



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

**CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE UN LÁSER PULSADO DE Nd:YAG PARA
SU USO EN ESPECTROSCOPIA DE PLASMAS INDUCIDOS POR LÁSER LIBS**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
C. LUIS ANGEL GARCIA VILLARREAL

TUTOR
Dr. HUGO MARTIN SOBRAL - CCADET

MÉXICO, D. F., Noviembre 2013



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis 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.



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis 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.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Ortega Martínez Roberto
Secretario: Dra. Navarrete Montesinos Margarita
Vocal: Dr. Sobral Hugo Martín
1^{er}. Suplente: Dr. Robledo Martínez Arturo
2^{d o}. Suplente: Dr. Sandoval Romero Gabriel Eduardo

Lugar o lugares donde se realizó la tesis: CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y
DESARROLLO TECNOLÓGICO / UNAM

TUTOR DE TESIS:

Dr. HUGO MARTIN SOBRAL

FIRMA

RESUMEN

En este trabajo se muestra el proceso de construcción y ensamblado de los diferentes sistemas de un láser pulsado de Nd:YAG. Se construyó una fuente de potencia para una lámpara de destello de xenón, mediante la cual se bombeará ópticamente al láser. Se implementó un sistema de enfriamiento mediante un flujo de agua destilada para la lámpara de destello y la barra del medio activo. El láser construido tiene una energía de salida de: 306 ± 7 mJ a 1 Hz de frecuencia de disparo, 183 ± 1 mJ a 2 Hz y 101 ± 4 mJ a 3 Hz. La salida consiste en múltiples pulsos separados aproximadamente $1 \mu\text{s}$, dentro de la duración del destello de la lámpara.

En cuanto a la parte teórica de esta tesis, se muestra un panorama general sobre los fundamentos de operación de un láser. Asimismo, se da una introducción a los láseres de estado sólido, poniendo énfasis en el láser de Nd:YAG. Dado que el láser a construir, es bombeado ópticamente por una lámpara de xenón de alta presión, se muestran los diferentes procesos físicos que ocurren en las lámparas de destello y describen los circuitos de disparo comúnmente implementados. Posteriormente, se muestran los diferentes circuitos eléctricos utilizados para la fuente de potencia de la lámpara de destello de xenón. Se dan a conocer los circuitos eléctricos construidos para el sistema de bombeo óptico y las pruebas de su funcionamiento. Finalmente se realiza la caracterización óptica de la emisión láser y su implementación a la técnica analítica de Espectroscopía de Plasmas Inducidos por Láser (LIBS).

ABSTRACT

This work shows the construction and assembly process of a pulsed Nd: YAG laser. The subassemblies included the design of a high voltage power supply for a xenon flash-lamp, which pumped the laser cavity. The flash-lamp and Nd: YAG rod were cooled by the flow of distilled water. The laser output energy was 306 ± 7 mJ for a repetition rate of 1 Hz, 183 ± 1 mJ at 2 Hz and 101 ± 4 mJ at 3 Hz. The output consisted of multiple pulses separated $1 \mu\text{s}$ for each flash lamp pulse.

The theoretical part of this thesis shows an overview of laser fundamentals and an introduction to solid state lasers, emphasizing on the Nd:YAG one. Different trigger circuits and power supplies for the xenon flash-lamp were analyzed. Also, operational tests and optical characterization of the laser output were performed. Finally, this work explores the application of the constructed laser to Laser Induced Breakdown Spectroscopy LIBS.

OBJETIVOS GENERALES

- i. Diseñar y construir un circuito de descarga y disparo para una lámpara de destello de xenón, la cual será utilizada como fuente de bombeo óptico del medio activo Nd³⁺:YAG.*
- ii. Construcción y alineación de la cavidad resonante y el medio activo.*
- iii. Pruebas de emisión láser.* Una vez contruidos y ensamblados los sistemas de bombeo y la cavidad resonante, se procede a optimizar la potencia de salida del láser, con el objetivo de tener un láser estable en potencia y frecuencia.

