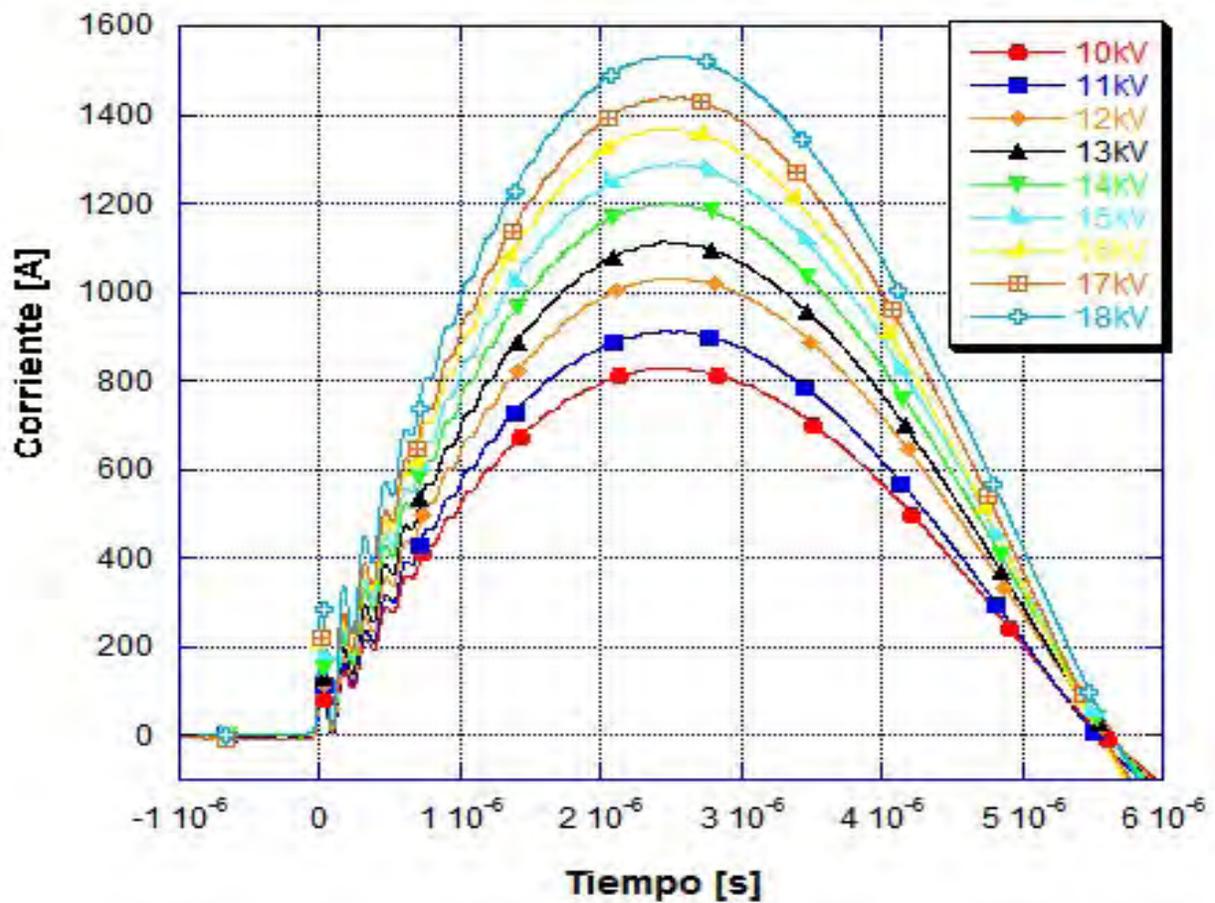


Figura 4.8. Corriente como función de la tensión a presión de 30 mTorr.

En la figura (4.8) se puede observar que para un valor fijo de presión de gas en el tubo, y variando la tensión entre los electrodos del mismo, la corriente aumenta al aumentar la tensión como es de esperarse [1]. Además, se puede observar un crecimiento casi uniforme de la corriente, donde parece haber un factor de proporcionalidad de 2 entre la corriente y la tensión. Por otro lado, la duración del primer pico de corriente es cercano a los  $5.55 \mu\text{s}$  para todos los valores de tensión. Estos valores de corriente se encuentran dentro del rango de excitación del Xe.

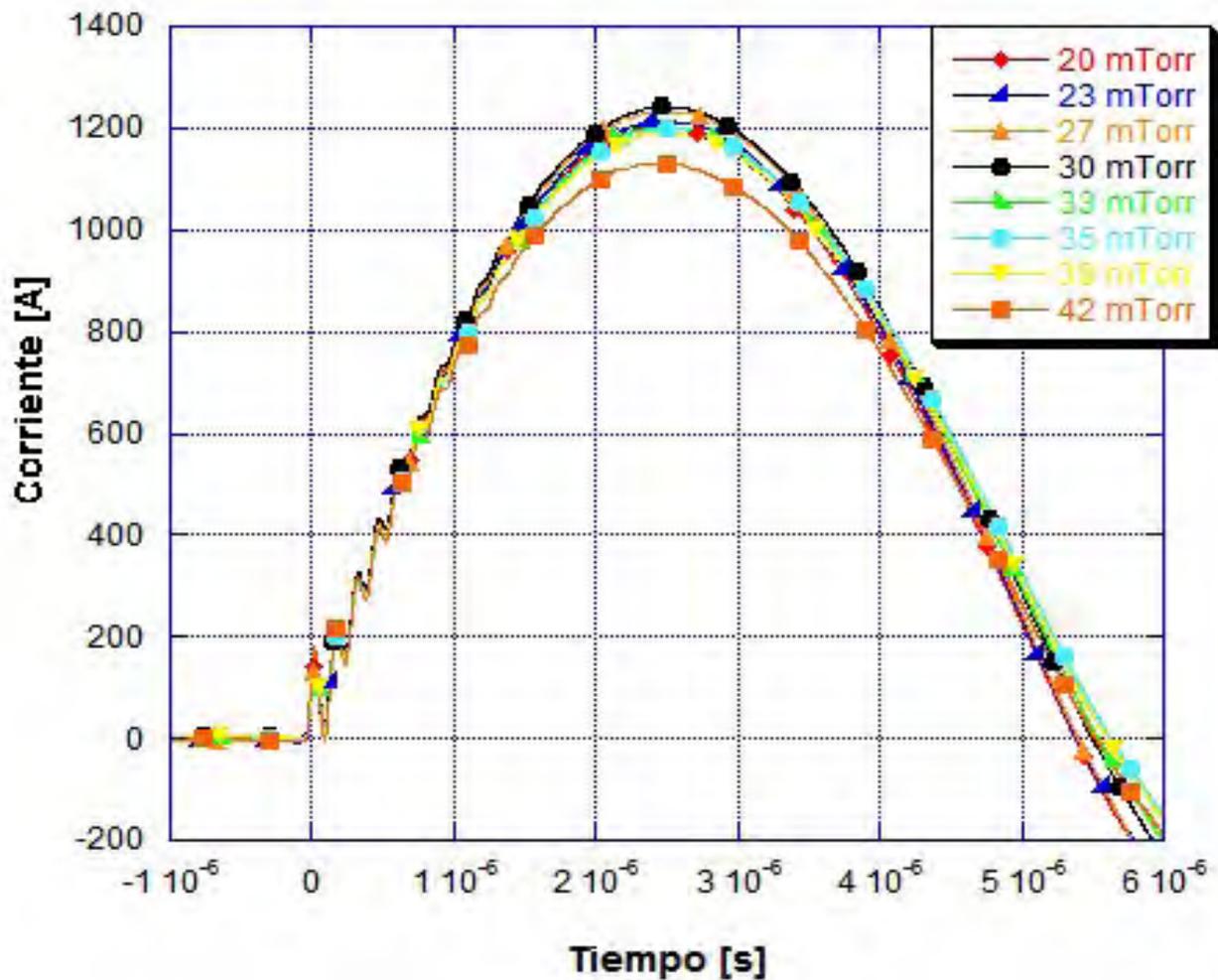


Figura 4.9. Corriente como función de la presión a un valor de tensión entre los electrodos de 14 kV.

En la figura (4.9) puede observarse que la corriente no presenta una variación considerable si se mantiene un valor fijo de tensión (a 14 kV) y se varía la presión del gas en el tubo. Se emplearon valores de presión desde los 42mTorr hasta los 22mTorr. Se observa que a 30 mTorr la corriente alcanza un valor máximo en 1237 A, para luego volver a disminuir en un valor de presión mayor. Es de esperarse este comportamiento, pues debido a la sección eficaz de colisión las partículas (en este caso átomos de Xe) [5] pueden desplazarse una distancia mayor si su camino libre medio es grande. Por el otro lado, al bajar mucho la presión, el número de partículas conductoras disminuye lo cual se ve reflejado en una disminución en la conductividad y con ello el valor de la corriente debe de disminuir.

## **Resultados experimentales: Las líneas láser y la evolución temporal del plasma de Xe**

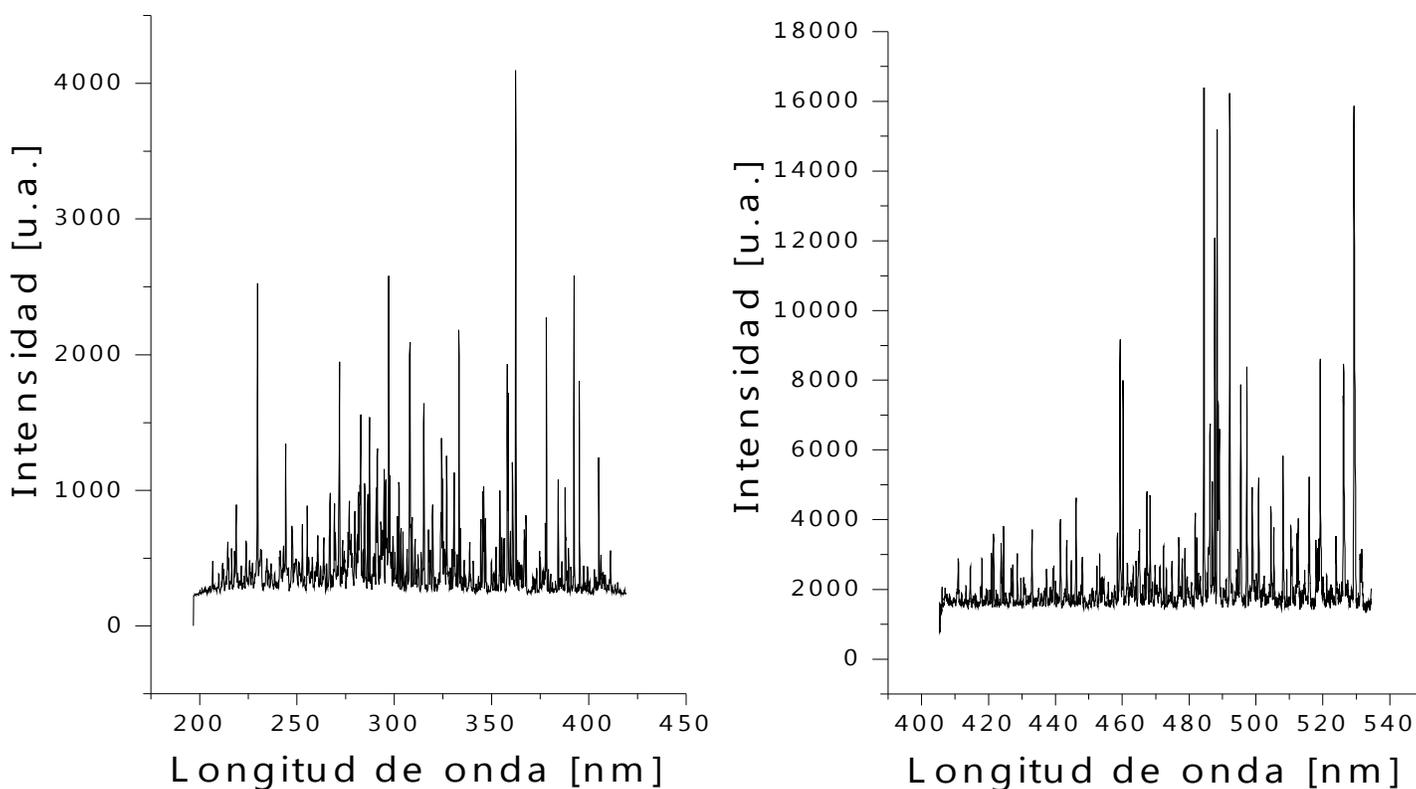
Este capítulo da a conocer los resultados obtenidos una vez que comenzó a funcionar el láser de Xenón, como son las líneas láser observadas y la evolución radial del plasma en el tubo capilar durante las descargas eléctricas. En cuanto al primer punto, las líneas láser, se muestran las señales de intensidad como función de la presión y la tensión en el tubo de descarga, pues estas variables pueden controlarse por medio de las llaves del sistema de vacío y por medio de un variac respectivamente. En la parte de la evolución temporal del plasma, se analizó la evolución radial del mismo dentro del tubo de descarga por medio de la cámara de barrido “*Streak*” sobre una pequeña región dentro del tubo capilar (ventana). Para esto, se tomaron fotografías en modo de barrido “*Streak*” del el orden de ns hasta  $\mu$ s. También se presentan diferentes condiciones de descarga para cada serie de fotografías tomadas.

### **5.1 Líneas láser observadas**

A continuación se muestran los resultados concernientes a la observación de la líneas láser, tales como: la longitud de onda de las líneas, su asignación iónica y espectroscópica, así como la potencia de salida del láser.

### 5.1.1 Determinación de la longitud de onda

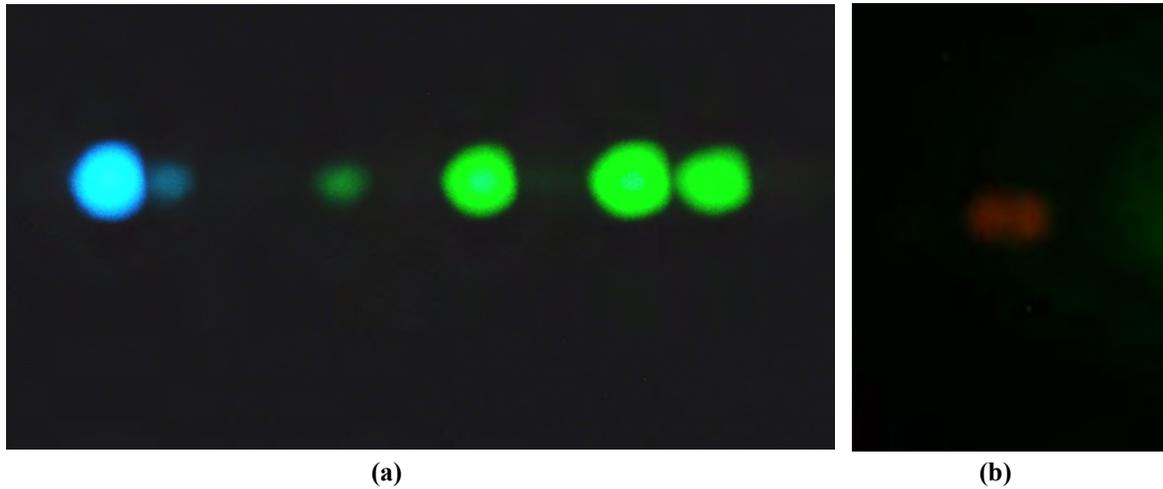
Justo después de alcanzar las condiciones necesarias para la excitación para los iones bajos de Xe (capítulo 3), se procedió a obtener espectros de emisión espontánea, principalmente en la región visible. Estos fueron obtenidos por medio de un espectrómetro de alta resolución HR4000 de OCEAN OPTICS, el cual cuenta con una mínima resolución de 0.02 nm y su rango de operación va desde los 406 nm hasta los 535 nm. Y para la región uv utilizó un espectrómetro de alta resolución HR2000 de OCEAN OPTICS, el cual cuenta con una mínima resolución de 0.02 nm y su rango de operación va desde los 200 nm hasta los 420 nm.



**Figura 5.1. Espectro espontáneo de Xe en la región uv (izquierda) y visible (derecha).  
Las escalas de intensidad son las mismas en ambos casos.**

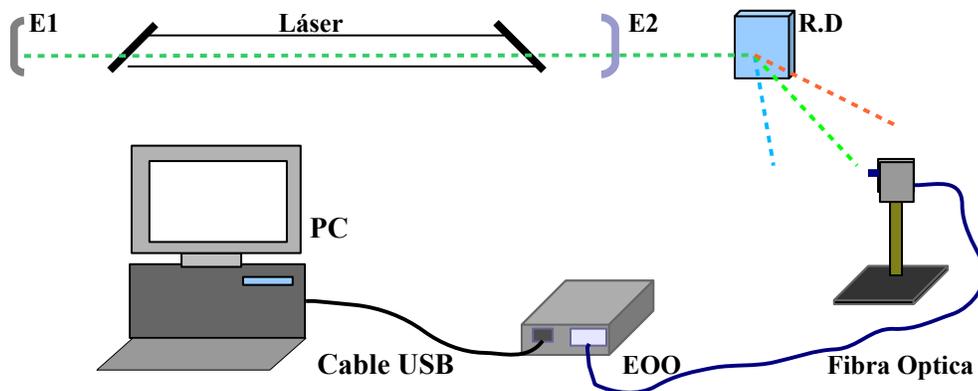
Por medio de datos de R. Duchowicz *et. al.* [28] y la adquisición de los espectros que muestran las transiciones iónicas del Xe, se puede determinar la existencia de transiciones estimuladas. Estas transiciones por medio de los espejos correspondientes, pueden lograr las condiciones necesarias (capítulo 2) para obtener líneas láser en la región visible.