OBJETIVOS PARTICULARES

- iv. Implementar un sistema de disparo para la lámpara de destello a frecuencia variable a 1, 2 y 3 Hz.*
- v. Construir un sistema de enfriamiento para la lámpara de destello, la barra de Nd:YAG y la cavidad elíptica.*
- vi. Diseñar y construir gabinetes para la colocación de la fuente de descarga, el sistema de enfriamiento, la cavidad láser y demás componentes.* Con la finalidad de reducir el tamaño del sistema láser en conjunto, así como de mejorar su apariencia y practicidad.
- vii. Reducir los costos en la construcción del sistema láser, en comparación con los de un láser comercial de características similares.*

AGRADECIMIENTOS

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

Comienzo por mencionar y resaltar toda la ayuda y apoyo que a lo largo de mi formación educativa me ha brindado mi madre Rosa María Villarreal, realmente le doy mis más 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 nueva instancia académica, siempre estaré muy agradecido con ella...

Pero debo dar también, mis más sinceras gracias a mi asesor de tesis el Dr. Martín Sobral por la invitación para participar en este interesante proyecto, por sus asesorías en el uso de equipo de laboratorio; además de los conocimientos en el área de óptica que a lo largo de este tiempo he adquirido de él. También debo mencionar y agradecer al Dr. Arturo Robledo de la UAM-A y a mi hermano el Ing. Mario Alejandro García por todos sus aportes en el desarrollo de parte electrónica de los diferentes circuitos construidos, pues sin su ayuda, el tiempo en la construcción de la fuente potencia del láser de Nd:YAG hubiese sido muy extenso.

Debo también agradecer a todos mis profesores que a lo largo de la maestría en Instrumentación me dieron los conocimientos para poder llevar a cabo parte de mi tema de tesis, así como a cada uno de los miembros del jurado por sus valiosas contribuciones y comentarios para la redacción de esta tesis.

Agradezco también al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología CONACYT, por la beca que me otorgaron y que mantuve durante todo el periodo de mis estudios de maestría. Así mismo, a la DGAPA por el apoyo PAPIIT IN101212 con el que se compró el material para la construcción del láser.

Finalmente, agradezco al área de trabajo del Dr. Martín Sobral en el laboratorio de sensores ópticos y eléctricos de CCADET donde desarrolle la mayor parte de mi trabajo de tesis.

Índice

Resumen	3
Abstract	4
Objetivos	5
Agradecimientos	6
Capítulo 0. A modo de introducción: Un poco de la historia y evolución de los láseres de estado sólido	11
Capítulo 1. La amplificación de la luz	14
1.1. Absorción, transiciones espontáneas y estimuladas	14
1.2. Los coeficientes de Einstein y los coeficientes de ganancia	16
1.3. Láser de dos, tres y cuatro niveles	18
1.4. El oscilador láser	21
1.5. Acoplamiento de salida, potencia y rendimiento	23
1.6. Introducción a los láseres de estado sólido <i>SSL</i>	24
1.6.1 Medios activos de estado sólido	25
1.6.1.1. Materiales huésped	25
1.6.1.2. Iones activos (dopantes)	26
1.6.2. Lámparas de destello o <i>flash</i>	28
1.6.3. Acoplamiento óptico	29
1.6.4. Consideraciones térmicas para el sistema de enfriamiento	32
1.6.5. La cavidad resonante en un <i>SSL</i>	32

1.7. El láser de Nd:YAG	34
1.7.1. Propiedades físicas de Nd:YAG	34
1.7.2. Propiedades láser del Nd:YAG	36

Capítulo 2. Propiedades de las lámparas de destello 39

2.1. Diseño y construcción de lámparas de destello	39
2.2. Propiedades eléctricas de las lámparas de destello	41
2.3. Mecanismos de enfriamiento	43
2.5. Propiedades ópticas	44
2.6. Mecanismos de falla y tiempo de vida	47
2.6.1. Explosión de la lámpara de destello	47