En la figura (5.1) se muestran espectros espontáneos en la región uv y visible tomados bajo las siguientes condiciones de descarga: capacitor de 260 nF cargado a 16 kV mediante una bobina de carga de 1.5 H. M. Gallardo *et. al.* han reportado [29] que en la región visible hay 10 líneas que pueden amplificarse para lograr emisión láser bajo condiciones eléctricas similares a las nuestras. Por lo cual, se procedió a la alineación de los espejos N1 y Ar1 (ver capítulo 4) de la cavidad, los cuales funcionan para la región visible. Debe recordarse que, aunque la alineación no es muy crítica (ver capítulo 4) se debe procurar alinear los espejos lo mejor posible para evitar pérdidas de tiempo innecesarias debidas a la mala alineación de la cavidad. Una vez logrado este objetivo, se procedió a bajar la presión del gas dentro del tubo de descarga. En nuestro caso se siguió el siguiente procedimiento: cada vez que se disminuye el valor de la presión es conveniente mover un poco los tornillos de alineación de los espejos (ambos). Si no se observa alguna línea láser debe volverse a alinear los espejos como lo estaban previamente, para posteriormente bajar un poco más la presión y repetir otra vez el procedimiento anterior. De esta manera se logró ver una línea láser de color verde, al mejorar la alineación y bajar un poco más la presión se observó una línea láser azul verdosa. Por esto, se hizo uso de una red de difracción por reflexión de 1200 líneas/mm en primer orden para separar las distintas longitudes de onda y observarlas en una pantalla de papel. Pues el espectrógrafo no podía resolver todas las longitudes de onda observadas. Así, bajo las mejores condiciones conseguidas de alineación, presión (~30 mTorr) y tensión (~ 15 kV) se lograron observar 6 líneas láser simultáneamente, como lo muestra la figura (5.2). Puede observarse que algunas líneas son más intensas que otras bajo estas condiciones. Pero bajo otras condiciones, las líneas poco intensas aumentan en intensidad, en tanto que las otras disminuyen. Además, se puede observar que *todas las líneas se encuentran en modo TEM<sub>00</sub> como se esperaría para una cavidad confocal* (ver apéndice C) [11]. De hecho, este modo se mantuvo durante el transcurso de las mediciones, lo cual muestra una muy buena estabilidad en la cavidad.



**Figura 5.2. Líneas láser de Xe observadas. (a) En un mismo pulso se observan 6 líneas simultáneamente, están resueltas por medio de una red de difracción de 1200 líneas/mm y usando los espejos N1 y AR1, se pueden observar 4 líneas de color verde y 2 de color azul. (b) Línea láser observada usando los espejos Au1 y Au2 sin ser resuelta por medio de una red, se puede observar que es de color naranja.**

Posteriormente se procedió a medir la longitud de onda de las líneas observadas usando el mismo espectrómetro para saber de que línea láser se trataba. En la siguiente figura se muestra el arreglo experimental montado para la determinación de la longitud de onda de cada línea láser. La luz láser era colectada por medio de una fibra óptica de 400  $\mu\text{m}$  de diámetro de OCEAN OPTICS, y la información obtenida del espectrómetro era procesada en una PC, de esta manera, se determina la longitud de onda de cada línea láser observada.



**Figura 5.3. Diagrama experimental para la medición de la longitud de onda de las líneas láser. E1 es el espejo de reflexión total, E2 es el espejo de reflexión parcial, RD es la red de difracción de 1200 líneas/mm y EOO es el espectrómetro usado.**

Debe mencionarse que se separo cada línea antes de que el haz incidiera en el espectrómetro debido problemas con la ganancia de cada línea, pues esto conducía una mala resolución en el espectrómetro

Por medio del software del espectrómetro *Ocean Optics* se determinó la longitud de onda de las líneas láser. Como ya se había mencionado, el espectrómetro esta calibrado por el mismo fabricante, y el software contiene la capacidad para resolver hasta 0.02 nm de longitud de onda en el espectro visible desde 406 nm hasta los 535 nm. Este rango representó un problema en la determinación de la longitud de onda de 3 líneas, pues la longitud de onda de éstas está por arriba de este rango de operación. Dos de ellas son de color verde con  $\lambda > 535\text{nm}$  y otra línea de color naranja cercana a los 600nm. Para ello se utilizó la caracterización en longitud de onda hecha por R. Duchowicz *et. al.* [28].

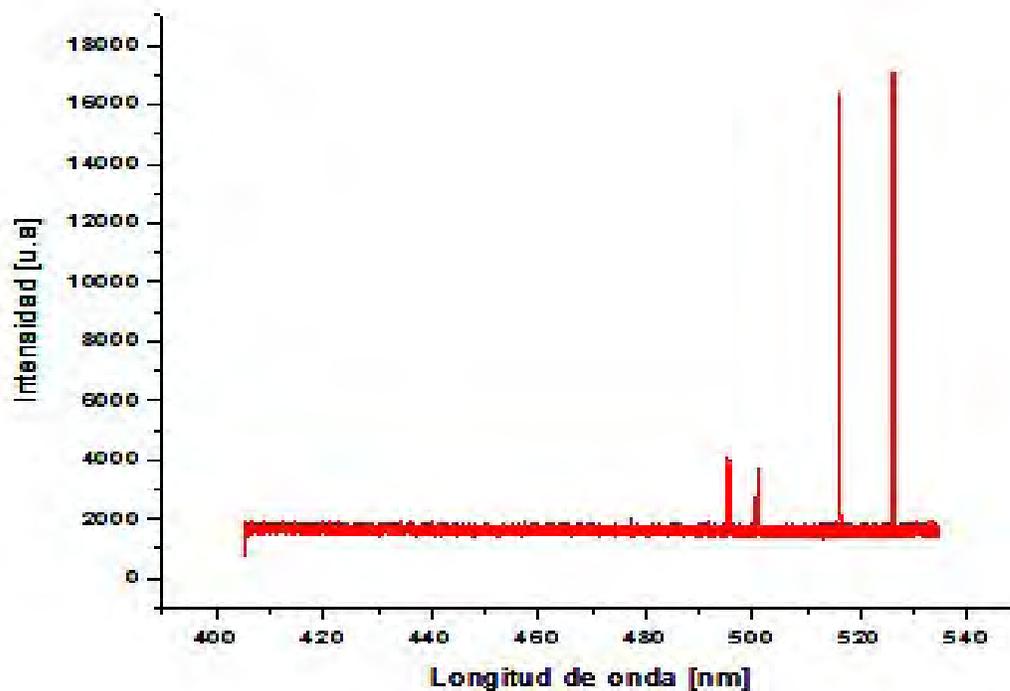


Figura 5.4. Espectro de la 4 líneas láser observadas

En la figura (5.4) se muestra el espectro de emisión del láser de Xe en el rango mencionado. Pues todas las líneas observadas por medio de la red de difracción corresponden a líneas ya antes reportadas en otros trabajos de investigación. En total se pudieron observar 7 líneas láser en el espectro visible, 6 de estas 7 líneas fueron observadas haciendo uso de los espejos N1 y Ar1, la otra línea observada por medio de los espejos Au1 y Au2 que corresponden a una línea naranja. Los valores de longitud de onda para cada una de estas líneas se muestran en la tabla 5.1:

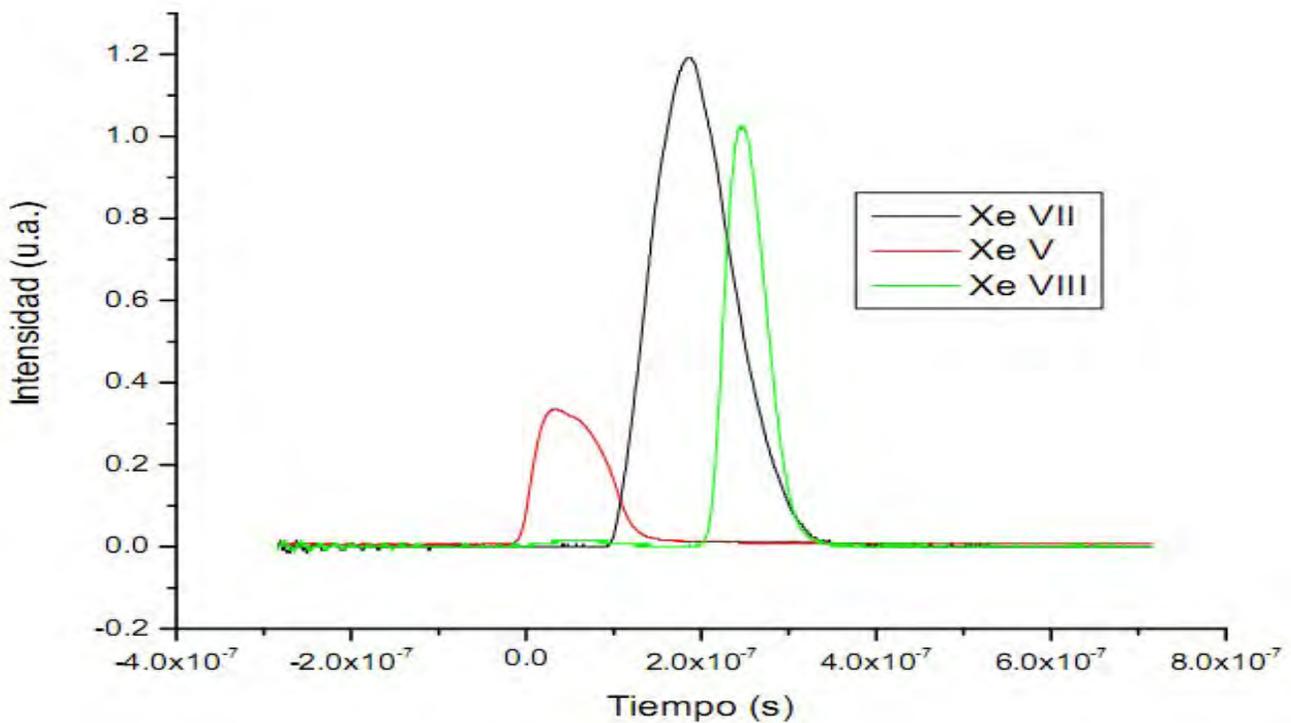
Longitud de onda [ $\text{\AA}$ ]	Color observado
4954.4	Cian*
5008.4	Azul - Verdoso*
5159.6	Verde - Azulado*
5262.4	Verde*
5352.9	Verde**
5394.6	Verde**
5955.7	Naranja**

**Tabla 5.1. Longitudes de onda de las líneas observadas. \* Líneas identificadas por medio del espectrómetro. \*\* Líneas identificadas por medio de [28].**

En la siguiente sección se da a conocer la dependencia que tiene la intensidad de las líneas mostradas en la figura (5.2) en función de la presión y de la tensión. Es interesante el hecho de que con la elección de estos espejos 6 líneas aparezcan simultáneamente. Pero debido a la separación en longitud de onda la línea naranja requiere de otros espejos; por esta razón, no es posible observarla junto con las 6 anteriores [1]. Lamentablemente otras líneas en el espectro visible [28] no pudieron ser observadas con los espejos disponibles. En tanto que, aunque se disponía de espejos para la región uv no se pudo observar ninguna transición en esta región. Este hecho se le atribuyó al opacamiento de las ventanas de cuarzo del tubo. Debido a la cercanía de los electrodos con las ventanas de cuarzo, estos parecían desprender partículas del material de que están hechos; de esta manera se formaba alguna película oscura sobre las ventanas, la cual absorbe la luz en su recorrido de ida y vuelta entre los espejos. En el capítulo 6 se da una posible solución a tal problema.

### 5.1.2 Clasificación de la líneas láser

No es el propósito de este trabajo presentar un desarrollo teórico para la clasificación de las líneas, pero se explicará brevemente como se obtiene la clasificación espectroscópica de cada una de las líneas observadas así como la asignación iónica de cada una. Un método para la asignación iónica de líneas láser, consiste en analizar el comportamiento de las intensidades de emisión de las líneas para diferentes valores de energía (que se obtienen variando la presión y la tensión). Se sabe que las intensidades correspondientes a los iones más altos alcanzan su valor máximo para valores de presión menores que los iones bajos [27]. Esto corresponde con el hecho que si se aumenta la energía de excitación es más fácil excitar a los iones más altos.



**Figura 5.5. Espectroscopía resuelta en tiempo para estados de ionización de diferentes transiciones láser obtenidas con una cavidad formada por tres espejos usando una capacitancia de 300 nF a 13 kV y presión de 30 mTorr [27].**

Otro método se basa en el análisis de la distribución temporal [27], donde se muestra que las emisiones pertenecientes al mismo grado iónico bajo las mismas condiciones experimentales presentan una distribución

temporal semejante. Además, existe un progresivo aumento con el número iónico, en el retraso temporal del comienzo de la emisión respecto a la corriente. De esta manera, para saber la asignación iónica basta con conocer la distribución temporal y compararla con la de otras transiciones previamente clasificadas y que no tengan otra línea cercana perteneciente a otro ión. En la figura 5.5 se muestra el análisis espectroscópico resuelto en tiempo realizado por M. Sobral [27], donde puede observarse el orden en que aparecen los distintos grados iónicos del Xe. Por otro lado, para la clasificación espectroscópica se emplean cálculos teóricos del tipo Hartree-Fock Relativistas y de diagonalización de matrices [30] para la determinación de la probabilidad de transición  $A_{ji}$ . De esta manera se pueden determinar los tiempos de vida en los estados inferior y superior de una transición atómica. Con estos cálculos es posible establecer las transiciones que pueden dar lugar a emisión láser. En la Tabla 5.2, se muestran algunas líneas láser de Xe con su correspondiente asignación iónica y su clasificación espectroscópica:

Longitud de onda $\lambda$ [nm]	Ion	Clasificación
231.54	VII	$5s4f(^2S)^1F_3 - 5p^2(^1D)^1D_2$
330.61	V	$5s^2 5p4f(^2P)^3G_3 - 5s^2 5p5d(^2P)^3F_3$
364.55	VII	$5s4f(^1S)^1F_3 - 5p^2(^3P)^3P_2$
406.04	III	$5s^2 5p^3(^2P)6p^1D_2 - 5s^2 5p^3(^2P)6s^1P_1$
495.41	V	$5s^2 5p4f(^2P)^1G_4 - 5s^2 5p5d(^2P)^1F_3$
500.78	V	$5s^2 5p4f(^2P)^3D_3 - 5s^2 5p5d(^2P)^1D_2$
515.91	V	$5s^2 5p4f(^2P)^3F_4 - 5s^2 5p5d(^2P)^3D_3$
526.02	V	$5s^2 5p4f(^2P)^1F_3 - 5s^2 5p5d(^2P)^3D_2$
535.29	V	$5s^2 5p4f(^2P)^3F_3 - 5s^2 5p5d(^2P)^3P_2$
539.46	V	$5s^2 5p4f(^2P)^3F_2 - 5s^2 5p5d(^2P)^3D_1$
595.59	V	$5s^2 5p4f(^2P)^1D_2 - 5s^2 5p5d(^2P)^1P_1$
904.5	I	$6p [1,1/2]_1 - 6s [1,1/2]_2$
1732.5	I	$5d [1,1/2]_1 - 6p [1,1/2]_2$

**Tabla 5.2. Líneas láser de Xe clasificadas en la región UV, VISIBLE e IR.**

De la clasificación anterior puede observarse que para nuestro caso, sólo se obtuvieron transiciones en el Xe V, todas en el espectro visible debido a los espejos de los que se disponía.

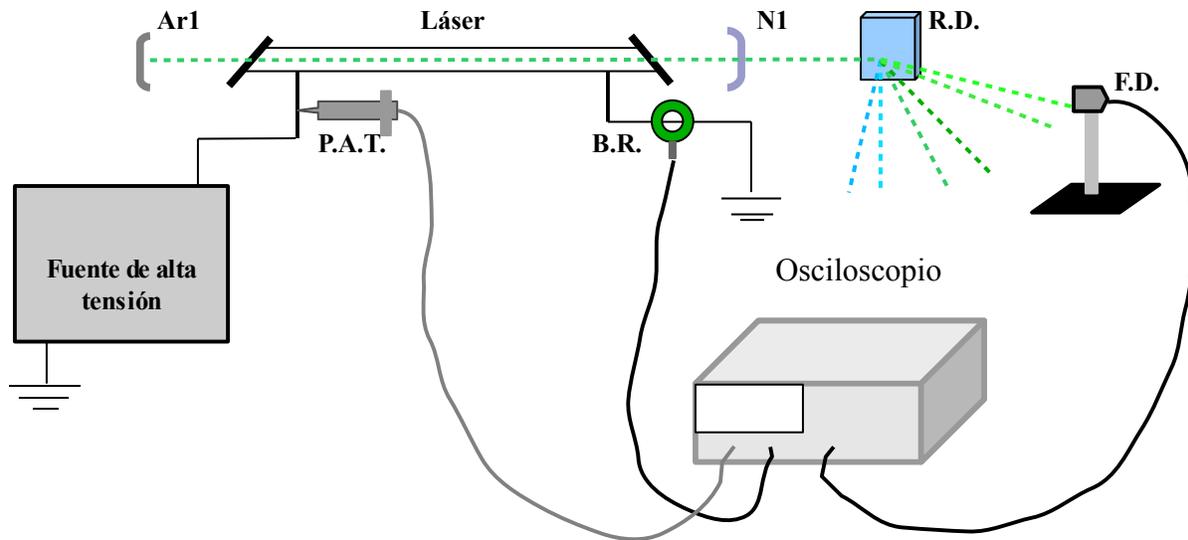
### 5.1.3. Medición de la potencia de salida

Para realizar la medición de la potencia de un láser es importante tener en cuenta si se trata de un láser continuo o un láser pulsado como en nuestro caso. Para medir la potencia de un láser continuo se utiliza un fotodetector que trabaja en modo fotovoltaico y para la potencia de un láser pulsado este fotodetector opera en modo fotoconductor. Para realizar la medición de la potencia de salida del láser hay que mencionar que no se separó cada línea láser por medio de la red de difracción como en la parte de la observación de las líneas. Por el contrario, se tomó el conjunto de rayos sin dispersar. Se utilizó un Medidor de Potencia y Energía Óptica modelo 1918-C con fotodetector de termopila modelo 818P-015-18HP de rango de operación de 190 nm a 2500 nm y puede detectar picos de potencia de hasta 15 W de *Newport Corp.* Es un medidor de alto rendimiento que puede medir en modo fotovoltaico y fotoconductor, una potencia mínima detectable de 1  $\mu\text{W}$ , precisión de  $\pm 2.5\%$  para modo pulsado. Para la medición de la potencia se trabajó a una frecuencia de disparo de 5 Hz, pero dado que la potencia varía en función de la presión y la tensión en el tubo, se midió el máximo valor de potencia registrado por el detector. Este se obtiene justo cuando aparecen las 6 líneas antes mostradas, de esta manera se midió una potencia de salida de 13 mW para esta frecuencia de disparo, es decir, se obtiene una potencia por pulso de  $P = 2.6 \pm 1 \mu\text{W}$ . Debido al mal estado de los espejos Au1 y Au2 no se pudo medir la potencia de salida de la línea 595.54 nm (naranja), por ello no se reporta el valor de potencia para esta línea láser.

## 5.2 La intensidad como función de las variables controlables: $I=I(P,V)$

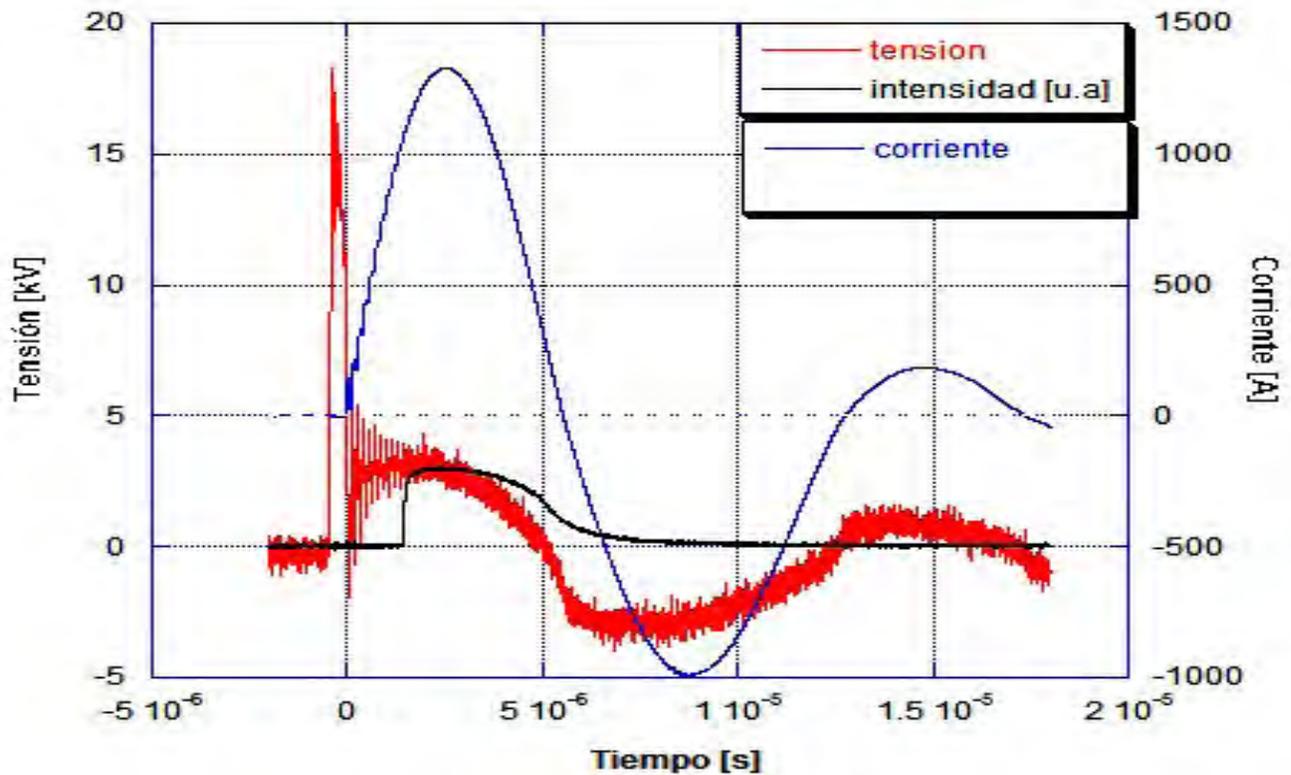
Como se ha estado mencionando anteriormente, las variables controlables dentro de la operación del láser son la presión del gas y la tensión en los electrodos del tubo. Con estas variables se pueden controlar el número de líneas láser observadas, así como su intensidad. Es esta última propiedad la que se describirá en esta sección y de acuerdo con la envolvente de las curvas de intensidad, se da una forma explícita de la función  $I = I(P,V)$ . Cada gráfica presenta una serie de curvas de intensidad al fijar una de las dos variables y variar la otra:  $I = I(P, V_0)$ ,  $I =$

$I(P_0, V)$ ; para finalmente tratar de unir estos dos comportamientos. Debe recordarse que durante todos los procesos de medición se trabajó en un mismo modo de oscilación ( $TEM_{00}$ ) como se había mencionado anteriormente. Dado que este modo es el más intenso debido a su distribución de radiación espacial Gaussiana, esto garantiza que se está trabajando en un modo muy estable y con la mayor ganancia posible (Capítulo 2).



**Figura 5.6. Diagrama experimental para la medición de la intensidad de las líneas láser, la tensión y la corriente en el tubo de descarga. P.A.T. es la punta sensora de alta tensión, B.R. es la bobina Rogowski y F.D. es un fotodiodo con salida BNC.**

En la figura (5.6) se muestra el diagrama experimental utilizado, donde se observa el registro de la tensión de los electrodos, la corriente a través del plasma y la intensidad de las líneas para el mismo pulso. Para la medición de la intensidad se utilizó un fotodiodo de Silicio de alta velocidad que cubre de 350 nm a 1100 nm y 14 ns de *rise time* de marca THORLABS modelo DET110. La figura (5.7) muestra las tres señales obtenidas para un mismo pulso con las siguientes condiciones: Capacitor de 260 nF cargado a 15 kV a una presión de 33 mTorr para la línea láser 5262.40Å:



**Figura 5.7. Señales de tensión, corriente e intensidad para un mismo pulso y para la línea láser 5262.40Å. La intensidad está en unidades arbitrarias.**

Se observa que el valor más alto de la intensidad de la línea coincide con el valor más alto de la corriente como se mencionó en el Capítulo 4, dado que la intensidad es proporcional al cuadrado de la densidad de corriente. Por otro lado, se observa que hay una caída de tensión al inicio de la corriente para posteriormente caer como una función oscilatoria amortiguada. Para las demás líneas láser, se observa un comportamiento similar aún en diferentes condiciones de presión y tensión; generalmente la corriente tiene un FWHM (ancho total a la altura media) cercano a los 3.5  $\mu$ s como se observa en la figuras (4.7) y (4.8). En las siguientes 4 gráficas, se muestra el comportamiento de la intensidad de algunas líneas láser en función de la presión, la tensión y el tiempo de evolución de la línea observada en el osciloscopio. Se fijó un valor de presión o de tensión y se varió el otro. Debe mencionarse que, no se muestran los valores menores a 10 kV, pues el umbral de emisión láser se encontraba cerca de los 9.8kV para todas las líneas láser observadas, aun con diferentes condiciones de presión.

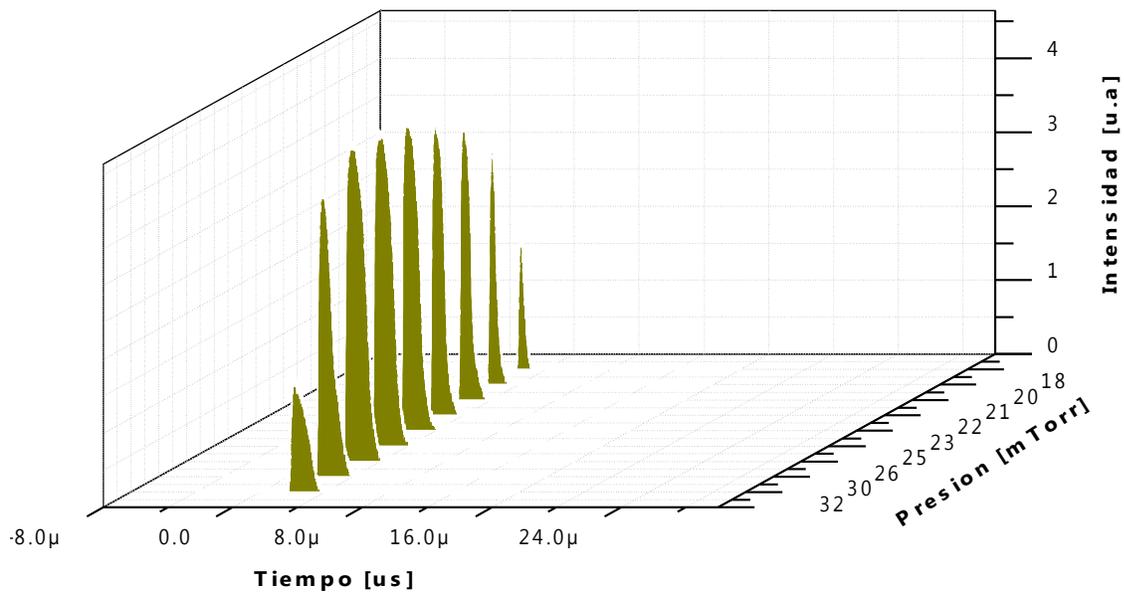


Figura 5.8. Línea 5159 Å: Intensidad como función de la presión y el tiempo, a una tensión de 14 kV.

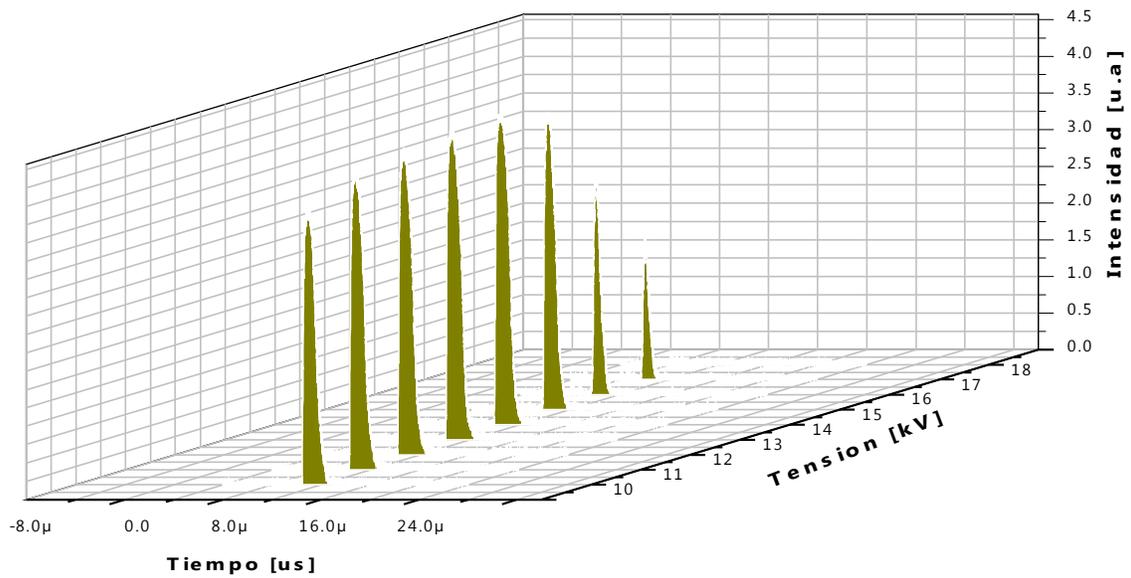


Figura 5.9. Línea 5159 Å: Intensidad como función de la tensión y el tiempo, a una presión de 25 mTorr.

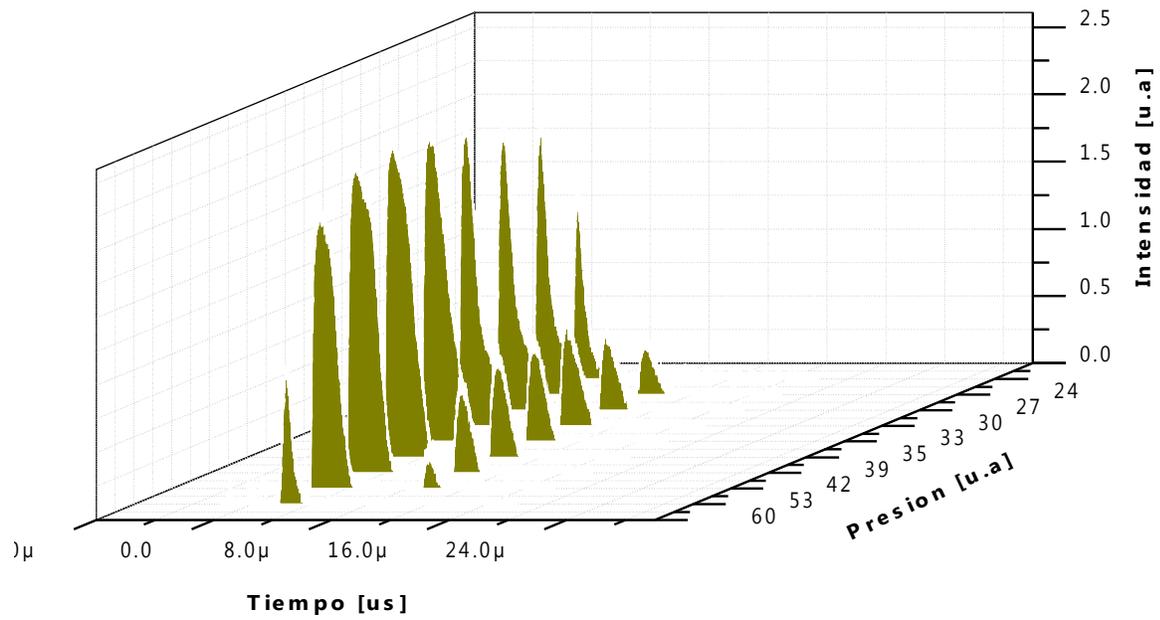


Figura 5.10. Línea 5394 Å: Intensidad como función de la presión y el tiempo, a una tensión de 15kV.

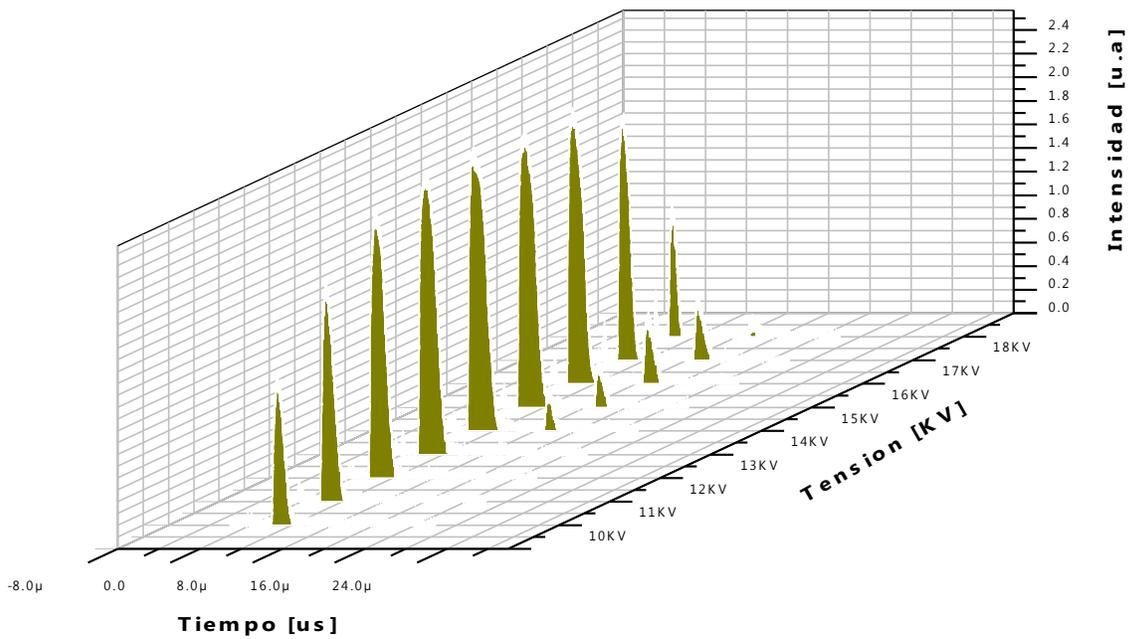


Figura 5.11. Línea 5394 Å: Intensidad como función de la tensión y el tiempo, a una presión de 35 mTorr.