Capítulo 3. Circuitos eléctricos para lámparas de destello..... 49

3.1. Fuente de carga para capacitores	50
3.1.1. Limitación de corriente	51
3.2. Capacitores de carga	53
3.2.1. Arreglos en serie y paralelo	54
3.2.2. Proceso de carga de un capacitor	55
3.3. Circuito de disparo o <i>trigger</i>	56
3.3.1. Disparo externo	57
3.3.1.1. EMI y ruido	59
3.3.2. Disparo en serie	59
3.3.3. Disparo en paralelo	60
3.3.4. Modo <i>simmer</i>	61
3.4. Red que da forma al pulso de corriente PFN	62

Capítulo 4. Diseño y construcción de un circuito eléctrico para una lámpara de destello de xenón de alta presión 66

4.1. Elección de parámetros	67
4.2. Fuente de carga para los capacitores	69

4.3. Circuito de disparo	71
4.3.1. El transformador de pulsos	73
4.4. El circuito PFN	75
4.5. El sistema de enfriamiento	79

Capítulo 5. Resultados experimentales: Bombeo óptico y emisión láser en 1064 nm 81

5.1. Los componentes ópticos del sistema láser de Nd:YAG	81
5.1.1. La lámpara de destello de xenón	82
5.1.2. La cavidad reflejante	84
5.1.3. La barra de Nd ³⁺ :YAG	86
5.2. Emisión láser en 1064 nm	87
5.2.1. La longitud de onda de salida	88
5.2.2. La duración del pulso láser	89
5.2.3. La energía de salida	91
5.3. Una aplicación del láser de Nd:YAG: Caracterización de una muestra de aluminio con la técnica <i>LIBS</i>	92
5.4. Operación del láser de Nd:YAG	96

Capítulo 6. Conclusiones y trabajo a futuro 103

Apéndice A. Código fuente del PIC16F84A 105

Apéndice B. Pulsos de salida del PIC16F84A 108

Apéndice C. Funcionamiento de la bobina Rogowsky 109

Apéndice D. Introducción a la Espectroscopía de Plasmas Inducidos por Láser <i>LIBS</i>	111
D.1. Interacción de láseres pulsados con la materia	111
D.1.1. Ablación láser	112
D.1.1.1. Ablación con láseres de pulsos cortos	113
D.2. Arreglo experimental de <i>LIBS</i>	114
D.2.1. La fuente de excitación	115
D.2.2. Sistemas colectores de la radiación emitida por el plasma	116
D.2.3. Análisis de la radiación emitida por el plasma	117
D.2.4. Sistemas de detección de luz	117
 Bibliografía	 118

A modo de introducción: Un poco de la historia y evolución del láser

El término LÁSER es el acrónimo de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (Luz Amplificada por Emisión Estimulada de Radiación). Albert Einstein fue el primero en desarrollar una teoría sobre la emisión estimulada en 1917, la cual es la base del láser. Einstein postuló que cuando existe una inversión de población entre los niveles inferior y superior en un sistema atómico, es probable que se amplifique la emisión estimulada y que ésta emisión estimulada tenga la misma frecuencia y fase que la radiación incidente. Sin embargo, fue hasta la década de 1940 y principios de 1950 cuando los científicos e ingenieros llevaron a cabo un trabajo intensivo para conseguir el primer dispositivo basado en la emisión estimulada [1].

Históricamente, la búsqueda de los láseres comienza como una extensión de las técnicas de amplificación de emisión estimulada en la región de las microondas. En 1954 el primer MÁSER (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) por el Dr. C. Townes y utilizaba la inversión de población entre dos niveles moleculares del amoníaco para amplificar radiación a una longitud de onda alrededor de 1.25 cm.