Se ha podido observar que para un valor fijo, ya sea de presión o de tensión y variando la otra, la intensidad de la línea alcanza un valor máximo para luego volver a caer. Y para las demás líneas se tienen comportamientos similares aunque a otros valores de presión y tensión. Puede generalizarse el siguiente comportamiento:

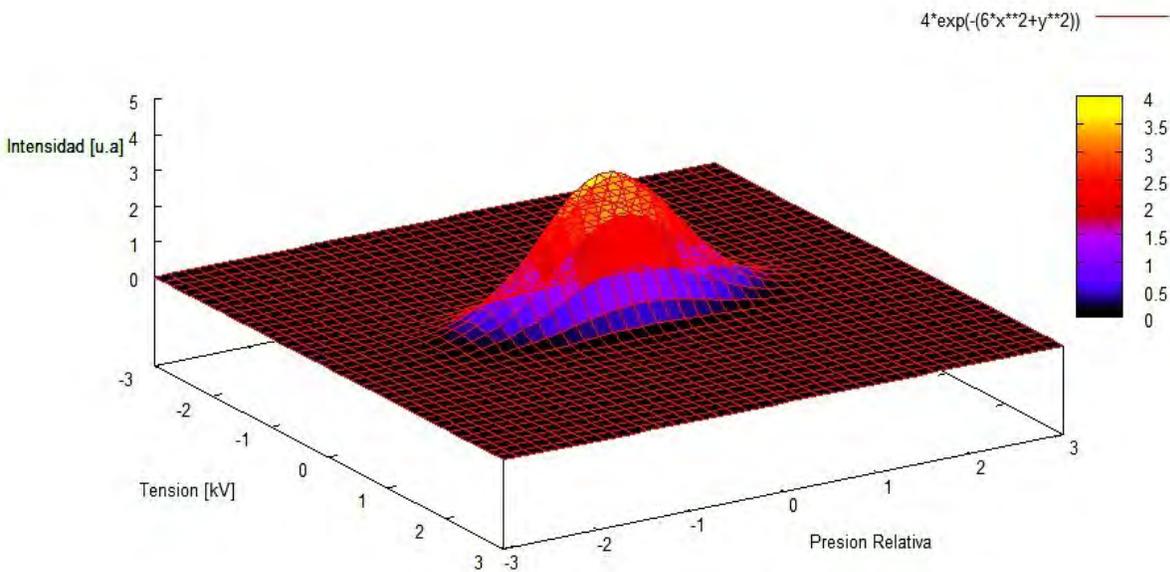
$$I(P) = A_1 e^{-B_1 P^2} \quad (5.1)$$

y

$$I(V) = A_2 e^{-B_2 V^2} \quad (5.2)$$

donde los  $A_i$  con  $i=1,2$  determinan el valor máximo de la intensidad, y  $B_i$  con  $i=1,2$  determinan el ancho de la curva de intensidad. De este comportamiento individual para cada variable puede deducirse un comportamiento general (para cada línea observada) de la forma:

$$I(V, P) = A e^{-BV^2 + CP^2} \quad (5.3)$$



**Figura 5.12. Forma de la función  $I=I(P,V)$  de acuerdo con los datos experimentales obtenidos. En la parte superior se observa la elección de los parámetros A, B y C para la ecuación (5.3).**

El hecho de que los parámetros B y C no sean iguales presenta una asimetría de una función Gaussiana perfecta [31], debida justamente al comportamiento individual de cada variable. La figura (5.12) muestra el comportamiento observado de la Intensidad de las líneas láser como función de la tensión y de la presión. Este comportamiento demuestra que las líneas láser sólo se observan dentro de una región en el espacio *Tensión- Presión-Intensidad*. Esto se sustenta en el hecho de que a partir de cierto valor de tensión aparece una línea láser y para un valor superior desaparece, y de igual forma para la presión. También debe mencionarse que las dos líneas láser mas intensas (5262.4 Å y 5352.9Å) presentaron un doble pulso, una posible explicación a esto es la doble contracción del plasma por efecto *pinch* como lo explica [2].

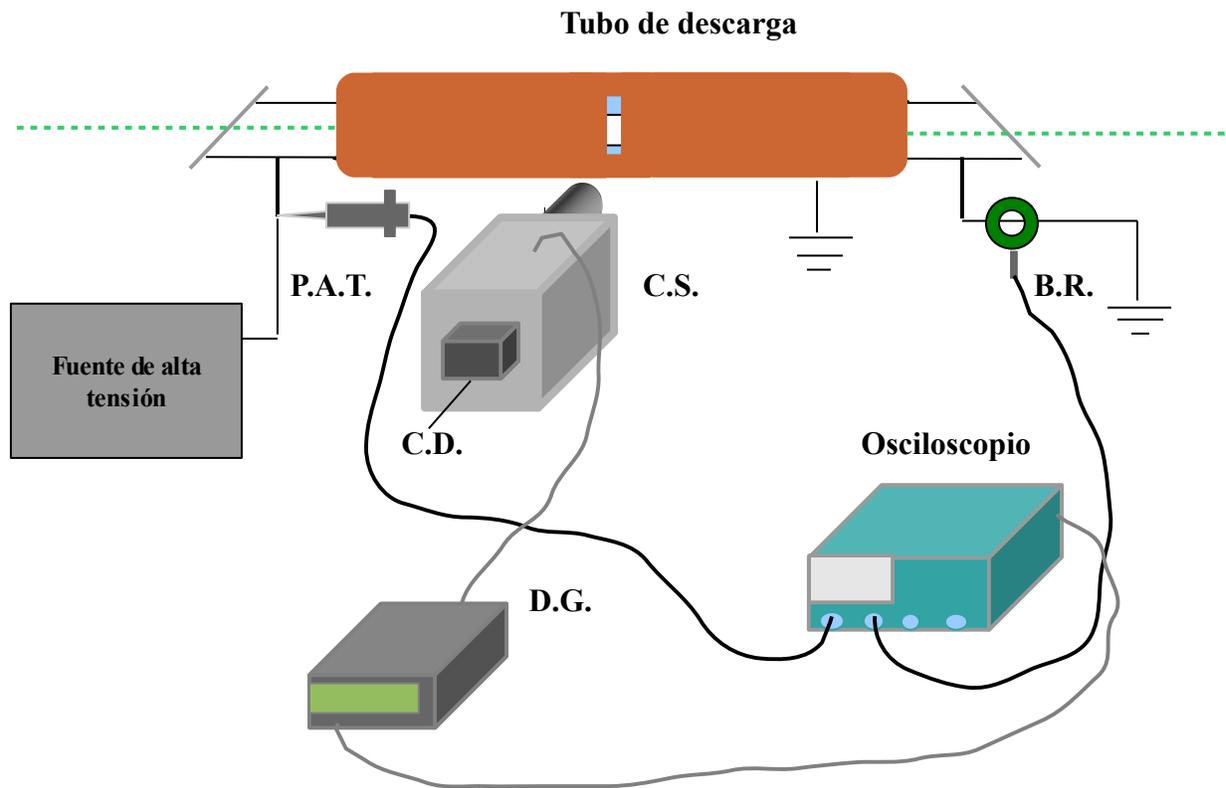
### 5.3 Evolución temporal del plasma de Xe

Además de estudiar los resultados correspondientes a la obtención de las líneas láser, también se realizó un estudio del plasma de Xe. Esta sección está dedicada al análisis de imágenes resueltas en tiempo con el objetivo de investigar una posible compresión del plasma (efecto *pinch*) que fue reportado por otros autores [2]. Este estudio se llevó a cabo por medio de una cámara de barrido *Streak* modelo C2830 de *Hamamatsu* con las siguientes características:

- iv) Cubre un amplio rango temporal de: 500 ps a 1 ms (para barridos lentos y rápidos de unidades elegidas)
- v) Diseñada para operaciones de Barrido único
- vi) Resolución temporal de: Para barridos rápidos-Mayor a 10 ps  
Para barridos lentos – Mayor a 100 ps
- vii) Medición simultánea de tiempo, posición (longitud de onda) e intensidad de la luz
- viii) Alta sensibilidad (detección de fotoelectrones únicos)
- ix) Función de obturador de alta velocidad

Una cámara de barrido *Streak* muestra las variaciones de intensidad de un pulso de luz con respecto al tiempo.

Generalmente funciona de la siguiente manera: Un pulso de luz entra en el lente de la cámara a través de una delgada rendija a lo largo de una dirección. Este es entonces deflectado en dirección perpendicular, así que, los fotones que alcanzan primero al detector se ubican en diferente posición que los que llegan posteriormente. La imagen resultante forma una traza (*streak*) de luz, de la cual la duración y otras propiedades temporales de la luz pueden ser interpretadas. Usualmente, a fin de grabar periódicamente el fenómeno, una cámara de barrido *Streak* necesita de un sistema de activación (*trigger*) adecuado, como en un osciloscopio. Para realizar las mediciones, fue necesario abrir una pequeña rendija en la camisa de cobre del tubo, pues ésta cubre a todo el tubo capilar y es justo ahí donde queremos tomar las fotos *streaks*. Las condiciones de descarga en el tubo fueron tres distintas, para diferentes valores de capacitancia, tensión y presión en el tubo.



**Figura 5.13. Diagrama experimental usado para la adquisición de las fotos *Streaks*. Donde P.A.T. es la punta de alta tensión, C.S. es la Cámara *Streak*, B.R. es la bobina Rogowski, C.D. es una cámara digital y D.G. es el generador de retrasos. Puede observarse la rendija hecha a la camisa del tubo, donde se enfoca la cámara *streak*.**

Puede observarse el arreglo experimental usado para la medición del radio de la columna del plasma en la figura (5.13). Como ya se había mencionado anteriormente, debido a los intervalos de tiempo requeridos para el estudio del plasma, es necesario hacer uso de un generador de pulsos con retraso variable (DG) para iniciar el tiempo de “barrido” de la cámara *Streak*. El DG utilizado es un DG de *Stanford Reseach Systems* modelo DG535 con las siguientes características:

1. Resolución de retraso de 5 ps
2. Variación < 100 ps rms
3. Retraso de hasta 1000 s
4. Amplitud ajustable y *offset*

Debe observarse que la señal que activa a la cámara *streak* es la señal de tensión que activa además al DG y al osciloscopio. Por otro lado, se usó una cámara digital marca Nikon modelo D90 para la adquisición de las fotos *streaks*, pues de esta manera es posible descargar las imágenes en una PC. A continuación se muestran algunas planillas de fotos *streaks*, tomadas con diferentes condiciones de barrido y retraso, además de diferentes condiciones de descarga en el tubo. Las imágenes fueron pasadas a escalas de grises. En las siguientes 3 tablas se muestran varias fotos *streaks* que muestran diferentes comportamientos del plasma, debido a las correspondientes condiciones eléctricas y tiempos de adquisición de barrido (*bar*) y retardo (*ret*). Éste último se refiere al inicio del barrido después de iniciada la descarga. Todas las fotografías muestran distintos tiempos de barrido (cuyo eje está indicado por una flecha y es el mismo para todas las fotos) y retardo con el objeto de tratar de observar variaciones en diferentes tiempos de evolución del diámetro de la columna del plasma que puedan ser indicios del efecto “*pinch*”.

Por otro lado, el análisis del comportamiento del plasma de Xe se basa en la comparación de la señal de corriente con respecto a la variación del radio del plasma en el tiempo y su correspondiente foto-*streak*. De esta manera pueden observarse en paralelo las variaciones del radio de la columna del plasma, corriente y la intensidad de la luz registrada por la cámara *streak*.

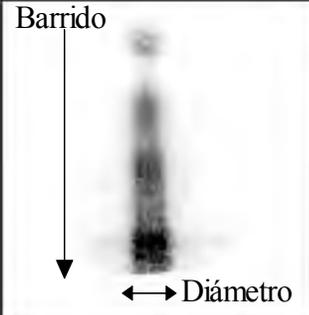
			
Bar.=500ns, Ret.=0.0 $\mu$ s	Bar.=500ns, Ret.=500ns	Bar.=500ns, Ret.=1.0 $\mu$ s	Bar.=500ns, Ret.=2.0 $\mu$ s
			
Bar.=500ns, Ret.=4.0 $\mu$ s	Bar.=500ns, Ret.=5.0 $\mu$ s	Bar.=1.0 $\mu$ s, Ret.=0.0 $\mu$ s	Bar.=1.0 $\mu$ s, Ret.=500ns
			
Bar.=1.0 $\mu$ s, Ret.=1.5 $\mu$ s	Bar.=1.0 $\mu$ s, Ret.=3.0 $\mu$ s	Bar.=1.0 $\mu$ s, Ret.=4.5 $\mu$ s	Bar.=200ns, Ret.=200ns
			
Bar.=200ns, Ret.=400ns	Bar.=200ns, Ret.=600ns	Bar.=200ns, Ret.=1.8 $\mu$ s	Bar.=200ns, Ret.=2.8 $\mu$ s

Tabla 5.3. Fotos-*Streaks* tomadas con las condiciones de descarga de un capacitor de 260 nF cargado a 17 kV y una presión en el tubo de 23 mTorr. En cada imagen se muestran los tiempo de barrido de la cámara y el tiempo de retraso para iniciar el barrido. Frecuencia de disparo de 1Hz.

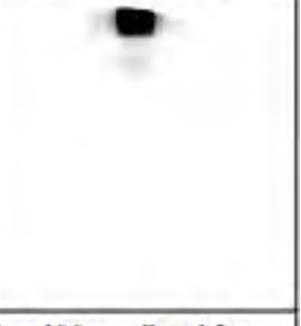
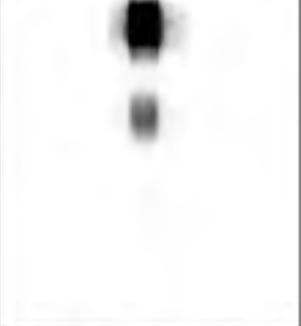
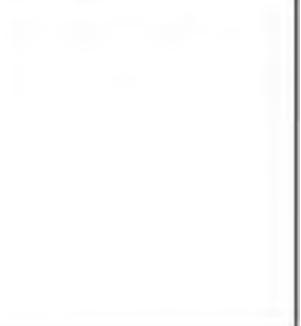
			
Bar.=500ns, Ret.=0.0μs	Bar.=500ns, Ret.=800ns	Bar.=500ns, Ret.=1.2μs	Bar.=500ns, Ret.=2.0μs
			
Bar.=500ns, Ret.=3.0μs	Bar.=500ns, Ret.=700ns	Bar.=500ns, Ret.=0.0μs	Bar.=500ns, Ret.=2.5μs
			
Bar.=200ns, Ret.=0.0μs	Bar.=200ns, Ret.=200ns	Bar.=200ns, Ret.=850ns	Bar.=10.0μs, Ret.=1.2μs
			
Bar.=5.0μs, Ret.=1.2μs	Bar.=5.0μs, Ret.=0.0μs	Bar.=2.0μs, Ret.=0.0μs	

Tabla 5.4. Fotos-*Streaks* tomadas con las condiciones de descarga de un capacitor de 48 nF cargado a 19 kV y presión en el tubo 20 mTorr. En cada imagen se muestran los tiempos de barrido de la cámara y el tiempo de retraso para iniciar el barrido. Frecuencia de disparo de 1 Hz.

			
Bar.=200ns, Ret.=0.0μs	Bar.=200ns, Ret.=300ns	Bar.=200ns, Ret.=400ns	Bar.=200ns, Ret.=350ns
			
Bar.=200ns, Ret.=800ns	Bar.=200ns, Ret.=1.0μs	Bar.=200ns, Ret.=1.8μs	Bar.=200ns, Ret.=2.0μs
			
Bar.=500ns, Ret.=0.0μs	Bar.=500ns, Ret.=800ns	Bar.=500ns, Ret.=2.0μs	Bar.=500ns, Ret.=2.8μs
			
Bar.=1.0μs, Ret.=0.0μs	Bar.=1.0μs, Ret.=1.0μs	Bar.=1.0μs, Ret.=2.0μs	Bar.=1.0μs, Ret.=6.0μs

Tabla 5.5. Fotografías *streaks* tomadas con las condiciones de descarga de un capacitor de 770 nF cargado a 15 kV y presión en el tubo 18 mTorr. En cada imagen se muestran los tiempos de barrido de la cámara y el tiempo de retraso para iniciar el barrido. Frecuencia de disparo de 1 Hz.

El proceso para obtener a partir de las fotos *streaks* información en unidades de mm para el radio del plasma y en segundos para el tiempo de evolución se muestra en el apéndice D.

En las siguientes gráficas se muestra el análisis hecho a las fotos *streaks* sombreadas en las Tablas 5.3, 5.4 y 5.5, las cuales mostraron algún comportamiento “interesante”. Debe resaltarse un hecho importante, pues en las tablas anteriores el tiempo de retardo es el seleccionado en el DG, y en las siguientes gráficas se muestra el tiempo corregido (ver Apéndice D). El problema con la ganancia en los extremos de la cámara presento efectos despreciables en medición del radio de la columna del plasma, por ello no se realizó ninguna corrección al respecto. Además, se debe hacer notar que en algunos casos el valor del radio puede ser mayor de 2.5 mm (radio del capilar), esto se debe a que los valores obtenidos no están normalizados. Pero debe recordarse que lo importante es mostrar la variación del radio (en mm) del plasma obtenido.

► **Foto-Streak 1:** Descarga de un capacitor de 260 nF cargado a 17 kV, barrido de 500 ns y retardo en DG de 413 ns

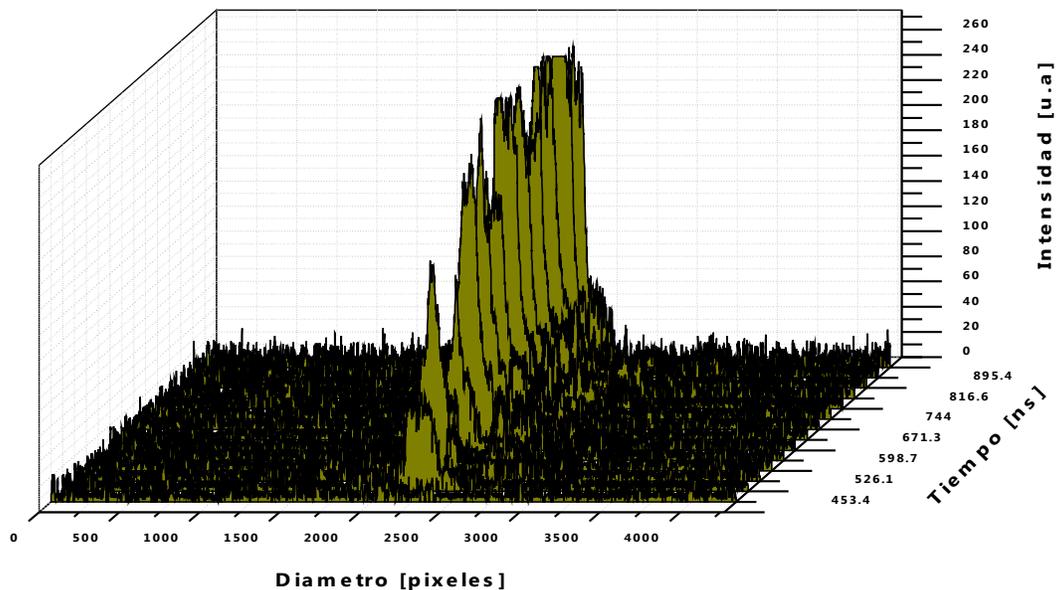
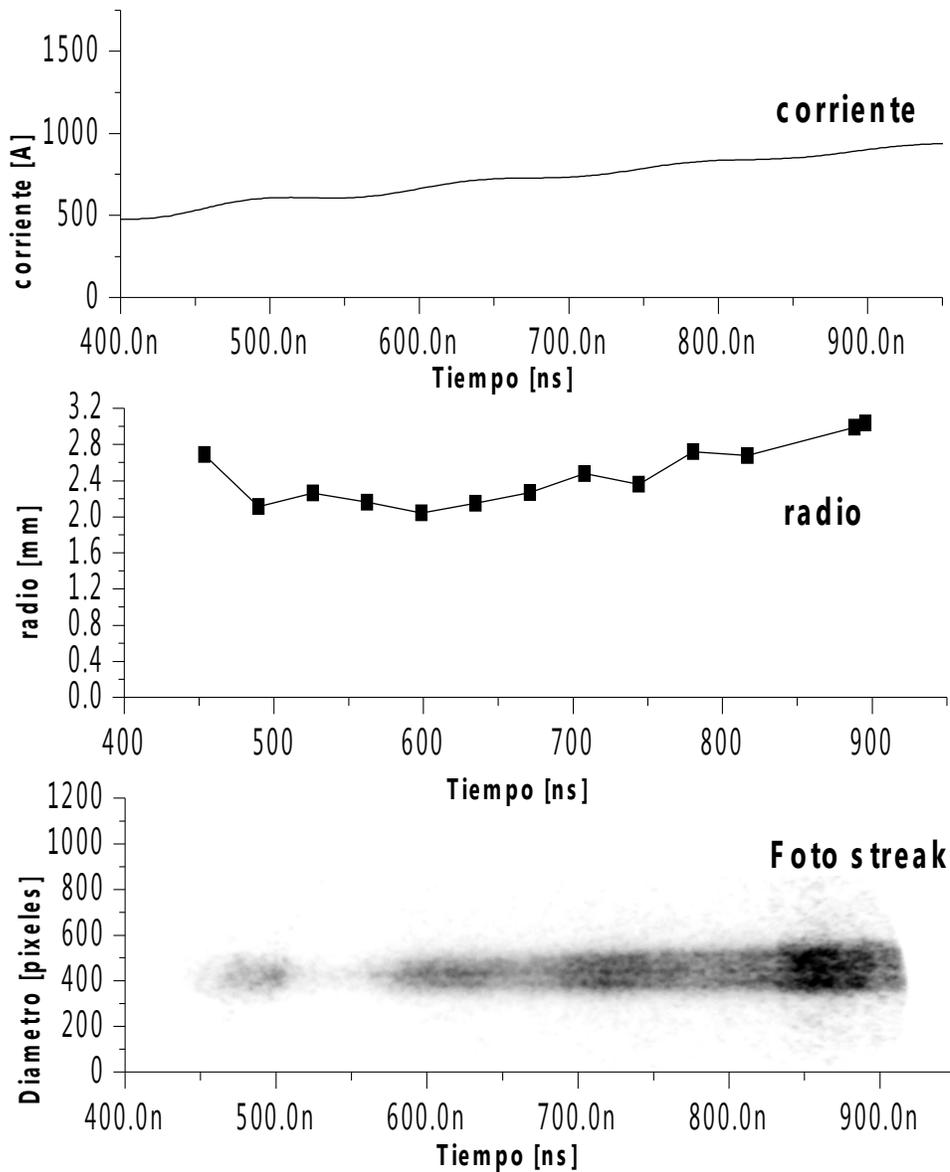


Figura 5.14. Perfiles de intensidad para la foto-streak 1.

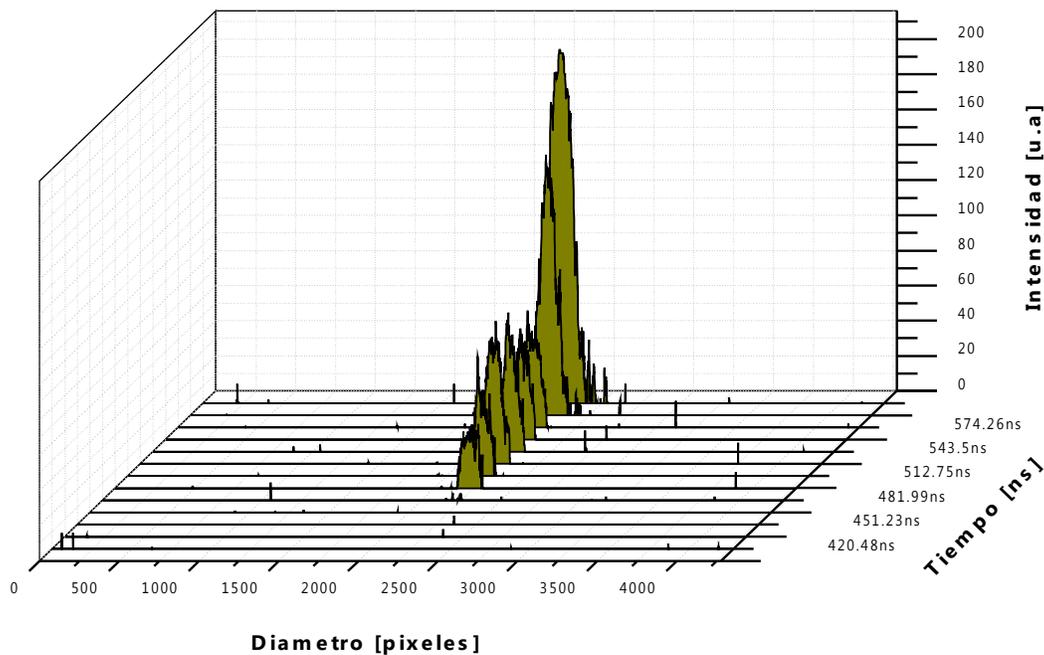


**Figura 5.15.** Evolución temporal del radio del plasma y su correspondiente señal de corriente para la foto-streak 1. El barrido es de 500 ns y se inicia desde los 413 ns.

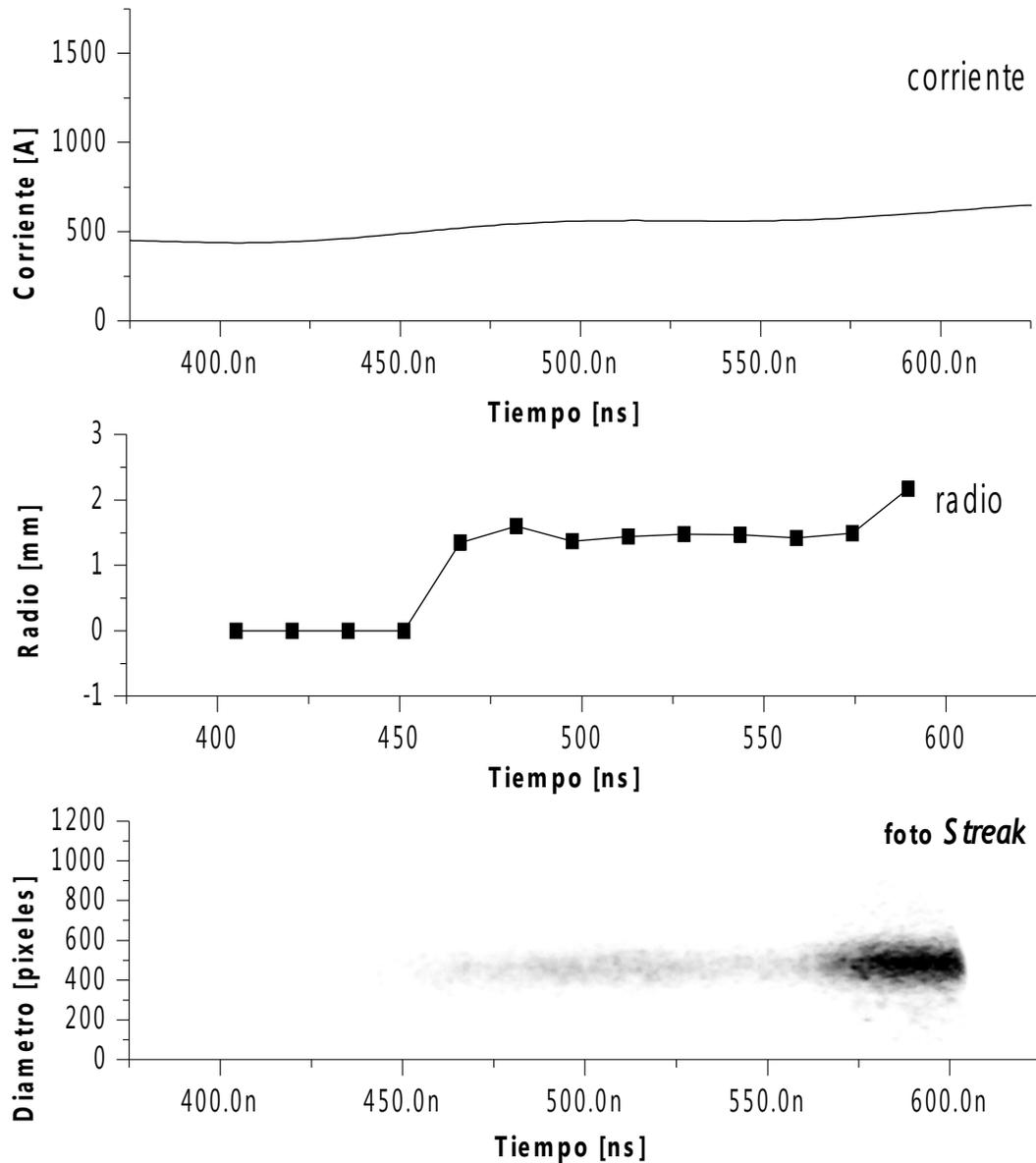
La figura (5.14) muestra los perfiles de intensidad de la foto-streak de la figura (5.15), se puede observar que los picos de intensidad tienen variaciones importantes, en tanto que los anchos relativos entre unos y otros son muy parecidos. Como se mencionó anteriormente, la ganancia en el contorno del obturador de la cámara streak es mayor que en la zona central, por ello los extremos de la gráfica de radio contra tiempo no deben ser tomados en

cuenta. De acuerdo con la figura (5.15) se puede observar que la corriente sube de manera casi lineal a lo largo del intervalo de tiempo escogido. Y la correspondiente curva de radio contra tiempo no muestra una desviación importante del valor medio del radio del plasma: 2.35 mm. Por el otro lado, la imagen del diámetro del plasma de la fig. (5.15) muestra la evolución del radio en el mismo intervalo de tiempo. Se puede observar que la intensidad de la columna luminosa del plasma va aumentando, no así el radio, pero comparando la curva de corriente con la foto-streak se observa que la intensidad aumenta con la corriente. Esto porque al aumentar el grado de ionización del medio aumenta el número de transiciones entre los niveles, lo que se manifiesta en un aumento en el número de emisiones espontáneas y estimuladas.

► **Foto-Streak 2:** Descarga de un capacitor de 260 nF cargado a 17 kV, barrido de 200 ns y retardo en DG de 405 ns.



**Figura 5.16. Perfiles de intensidad para la foto-streak 2.**



**Figura 5.17. Evolución temporal del radio del plasma y su correspondiente señal de corriente para la foto-streak 2. El barrido es de 200 ns y se inicia desde los 405 ns.**

Los perfiles de intensidad que se muestran en la figura (5.16) muestran como en los primeros instantes del intervalo de tiempo de la figura (5.17) no se ha formado aún la columna de plasma, y a partir de su inicio los valores de intensidad comienzan a aumentar. En los primeros puntos de la curva del radio del plasma de la figura (5.17) se observa que no se ha formado aun la columna de plasma, aunque ya hay una señal de corriente, la cual

se mantiene constante durante unos 70 ns para después aumentar. Esto muestra que la formación de la columna de plasma sucede después que el pulso de corriente pasa a través del gas. La foto-*streak* muestra el comportamiento de la columna de plasma en intensidades. Se observa que después de los 456 ns se comienza a formar la columna de plasma, esto se corresponde con los valores de corriente más altos en ese intervalo de tiempo. Después de la formación de la columna se puede ver que el valor del radio se mantiene casi constante, es decir, no difiere considerablemente de su valor medio de 1.45 mm.

► **Foto-*Streak* 3:** Descarga de un capacitor de 48 nF cargado a 18 kV, barrido de 500 ns y retardo en DG de 1203 ns.