En 1955, un esquema de excitación óptica para el maser fue propuesto simultáneamente por N. Bloembergen, A. M. Prokhorov y N. G. Basov. Unos pocos años después, los másers fueron ampliamente construidos usando cristales de Rubí bombeados ópticamente. En 1958, A. Schawlow y C. Townes propusieron extender los principios de operación del maser a la región óptica y el uso de un resonador Fabry-Perot para retroalimentación. Sin embargo, no se encontró un material disponible o un medio de excitación que requiriese tal grado de inversión de población.

Este trabajo fue llevado a cabo por T. Maiman quien construyó el primerláser en 1960. El medio activo fue un cristal de Ruby color rosa (zafiro con impurezas de cromo trivalente), bombeado ópticamente por una lámpara de destello helicoidal la cual rodeaba la barra cilíndrica de ruby. Los extremos paralelos de la barra fueron plateados, se dejó una pequeña ventana en uno de los extremos para observar la radiación láser. Las superficies reflejantes comprenden el resonador óptico, en el capítulo 1 se explica detalladamente éste tema. La longitud de onda de salida fue en 694nm, y fue T. Maiman quien acuñó el nombre de LÁSER en analogía al MÁSER de microondas.

Inicialmente, los sistemas láser de rubí consistían de una serie de puntos irregulares, extendiéndose sobre la duración de los pulsos de bombeo. Un importante descubrimiento fue hecho por R. W.

Hellwarth en 1961 llamado Conmutación de Q ó *Q-Switching* el cual concentra la salida del láser de rubí en un sólo pulso. La conmutación de Q es un activador óptico [1] el cual previene la acción láser durante el bombeo de la lámpara de destello, por lo que la inversión de población llega a alcanzar altos valores. Si el activador es abierto de repente, la energía almacenada se libera en un tiempo pequeño de ida y vuelta entre los espejos del resonador.

Usando un láser de rubí, P. A. Franken demostró, en 1961, la generación de la segunda armónica en un cristal de cuarzo. La generación de la segunda armónica es debida al comportamiento no-lineal del índice de refracción en presencia de un campo eléctrico muy intenso. Aunque la conversión a la longitud de onda fundamental de la segunda armónica fue extremadamente pequeña debido a la muy baja no-linealidad del cuarzo. Otro método de generación de la segunda armónica, utiliza la modulación periódica del coeficiente no-lineal del índice de refracción para restituir la fase óptica del haz incidente, éste método se logró casi 30 años después del experimento de P. A. Franken. A principios 1990, las técnicas de procesado litográfico hacen posible la fabricación de pequeños cristales para cuasi-amarre de fase usando campos eléctricos polarizados en niobato de litio.

El descubrimiento del láser de rubí disparó la investigación en otros materiales, y en una rápida sucesión, la emisión láser fue probada en otros materiales como sólidos, gases, semiconductores y líquidos, siguiendo al descubrimiento del láser de rubí, el siguiente material de estado sólido fue el uranio dopado con fluoruro de calcio, el cual operó por primera vez en 1960. El primer láser de estado sólido de neodimio fue el tungstato de calcio dopado con iones de neodimio. Este láser descubierto en 1961, fue utilizado en instalaciones de investigación por varios años hasta que el granate de ytrio y aluminio YAG fue descubierto.

En 1961 E. Snitzer desarrolló el primer láser de neodimio-vidrio [1]. Desde que el láser de Nd:vidrio mostró que podía ser de mejores dimensiones y mejor calidad que el de ruby, éste prometía llegar a más altas energías. Esto fue rápidamente realizado, pulsos cortos producidos por grandes láseres de Nd:vidrio tenían la capacidad de producir calentamiento en la materia hasta temperaturas termonucleares, generando así energía en pequeñas explosiones controladas. Uno de los sistemas láser más poderosos de Nd:vidrio, el NOVA-LASER, fue completado en 1985 el cual era capaz de producir pulsos de 100 kJ en 2.5s.