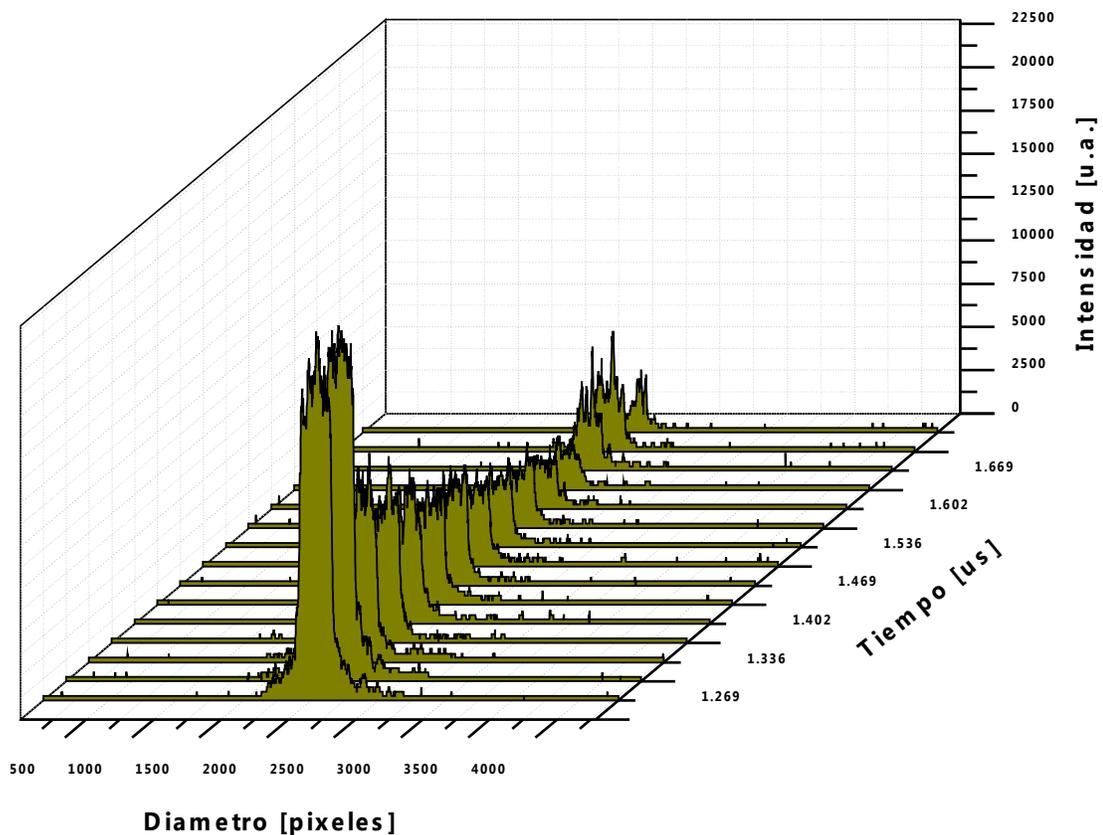
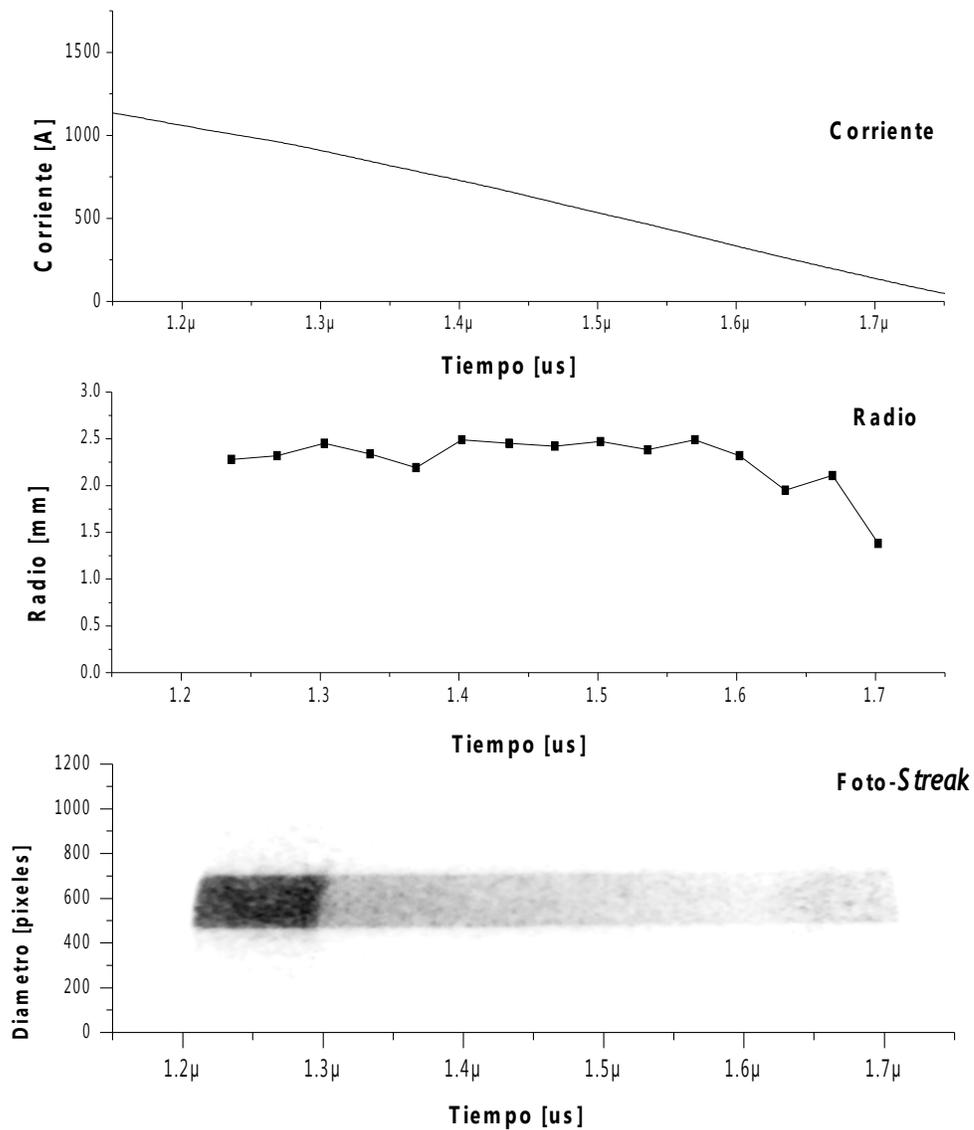


Figura 5.18. Perfiles de intensidad para la foto-*streak* 3.



**Figura 5.19.** Evolución temporal del radio del plasma y su correspondiente señal de corriente para la foto-streak 3. El barrido es de 500 ns y se inicia desde los 1203 ns.

Con un tiempo de retardo mayor, puede observarse en la figura (5.19) que la pendiente de la curva de corriente es negativa. Esto se ve reflejado en el comportamiento de curva del radio, pues en los últimos puntos se observa una tendencia decreciente de esta curva, aunque en la mayor parte de esta curva las variaciones parecen que se mantienen cercanas al valor medio de 2.38 mm en el intervalo de 1.236  $\mu\text{s}$  a 1.600  $\mu\text{s}$ . Por otro lado, en la foto-

*streak* se observa que la intensidad de la columna de plasma disminuye con la disminución de la corriente. Los extremos de la imagen tienen una mayor ganancia, por eso se observan un poco más intensos que las demás zonas. La figura (5.18) muestra justamente este comportamiento en la intensidad. Este comportamiento se complementa con lo observado en la foto-*streak* 1 donde al aumentar la corriente la intensidad también aumentaba, no así el radio; pues se puede observar también en estos perfiles de intensidad que no parecen haber fluctuaciones lejanas del valor medio.

► **Foto-*Streak* 4:** Descarga de un capacitor de 48 nF cargado a 18 kV, barrido de 5  $\mu\text{s}$  y retardo en DG de 2.98  $\mu\text{s}$ .

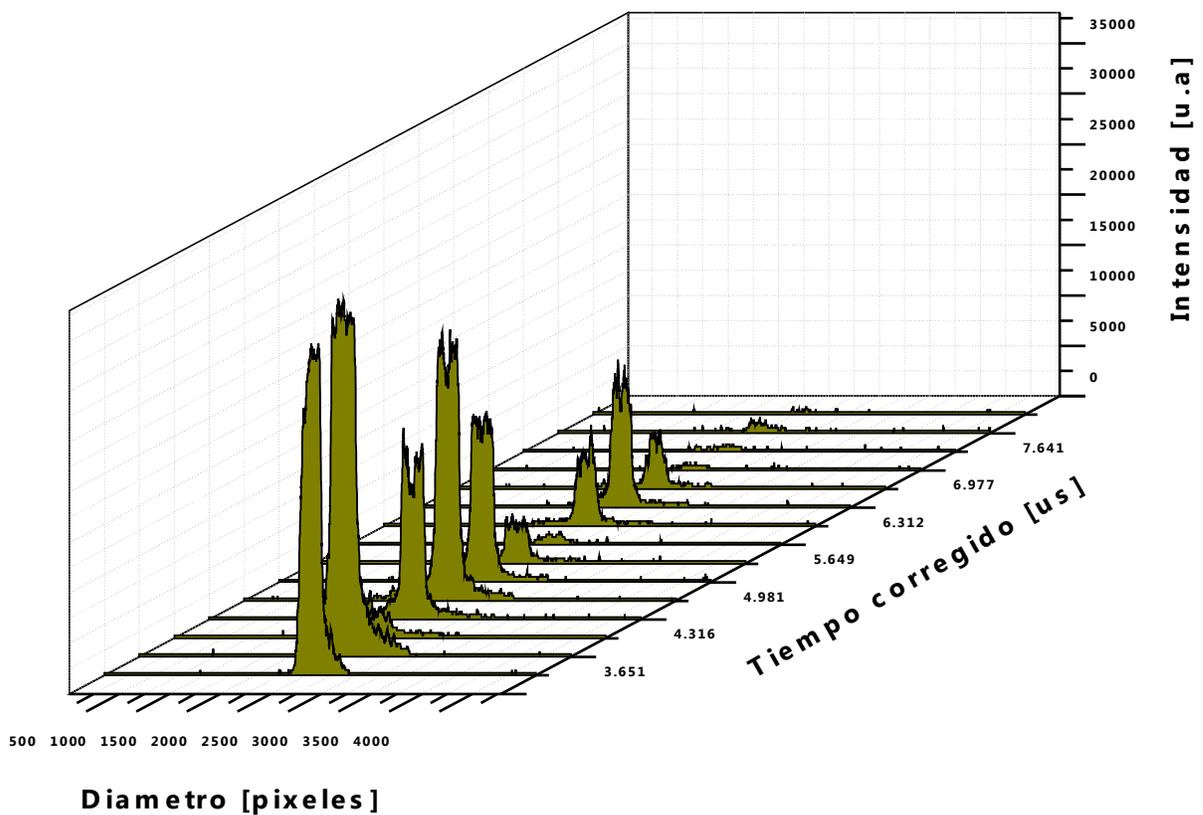
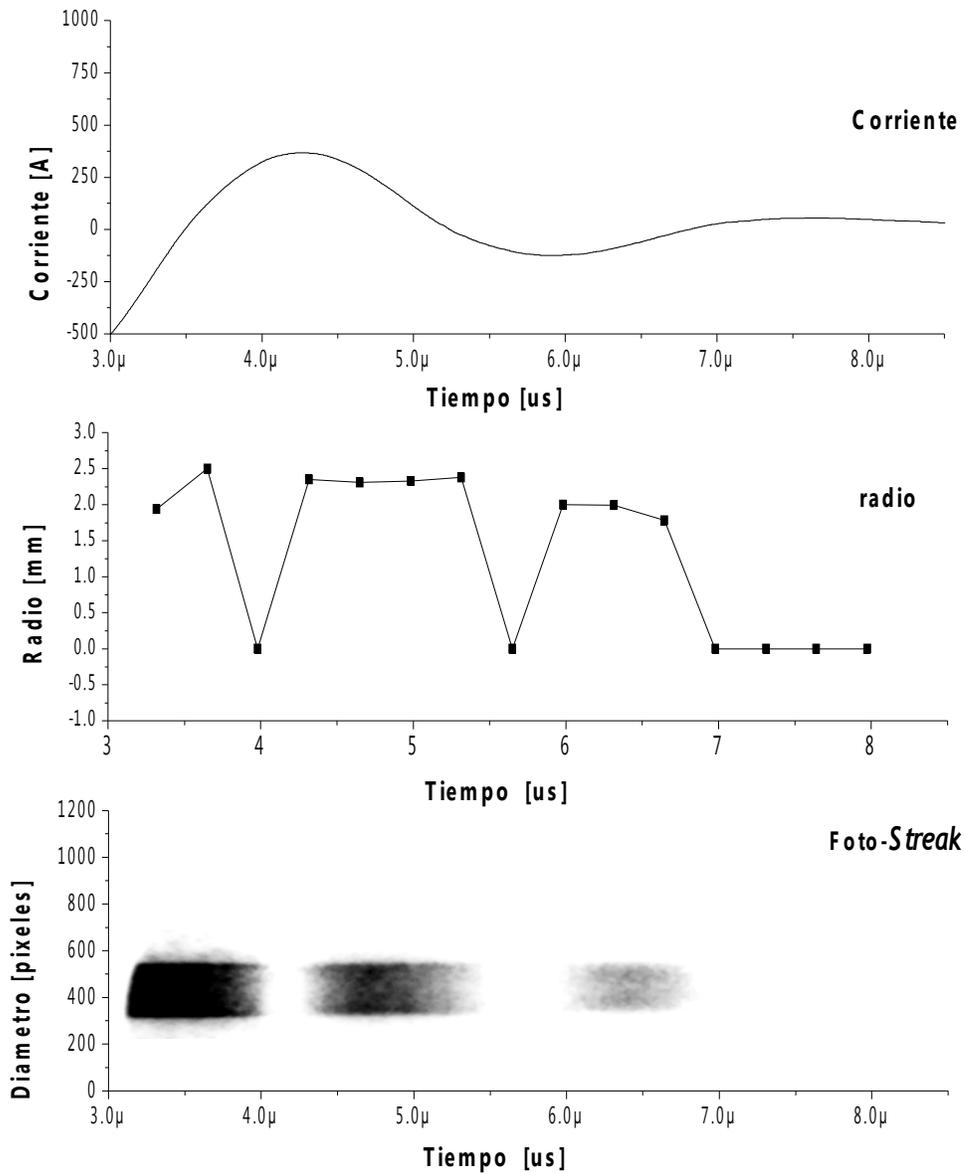


Figura 5.20. Perfiles de intensidad para la foto-*streak* 4.



**Figura 5.21. Evolución temporal del radio del plasma y su correspondiente señal de corriente para la foto-streak 4. El barrido es de 5.0  $\mu\text{s}$  y se inicia desde los 2.98  $\mu\text{s}$ .**

El tiempo de barrido y el retardo de la figura (5.21) muestra que la curva del radio se hace cero en dos puntos, en tanto que posterior a éstos existe todo un intervalo de puntos donde es cero la curva. Si se compara con la curva de corriente puede observarse que los ceros de la curva del radio corresponden a intervalos donde la curva de

corriente se incrementa de manera positiva o negativa. Esto muestra que, cuando el valor de la corriente es cero, el valor del radio cae inmediatamente a cero, y cuando el valor de la corriente se aleja de cero, el radio del plasma comienza a aumentar otra vez. En tanto que, se puede observar también que en el intervalo de 6 a 7  $\mu\text{s}$  la curva de corriente se mantiene cercana a cero, esto se ve reflejado en la curva del radio del plasma, pues los valores de esta curva son cero. La foto-*streak* muestra que zonas de cero intensidad (blancas) en las cuales se puede observar que no hay una caída gradual de intensidad, más bien parece caer de manera abrupta. De esto, se puede inferir que para corriente de unos pocos amperes, no existe una columna de plasma. Lo anterior es debido a que esa corriente no es suficiente para producir la ionización necesaria para la existencia del plasma, aún cuando hay conducción eléctrica en el gas (ver capítulo 1). En la figura (5.20) se observa que hay varias regiones donde la intensidad de la columna de plasma es casi nula. Esto muestra que para tiempos de barrido y retardo grandes (del orden de unos cuantos  $\mu\text{s}$ ), los cambios de signo de la corriente se manifiestan en zonas de cero intensidad en la columna del plasma alrededor de estos ceros de corriente.

► **Foto-*Streak* 5:** Descarga de un capacitor de 770 nF cargado a 15 kV, barrido de 200 ns y retardo en DG de 645 ns.