En 1964 la mejor elección para un dopante en iones de neodimio, el Granate y Ytrio y Aluminio (YAG), fue descubierto por J. Geusic. Desde ese tiempo, el Nd:YAG permanece como el más versátil y ampliamente usado medio activo para láseres de estado sólido. El Nd:YAG tiene un umbral de inversión de población bajo y tiene un buen dopante cuyas propiedades térmicas, mecánicas y ópticas pueden conseguirse con relativa facilidad.

Durante los primeros años de la investigación en láseres, un objetivo particular fue orientado entorno a la generación de pulsos cortos en láseres de Nd:vidrio y de rubí. Con la técnica de conmutación de Q, se requieren varias reflexiones internas para amplificar la radiación. Dada la longitud del resonador y la ganancia disponible de estos primeros sistemas láser, los pulsos fueron del orden de 10 a 20 ns. El siguiente paso en las técnicas de pulsos cortos fue llamado “cavidad de vaciado” *cavity-dumping*, en el cual, la radiación en el resonador es llevada a su valor pico, la cual es rápidamente emitida por un conmutador de Q. Pulsos con duración de unos pocos nanosegundos, en una sola ida y vuelta dentro del resonador, eran resultado de éste método. En 1965, una técnica denominada “amarre de modos” *mode-locking* fue inventada. El amarre de modos es una técnica en la cual la modulación pasiva de las pérdidas, con un absorbente saturable de respuesta rápida, o por un modulador activo de frecuencia de pérdidas, la relación entre las fases de los modos longitudinales es reforzada. Con otros métodos pasivos o activos de amarre de modos, se pueden conseguir pulsos mas cortos que en un resonador de una sola reflexión se puede generar, típicamente pulsos del orden de 20 a 100 picosegundos.

A finales de la década de 1960, lámparas de destello de xenón y lámparas de arco de kriptón, habían sido concebidas como fuentes de bombeo óptico y los láseres de diodo fueron reconocidos como una fuente ideal de bombeo, pero debido a la falta de otros dispositivos tecnológicos no pudieron ser probados.

Durante la década de 1970, los avances en ingeniería se concentraron en las mejoras, tales como en incrementos de dispositivos y sistemas de larga duración y confiabilidad. Los primeros láseres a menudo trabajaban pobremente y tenían severos problemas de confiabilidad. A nivel de componentes, la resistencia al daño de los recubrimientos ópticos y la alta calidad de cristales láser tenían que diseñarse; y el tiempo de vida de las lámparas de destello y de arco debía ser mejorado.

En la última parte de la década de 1970 y en la década de 1980, un número de láseres sintonizables (de frecuencia seleccionable) fueron descubiertos, tales como la Alexandrita, titanio dopado con zafiro, y cristales de cromo dopados con cromo. El más importante láser, el Ti:zafiro, descubierto a mediados de la década de 1980, es sintonizable entre 660 y 980 nm. Éste láser debe ser bombeado por medio de otro láser que emita en la región verde-azul del espectro. La Alexandrita fue el primer láser en operar en 1979, tiene una muy pequeña región de sintonía pero puede ser bombeado por una lámpara de destello. Los cristales de fluoruro dopados con cromo tales como litio-estroncio-aluminio-fluoruro y litio-calcio-aluminio-fluoruro fueron de gran interés debido a que podían ser bombeados con láseres de diodo.

A finales de la década de 1980, los láseres sintonizables de banda ancha en combinación con técnicas ultra-rápidas de modulación, tales como lentes de Kerr para amarre de modos, llevaron al desarrollo de láseres de amarre de modos con anchos de pulso en el orden de los femtosegundos. El límite en el ancho de pulso de un láser de amarre de modos es inversamente proporcional al ancho de banda del material láser. Para láseres basados en neodimio, el ancho de pulso inferior es de unos pocos picosegundos. Medios láser con una ganancia mucho mayor en el ancho de banda, tales como el Ti:zafiro, producen pulsos mucho más cortos comparados con los láseres de neodimio.

En el transcurso de los años, el rendimiento de los láseres de diodo ha sido mejorado, nuevas estructuras láser, el crecimiento de nuevos materiales láser, y nuevas técnicas de procesado fueron diseñadas. Esto condujo a dispositivos con tiempos de vida superiores, bajos umbrales de corriente y altas potencias de salida. En la década de 1970, los diodos láser capaces de operar de manera continua a temperatura ambiente fueron producidos. A mediados de la década de 1980, con los procesos epitaxiales y un gran aumento en la sofisticación en la unión de estructuras del GaAs, los láseres de diodo fueron comercialmente disponibles con potencias de varios watts de salida. Estos dispositivos tuvieron la suficiente potencia para hacerlos útiles como fuente de bombeo de los láseres de Nd:YAG. La igualación espectral de los láseres de diodo con las bandas de absorción de los láseres de neodimio, resultó en un dramático aumento en la eficiencia de los sistemas, y en la reducción de las cargas térmicas de los materiales láser de estado sólido.

Como un láser de diodo es de bajo costo, estas fuentes de bombeo fueron incorporadas en láseres de estado sólido comerciales. Desde esta situación, los láseres de diodo que bombean a láseres de estado sólido DPSSL (por sus siglas en inglés) comenzaron rápidamente su evolución, la cual continúa hasta el día de hoy. El bombeo por diodos ofrece significantes mejoras en la totalidad de los sistemas en su eficiencia, confiabilidad, y reducción en tamaño. En muchos casos, los arreglos de láseres de diodo fueron no sólo un remplazo para las lámparas de destello o de arco, pues proveen medios para el diseño de nuevas configuraciones en los láseres. Nuevos materiales láser como el Yb:YAG y el Nd:YVO₄ que no pueden ser bombeados eficientemente con lámparas de destello, son mucho más apropiados los láseres de diodo como bombeo [1].

La amplificación de la luz

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 se considera monocromático. Se explican los sistemas de dos, tres y cuatro niveles. También, se explica el funcionamiento del resonador de dos espejos y su relación con la colimación del haz. Finalmente se da una introducción a los láseres de estado sólido, poniendo énfasis en el láser de Nd:YAG.

1.1. Absorción, transiciones espontáneas y estimuladas.

La interacción entre átomos y radiación electromagnética conducen 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 [2]. No obstante, para que la interacción tenga lugar, debe haber una proporcionalidad entre la frecuencia de la radiación ν y la diferencia de de energía entre un par o pares de estados de los átomos de acuerdo con:

$$E_j - E_i = h\nu \quad (1.1)$$

La ecuación (1.1) 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.