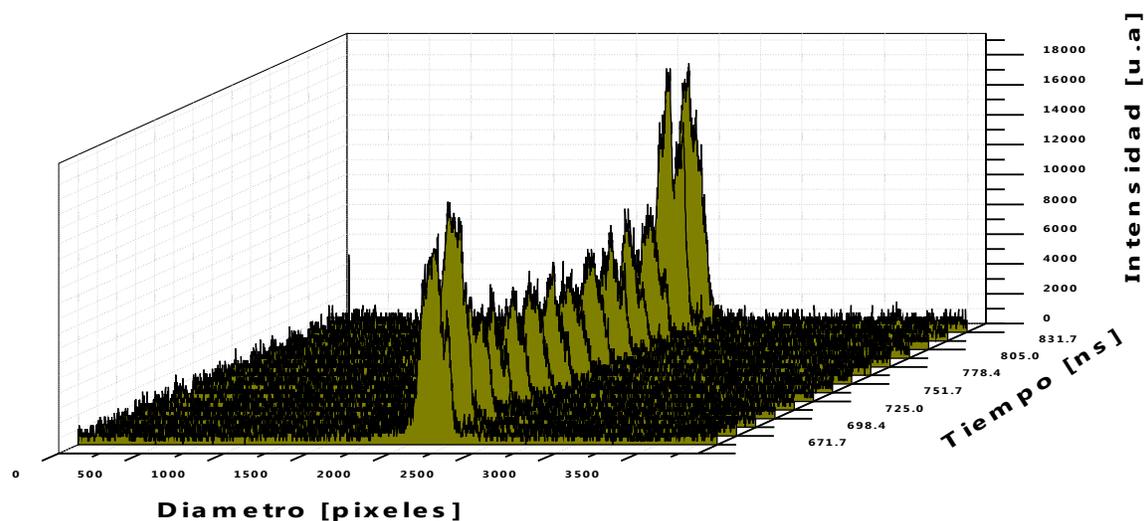
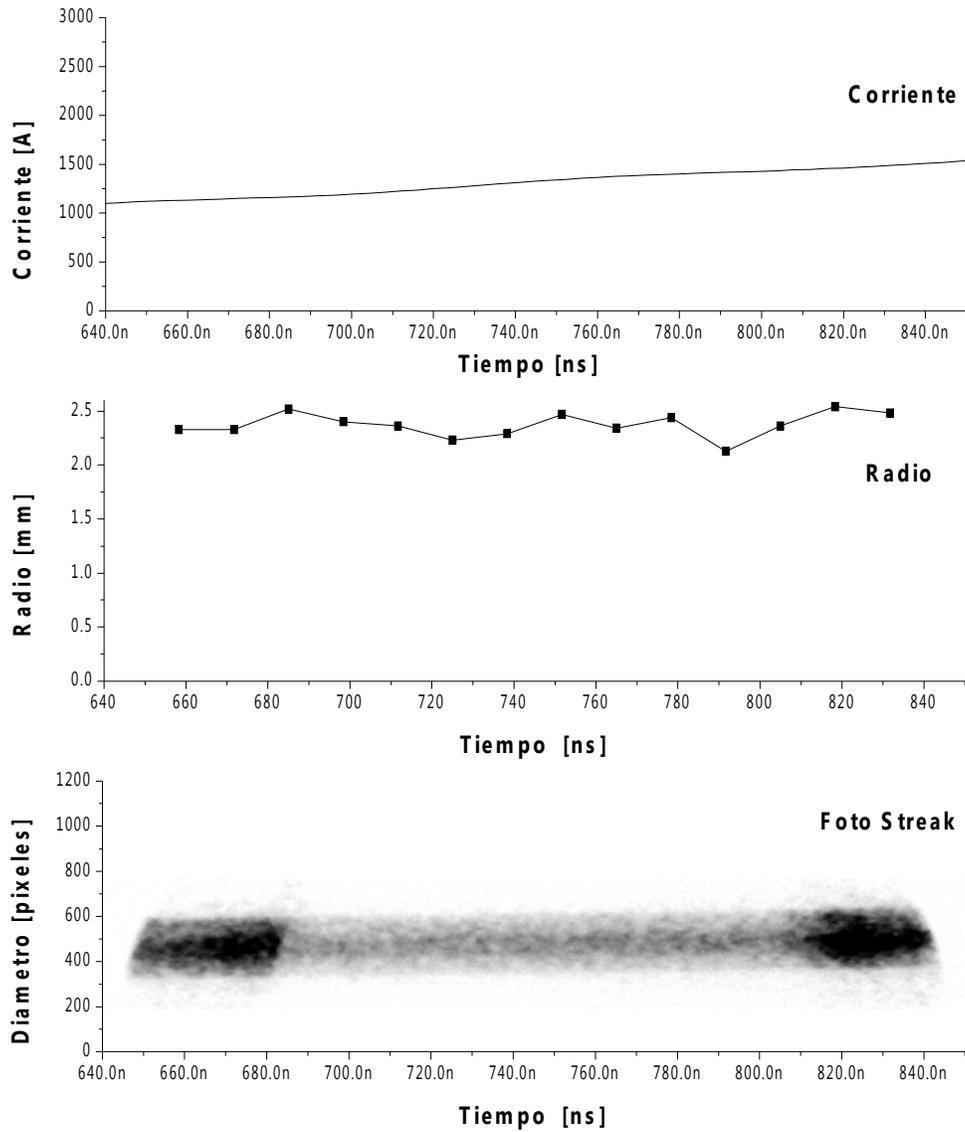


Figura 5.22. Perfiles de intensidad para la foto-*streak* 5.



**Figura 5.23. Evolución temporal del radio del plasma y su correspondiente señal de corriente para la foto-streak 5. El barrido es de 200 ns y se inicia desde los 645 ns.**

La figura (5.22) muestra que la intensidad se mantiene casi constante, recordando en los extremos la ganancia es mayor que en el centro por lo cual parecen más intensos. Las condiciones de barrido y retardo en la figura (5.23) muestran que la corriente aumenta de manera casi lineal, pasando de los 1120 a 1505 A en el intervalo de 645 a 845 ns. En tanto que la curva de radio de plasma parece mantenerse cercana al valor medio de 2.37 mm en todo este intervalo de tiempo. Esto muestra que si la corriente aumenta en unos pocos cientos de amperes, el radio de

la columna de plasma no varía significativamente. Por otro lado, la foto-*streak* muestra uniformidad en la intensidad de la columna de plasma. Además, puede observarse una estructura interna en forma de canal (zona oscura en el centro de la foto *streak*) a lo largo de todo el barrido de la imagen. Esta estructura muestra que hay una densidad de corriente mayor en el centro de la columna del plasma que a los alrededores de la misma, aunque ésta parece mantenerse constante a lo largo de todo el intervalo de tiempo. Si se observa la tabla 5.5 la mayor parte de las fotos-*streaks* muestran este tipo de estructura de canal al centro. Esta similitud puede ser atribuida a las condiciones eléctricas de descarga, dado que se usó una capacitancia muy grande (770 nF) a una tensión relativamente grande de 15 kV; pues los picos de corriente alcanzados son alrededor de 2700 A. Estas condiciones son mucho mayores a las utilizadas para las anteriores fotos-*streaks* donde los picos de corriente eran alrededor de 1400 A. Así puede observarse que tanto la intensidad como el radio de la columna del plasma se mantienen casi constantes, donde la corriente aumenta en unos pocos cientos de amperes para el intervalo de tiempo elegido.

Los resultados anteriores muestran que las variaciones en la curva de corriente afectan al valor del radio de la columna del plasma, sólo si son mayores de unos pocos cientos de amperes, o si se encuentran en las regiones alrededor de los ceros de la curva de corriente. Además, se observó que para ciertos intervalos de tiempo la corriente parece tener un comportamiento lineal con respecto al tiempo, en tanto que para tiempos largos es oscilatorio. Los perfiles de intensidad dan cuenta de la variación de ésta con respecto al tiempo, mostrando junto con la foto-*streak* que la intensidad luminosa de la columna del plasma no es siempre constante y depende de que la corriente sea lo suficiente para producir un número grande de emisiones espontáneas y estimuladas.

Debe insistirse que la corrección en los tiempo de retraso es muy importante debido a los tiempos de observación, pues sin estas correcciones los resultados obtenidos carecerían de coherencia entre sí.

# Capítulo 6

## Conclusiones y expectativas a futuro

- i) Se consiguió acción láser usando como medio activo Xenón gaseoso.
- ii) Se mejoró el sistema para generar descargas pulsadas eléctricas en Xe realizado por V. VIDAL [1]. El cual muy estable y de bajo costo de construcción.
- iii) Se observaron variaciones en la columna de plasma de Xe; las cuales se relacionaron con la intensidad de la misma columna y la corriente que transporta.
- iv) No se observó efecto “*pinch*” magnético con las diferentes condiciones a las que fue sometido el sistema.

### 6.1 En cuanto a la emisión láser

Como se ha podido observar, la Tabla 5.2 muestra la existencia de un número mayor de líneas láser que las 7 líneas en esta tesis se reportaron. En total se han reportado hasta el año 2000 más de 29 líneas láser que van desde el ultravioleta, visible e infrarrojo cercano [29]. Es aquí donde deben hacer varias observaciones de nuestro sistema láser:

Recordando que sólo se contaba un conjunto pequeño de 7 espejos en las regiones uv y visible, de los cuales sólo 4 mostraron líneas láser (Tabla 5.1). De estos, 2 presentaban daños en su superficie reflectora; estos espejos son

el Au1 y Au2. Los 2 espejos que presentaron problemas cubrían un rango un poco distinto a los que funcionaron bien; de hecho, la línea 5955.7 Å se observó por medio de estos espejos, pero era muy inestable. Pero en el trabajo previo realizado por Vidal V. [1] se reportan 3 líneas láser en el espectro visible obtenidas con estos espejos, esta discrepancia se debe a que el estado de los dichos espejos era mejor al actual.

Por otro lado, la distancia entre los electrodos y las ventanas de cuarzo presentó otro problema en la observación de las líneas láser. Pues debido a la separación dada, las ventanas se impregnaron de una película opaca en el interior del tubo por efectos de salpicadura; y no era imposible limpiarlas desde fuera. Esto provocó una disminución gradual en la intensidad de las líneas láser hasta el grado de impedir la acción del mismo. Por lo que el problema se debe al diseño del tubo, una posible solución es dejar un espacio mayor entre ventanas y electrodos para evitar estos efectos de salpicadura (*sputtering*) en las mismas.

En cuanto a los espejos para la región uv debe mencionarse que se trabajó cuando las ventanas de cuarzo ya presentaban los efectos de salpicadura de los electrodos, por esta razón se atribuye el hecho de no observar líneas láser en esta región a este efecto. Pero se plantea a futuro investigar esta región con un mejor diseño del sistema para tratar de observar líneas láser en esta región.

Dentro del mismo tema de los espejos, se espera también contar con más espejos en la región visible de diferentes distancias focales, algunos espejos planos y de esta manera probar diferentes configuraciones de la cavidad.

Hay otros aspectos que pueden mejorar la eficiencia del sistema láser, estos son referentes al tubo de descarga. Según [32], para evitar que los electrones e iones de excitación pierdan energía al colisionar con las paredes del tubo de descarga, se debe utilizar una bobina que produzca un campo magnético para limitar el movimiento de los electrones e iones en la dirección longitudinal del tubo. Debido a los valores de corriente, al movimiento de los iones hacia el cátodo y de los electrones hacia el ánodo (difusión ambipolar), se producirá una diferencia en la distribución de iones y en la presión en el tubo, la cual puede interrumpir la acción del láser. Para solucionar este problema, una conexión de retorno para el gas se coloca entre el ánodo y el cátodo, cuidando la trayectoria

de la columna de la descarga en el tubo, para evitar que la descarga eléctrica se realice en la conexión de retorno. De esta manera, se podría seguir un diseño similar para nuestro tubo de descarga y observar si hay variaciones de intensidad en las líneas láser en este diseño.

## 6.2 En cuanto a la evolución temporal del plasma de Xe

Los resultados de la sección 5.3 muestran que las variaciones del radio de la columna del plasma son debidas a variaciones en la corriente de varios cientos de amperes, ya que variaciones de sólo unos pocos cientos de amperes no muestran una variación considerable en el radio. Recordando que la potencia de salida de las líneas láser es proporcional a la densidad de corriente (ver capítulo 4), el análisis aquí realizado, se llevó a cabo con el objetivo de observar si grandes cantidades de corriente eran transportadas en una pequeña región del tubo (diámetro de la columna del plasma). Se pretendía observar en diferentes intervalos de tiempo la existencia del efecto “*pinch*” magnético que corroboraría esta teoría. En los resultados de la sección 5.3, no se observa que para grandes valores de corriente el radio del plasma se contraiga dentro del tubo capilar. Aún tomando en cuenta que, durante todo el procedimiento hubo emisión láser. Por otro lado, A. Papayoanou *et. al.* [2] han reportado contracciones de la columna del plasma de Xe durante la emisión láser mediante el uso de una cámara-*streak*, pero con diferentes condiciones eléctricas y diferentes diámetros del tubo capilar. De acuerdo con los tiempos de barrido utilizados, nuestro resultados no muestran una clara compresión de tipo “*embutido*” (ver Capítulo 1). Aunque los valores de tensión y los diámetros del tubo capilar utilizados no parecen ser los adecuados para observar tales fenómenos según se ha reportado en [2]. Por esta razón se planea ampliar el radio del tubo capilar para estar dentro de las condiciones de capilaridad que se plantea en [2] y así tratar de igualar estas condiciones para verificar la existencia del efecto *pinch* y poder relacionarla con la emisión láser.

Problemas como los espejos en mal estado, la mala alineación de los nuevos espejos, lecturas erróneas de las señales de corriente y en algunas ocasiones, el mal funcionamiento de los dispositivos construidos, llevaron a trabajar más de un año para poder obtener los resultados de este trabajo. Aunque por el momento son

satisfactorios, aún hay mucho trabajo por hacer para optimizar el funcionamiento del sistema láser y la caracterización del plasma. Además de la evolución temporal del plasma pueden medirse densidades de corriente y temperaturas electrónicas del mismo.

# Apéndice **A**

## La impedancia de un capacitor

Debido a las limitaciones físicas constructivas de dispositivo, un capacitor presenta una impedancia más compleja que la simple reactancia capacitiva pretendida. Un modelo eléctrico que describe el comportamiento del capacitor está dado en la figura (A1), en éste, se observa una resistencia  $R$  en serie, debida a los conductores y terminales, que es causante del calentamiento del dispositivo debido a pérdidas por efecto Joule en aplicaciones con corrientes eficaces elevadas como las que se presentan en conversión de potencia. También esta resistencia se conoce como ESR (*Effective Series Resistance*). En altas frecuencias no es posible despreciar los efectos de inductancia de las terminales, ni la inductancia interna de las placas, la cual varía en función de la tecnología utilizada en la construcción del componente.

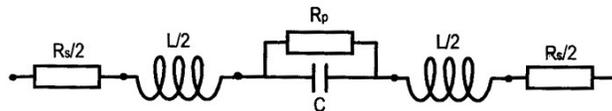


Figura A1. Circuito equivalente de un capacitor real.

En el modelo de la figura (A1),  $R_p$  representa las pérdidas de potencia activa en el dieléctrico.

$$Z_c = R_s + j \omega L + \frac{R_p}{1 + j \omega R_p C} \quad (\text{A.1})$$

Donde

$R_s$ : resistencia de las terminales y contactos

$R_p$ : pérdidas en el dieléctrico

$L$ : inductancia asociada con el cuerpo del capacitor, los terminales internos y externos

$C$ : valor de la capacidad

En bajas frecuencias la impedancia tiende aproximadamente a  $R_p$ . A frecuencias superiores a la cual la reactancia capacitiva iguala  $R_p$ , la ecuación (A.1) se puede simplificar del siguiente modo:

$$Z_c \approx R_s + j\omega L + \frac{1}{1 + j\omega C} \quad (\text{A.2})$$

Evidentemente a mayores frecuencias, la inductancia parásita define la impedancia equivalente. Se puede definir una frecuencia de resonancia:

$$\omega_o^2 = \frac{1}{LC} \quad (\text{A.3})$$

En la figura (A2) se muestra la característica de impedancia en función de la frecuencia, según el modelo de la figura (A1). Se observa que la mínima impedancia que puede presentar este dipolo se produce en resonancia y vale  $R_s$ . La zona de utilización del dispositivo se encuentra a frecuencias menores que  $\omega_o$ .

La inductancia serie parásita está formada principalmente por tres inductancias parciales:

- ii) La inductancia de la estructura, generalmente de láminas conductoras arrolladas,
- iii) La inductancia de los terminales internos,
- iv) La inductancia de los terminales externos.

Los valores de las dos primeras dependen de las dimensiones y de la tecnología de diseño del dispositivo. Estas inductancias pueden variar entre 5 y 50nH. La inductancia de los terminales de conexión internos (única variable disponible) debe reducirse en lo posible, a fin de extender el rango de uso del dispositivo.

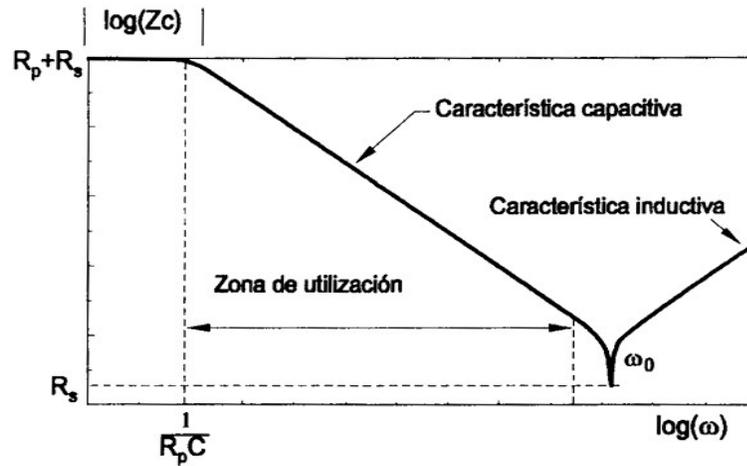
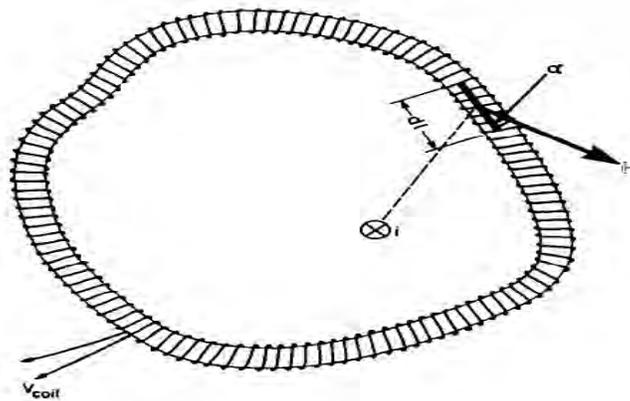


Figura A2. Impedancia de un capacitor real.

# Apéndice **B**

## Fundamentos físicos de la bobina Rogowski

Para realizar la medición de corriente de las descargas eléctricas en gases, generalmente se hace uso de la *bobina Rogowski*, llamada así en honor a su inventor *Walter Rogowski* [21]. Estos transductores de corriente son ideales para el monitoreo de corrientes pulsadas y transitorias en aplicaciones de electrónica de potencia, ya que tienen un gran ancho de banda y baja inserción de impedancia. Su principio de funcionamiento se deduce por medio de la ley de Ampere [20]:



**Figura B1. Principio físico de la bobina Rogowski.**

La figura (B1) muestra una bobina de forma toroidal con  $n$  vueltas por metro y sección transversal de área  $A$  que rodea a un conductor, el cual transporta una corriente  $i$ , esta corriente tiene asociado un campo magnético  $H$ . Según la ley de Ampere, la integral de campo magnético a lo largo de un circuito cerrado es igual a la corriente neta que atraviesa este circuito, independiente de la forma que toma el circuito. Así, para un elemento de longitud  $dl$  de la espira,  $\alpha$  el ángulo entre el campo  $H$  y el elemento  $dl$ , se tiene:

$$\oint H \cdot \cos(\alpha) dl = i \quad (\text{B.1})$$

De esta manera el flujo de campo magnético esta dado por:

$$\Phi = \int d\Phi = \mu_0 n A \int H \cos(\alpha) dl = \mu_0 n A i \quad (\text{B.2})$$

Para una corriente que varia en el tiempo, el voltaje de salida de la bobina está dado por el cambio del flujo:

$$V_{coil} = \frac{-d\Phi}{dt} = -\mu_0 n A \frac{di}{dt} = -M \frac{di}{dt} \quad (\text{B.3})$$

Donde M es la inductancia mutua entre el conductor y la bobina. La ecuación (B.3) muestra que el voltaje de salida de la bobina es proporcional a la variación de la corriente del conductor.

# Apéndice C

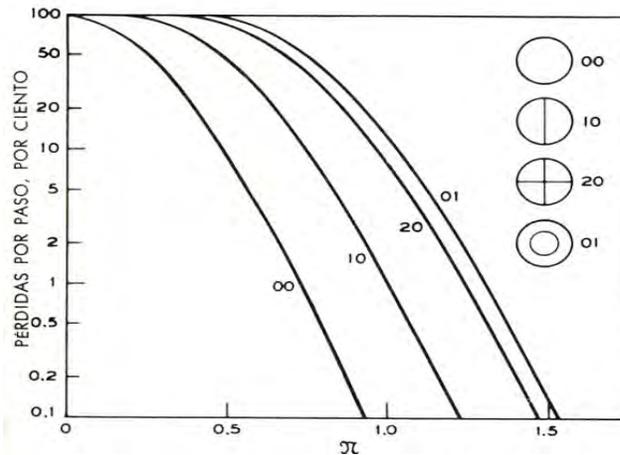
## Pérdidas dentro de la cavidad

Las cavidades usadas en la construcción de láseres gaseoso son muy grandes en comparación con la longitud de onda del láser y los límites reflectantes no encierran completamente al campo electromagnético. La cavidad consiste en dos espejos relativamente pequeños separados a una distancia bastante grande uno de otro. El propósito de esta disposición es la de seleccionar un pequeño número de los numerosos modos electromagnéticos y asegurar que los modos seleccionados tengan un factor de calidad “Q” (el factor Q caracteriza el decaimiento de energía en una cavidad) mucho mayor que los restantes [13].

Para poder describir los modos de una cavidad de este tipo se necesitan tres números [11]. Cuando los espejos son circulares, estos números llevan por lo general la denominación de  $n$ ,  $l$  y  $p$ . En este caso  $n$  es el número de medias longitudes de onda entre los espejos, de tal manera que es un número grande,  $l$  indica la mitad del número de ceros angulares y  $p$  el número de ceros radiales;  $l$  y  $p$  son números pequeños. Para espejos pequeños, los modos de Q, más alto, son aquellos para los cuales  $l$  y  $p$  son ambos iguales a cero, son los modos *axiles* y se les indica con  $(n\ 0\ 0)$  o  $(0\ 0)$ ; los modos restantes se llaman modos *no axiles*. Dado que se requiere obtener la mayor potencia de salida posible; los modos juegan un papel importante en esta situación, por esto, el objetivo general es tener un espejo lo suficientemente pequeño para asegurar que las diferencias de Q entre los modos axiles y no axiles es importante. De esta manera la oscilación va a tender a restringirse a los modos axiles cuyas frecuencias de resonancia estén comprendidas en el ancho de las líneas atómicas.

Los espejos de las cavidades ópticas típicas son planos o de curvatura esférica. En particular, un espejo que tiene los dos radios de curvatura igual al espaciamento entre los espejos, posee soluciones analíticas exactas, y mucho del trabajo teórico de investigación se ha llevado a cabo con estas así llamadas cavidades *confocales*.

Por otro lado, la figura (C1) muestra las pérdidas en una cavidad confocal para ciertos modos de oscilación.



**Figura C1. Pérdidas en una cavidad confocal.**

La cantidad  $N$  se llama número de Fresnel y se define por la ecuación:

$$N = a^2/L\lambda \quad (C.1)$$

Donde  $2a$  es el diámetro del espejo y  $\lambda$  la longitud de onda de la línea láser. Hay un punto importante que destacar, pues no todas las combinaciones de radios de curvatura de los espejos y de distancia entre ellos dan modos estables. Las figuras (C2) y (C3) muestran las regiones de estabilidad para tales cavidades.

A pesar de que las cavidades confocales tiene una expresión analítica exacta, se las usa poco en la práctica. Existen varias razones para esto; primeramente como se ve en la figura (C2) la cavidad confocal, a penas, marginalmente estable, de manera que un pequeño error, por ejemplo en la igualdad de los radios, puede llevar a una pérdida muy grande. En segundo lugar, si las frecuencias resonantes de una cavidad confocal, están dadas por:

$$\nu_{nlp} = \frac{c}{2L} \left[ n + \frac{l+2p+1}{2} \right] \quad (C.2)$$

Donde  $c$  es la velocidad de la luz, y  $L$  la distancia entre los centros de los espejos; de la ecuación anterior se observa que las frecuencias de los modos (0 1) y (2 0) son las mismas que las de los modos (0 0). Esto quiere

decir que, la cavidad puede ser excitada con combinaciones lineales de los modos degenerados.

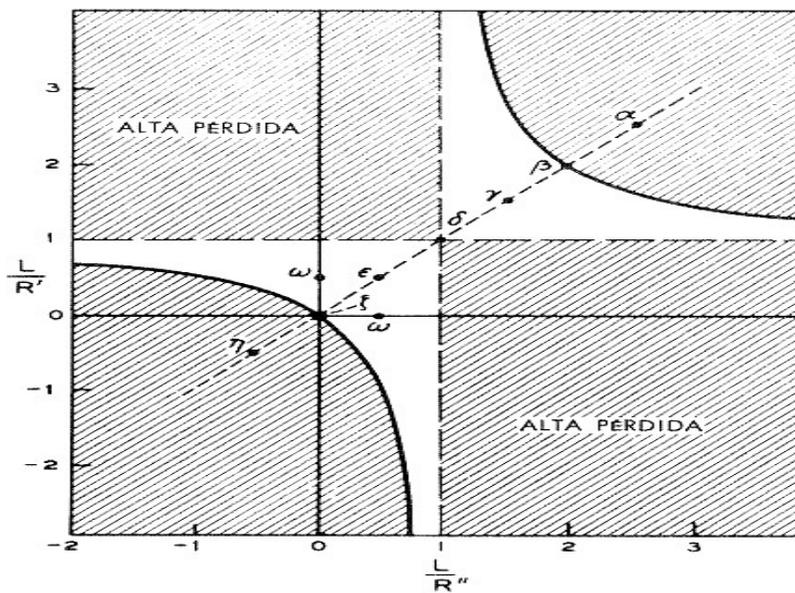


Figura C2. Regiones de estabilidad en una cavidad. Las letras griegas simbolizan la configuración de la cavidad.

En la práctica si la cavidad no es perfecta, los modos serán casi degenerados pero no completamente. Esto hace a parecer la tendencia en el oscilador a fluctuar aleatoriamente entre una configuración de modos y otra.

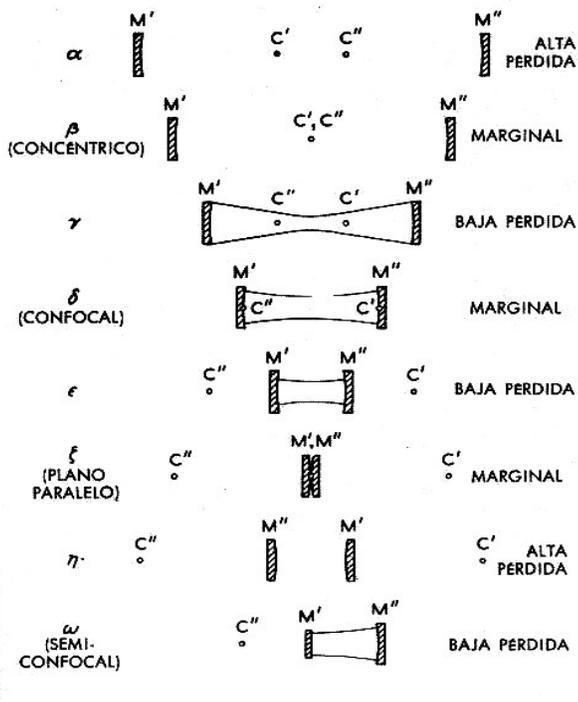


Figura C3. Regiones de estabilidad en diversas cavidades. C' y C'' son los centros de los espejos M' y M'' respectivamente.

# Apéndice **D**

## Procesamiento de las fotos *streak*

El proceso para obtener a partir de las fotos *streaks* información en unidades de mm para el radio del plasma y en segundos para el tiempo de evolución es el siguiente:

- Después de alinear y enfocar debidamente la cámara *streak* debe tomarse una foto en tiempo real (no *streak*) de una referencia de regla (en nuestro caso un flexómetro) junto a la rendija hecha en la camisa de cobre.
- Esta imagen permite hacer una conversión de escala de pixeles a mm. En el caso de las tablas 5.3, 5.4 y 5.5 el eje vertical es el eje del tiempo que crece de arriba para abajo, y el eje horizontal es el diámetro del plasma.
- Tomando los perfiles de intensidad de la imagen, se considera un intervalo regular de puntos a lo largo del eje del tiempo donde se desee medir el radio correspondiente. En nuestro caso se tomaron 15 puntos.
- En cada uno de estos puntos se mide el ancho a la altura media FWHM de la correspondiente curva de intensidad de esta manera se obtiene el valor del diámetro, ahora hay que dividirlo entre 2 para obtener el valor del radio en ese punto de la imagen.
- Por medio de la conversión hecha en la segunda parte, se puede obtener el radio en unidades de mm.
- Para el caso del tiempo de evolución, se debe considerar el tiempo de retardo y barrido tomados para cada foto *streak*, de esta manera se hace una conversión de los pixeles de la imagen a segundos.
- En cada uno de los puntos del intervalo elegido en 3 se hace la correspondiente conversión a segundos.
- De esta manera se obtiene una tabla de radio del plasma contra tiempo transcurrido.
- Finalmente, deben tenerse en cuenta las correcciones en las escala del tiempo, debidas a los retardos internos de cada instrumento de medición como el DG, la propia cámara *streak*, y la longitud de los cables utilizados, estas correcciones se importantes pues en nuestro caso se encuentran dentro del orden de magnitud de nuestras escalas de tiempo.

# Bibliografía

- [1] VIDAL V. HELIODORO: "Construcción de un láser de Xe", Tesis de Maestría, Posgrado en ingeniería eléctrica UNAM, México D.F., 2009
- [2] ARISTOTLE PAPAYOANOU et. al.: "PARAMETERS IN A DYNAMICALLY COMPRESSED XENON PLASMA LASER", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-9, No. 6, junio 1973
- [3] DELCROIX J.L.: <<INTRODUCCIÓN A LA TEORIA DE LOS GASES DEBILMENTE IONIZADOS>>, 1ª ed., cap. 3, 4, Alhambra S.A., Madrid España, 1968
- [4] FORREST I. BOLEY: <<PLASMAS LABORATORY AND COSMIC>>, 1ª ed., cap. 1, 2, 3, Van Nostrand Company Inc., Princeton N.J., 1968
- [5] HLAWICZKA PAUL: <<INTRODUCTION TO QUANTUM ELECTRONICS>>, 1ª ed., cap. 9, Academic Press Inc., Londres, 1978
- [6] E. NASSER: <<FUNDAMENTALS OF GASEOUS IONIZATION AND PLASMA ELECTRONICS>>, 1ª ed., Wiley, New York, 1971
- [7] RAIZER YURI P.: <<GAS DISCHARGE PHYSICS>>, 1ª ed., cap. 2, 12, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991
- [8] SHERAR A. G.: "Descargas eléctricas capilares pulsadas", Tesis de Doctorado, cap. 1, 2, Facultad de Ciencias Exactas de la UNCPBA, Buenos Aires Argentina, 1998
- [9] MC GERVEY JOHN D.: <<INTRODUCTION TO MODERN PHYSICS>>, 1ª ed., cap. 2, Academic Press Inc., New York, 1975
- [10] RESNICK/HALLIDAY/KRANE: <<FISICA>>, vol. 2, 5ª ed., CECSA, México D.F, 1998
- [11] MARSHALL SAMUEL L.: <<LASER: TECHNOLOGY AND APLICACIONES >>, vol. 1, cap. 2, McGraw-Hill Book Company, New York, 1972
- [12] SMITH/THOMSON: <<ÓPTICA>>, 1ª ed., Limusa, México, 1979
- [13] HECHT/ZAJAC: <<ÓPTICA>>, 2ª ed., Adison Wesley Iberoamericana, E.U.A, 1986
- [14] ALBERT PAUL MALVINO: <<PRINCIPIOS DE ELECTRONICA>>, 6ª ed., McGraw Hill, España, 1999
- [15] J. C. ALVAREZ et. al.: "DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UNA FUENTE DE DESCARGAS PULSADAS DE ALTO VOLTAJE PARA ESTUDIO ESPECTRAL DE GASES NOBLES IONIZADOS", Revista Colombiana de Física, vol. 38, No. 2, 2006
- [16] H. SOBRAL, M. GALLARDO, ET. AL.: "EXCITATION MECHANISMS AND CHARACTERIZATION OF A MULTI-IONIC XENON LASER", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 35, No. 9, Septiembre de 1999
- [17] MORALES ROMERO ARQUIMIDES A.: "LASER DE ARGÓN PULSADO", tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias U.N.A.M, Ciudad de México, 1971
- [18] PerkinHelmer: "TRIGGERED SPARK GAPS CERAMIC METAL", nota de aplicación, 2010
- [19] CHRIS HEWSON, WILLIAM F. RAY: "THE EFFECT OF THE ELECTROSTATIC SCREENING OF ROGOWSKI COILS DESIGNED FOR WIDE-BANDWIDTH CURRENT MEASUREMENT IN POWER ELECTRONIC APLICACIONES", nota de aplicación, Nottingham U.K., 2000

- [20] D. A. WARD, J. La T. EXON: "USING ROGOWSKI COILS FOR TRANSIENT CURRENTS MEASUREMENTS", Engineering Science and Educational journal, junio 1993
- [21] [http://es.wikipedia.org/wiki/Bobina\\_de\\_Rogowski](http://es.wikipedia.org/wiki/Bobina_de_Rogowski)
- [22] BELL W. E.: Appl. Phys. Letters, 4 : 34 (1964)
- [23] A.L BLOOM, J. E. ROSEMBLUM: "HIGH POWER GAS LASER IN THE VISIBLE", nota de aplicación, reporte 1 y 2, Spectra Physics 1964
- [24] T. H. COTTRELL, D. C. SINCLAIR: "BEHAVIOR OF THE PULSED ARGON ION LASER", reporte técnico, No. 1293-4, University of Ronchester, Ronchester N. Y., 1967
- [25] [http://www.espectrometria.com/espectrometra\\_de\\_absorcin](http://www.espectrometria.com/espectrometra_de_absorcin)
- [26] W. W. SIMMONS, R. S. WITTE: "A NEW COLD CATHODE FOR PULSED-ION LASER", abstracto en IEEE Journal Quantum Electronics, vol. QE-5, 1969
- [27] SOBRAL H. M.: "Espectroscopía resuelta en tiempo y asignación iónica del láser de Xenón", Tesis de Doctorado, cap. 1,2,3, CIOP, La plata Argentina, 1993
- [28] R. DUCHOWICZ, D. SCHINCA, M. GALLARDO: "NEW ANALYSIS FOR THE ASSIGNMENT OF UV-VISIBLE IONIC XE LASER LINES," IEEE J. Quantum Electron., vol. 30, pp. 155–159, 1994
- [29] M. GALLARDO et. al.: "LASER DE Xe NEUTRO Y MULTI-IONICO UV-VIS-IR", ISSN 0327-0358 X, (CIOP) La plata, Argentina 2000
- [30] R. D. COWAN: <<THE THEORY OF THE ATOMIC ESTRUCTURE AND SPECTRA>>, Berkeley, university of California Press, Berkeley, 1981
- [31] R. COURANT y J. FRITZ:<<INTRODUCCION AL CALCULO Y AL ANALISIS MATEMATICO>>, Vol. 2, 9ª ed., Limusa, México D.F., 1999
- [32] ABOITES VICENTE: <<EL LASER>> , 1ª edición, Fondo de Cultura Económica FCE, México D.F, 1991