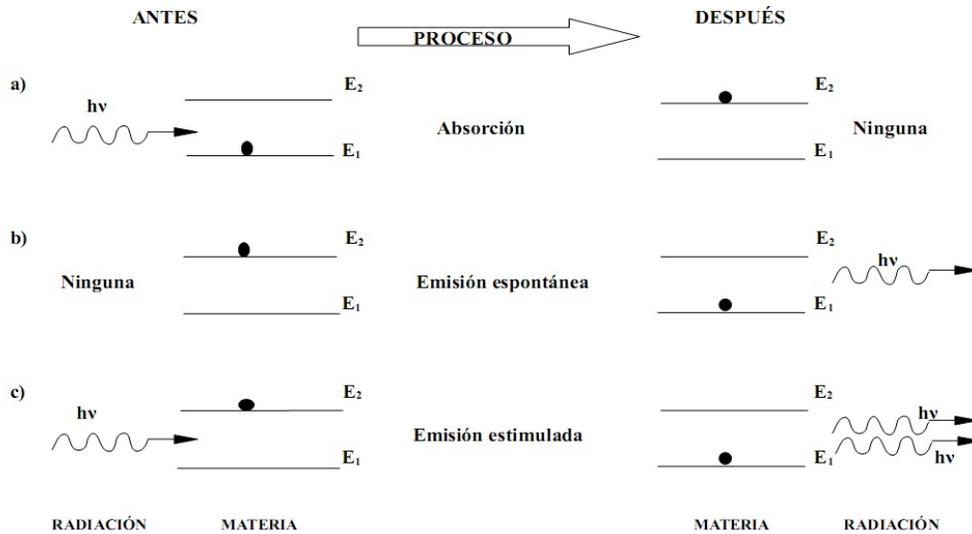


Figura 1.1. Interacción entre materia y radiación en los procesos de (a) absorción, (b) de emisión espontánea, y (c) de emisión estimulada [3].

En la figura (1.1 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 τ este sistema atómico aislado, se mueve por sí mismo a un estado de energía mas 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 τ de la emisión espontánea de átomos excitados es del orden de 10^{-8} s. Sin embargo, existen algunos estados en los cuales τ es mucho mas 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 emiten radiación únicamente a través de procesos que violan las llamadas reglas de selección de paridad $\Delta l = \pm 1$. En la figura (1.1c) el sistema atómico está en el estado mas alto, pero esta vez está presente la frecuencia de la radiación incidente. Como en la absorción, un fotón de energía $h\nu$ interactúa con el sistema. El resultado es que el sistema es llevado 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.

1.2. Los coeficientes de Einstein y el coeficiente de ganancia

Se dice que un conjunto de átomos está en equilibrio térmico a la temperatura T , cuando la distribución de los átomos en los diversos niveles de energía sigue la ley de Boltzmann [4]; esto es:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{\frac{(E_j - E_i)}{kT}} \quad (1.2)$$

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 (1.2), la población de los niveles de energía más 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*, ver figura 1.2. 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 hubiese 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. Una inversión de población no es una situación que se obtenga por procesos térmicos; deben usarse otras técnicas para producirla.

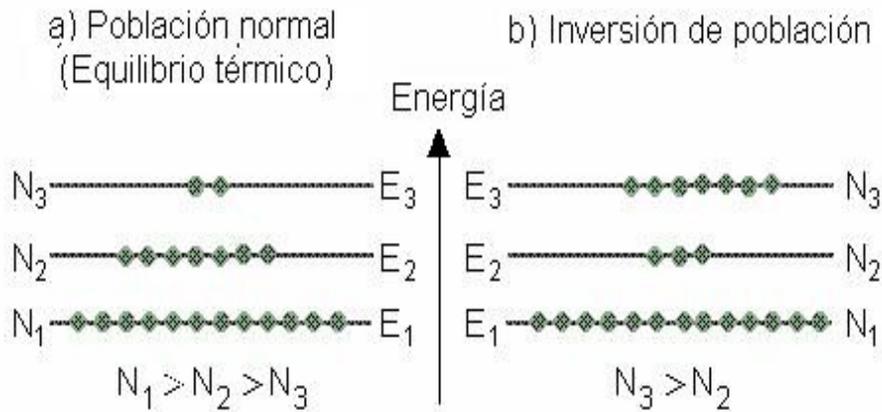


Figura 1.2. Población normal comparada con inversión de población.

Regresando a la ecuación (1.2), 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:

$$\rho(\nu)N_iB_{ij} = \rho(\nu)N_jB_{ji} + N_jA_{ji} \quad (1.3)$$

Donde $\rho(\nu)$ es la densidad de energía por unidad de volumen y por unidad de intervalo de frecuencia ν , del campo de radiación, además la frecuencia ν satisface la ec. (1.1). B y A se llaman coeficientes de Einstein, el lado izquierdo de (1.3), 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 (1.1), se sabe, que este valor es proporcional a la densidad de energía de radiación en la frecuencia de transición ν 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 (1.3):

$$\rho(\nu) = \frac{A_{ji}}{B_{ij}(g_i/g_j)e^{h\nu/kT} - B_{ji}} \quad (1.4)$$

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

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.5)$$

se obtiene:

$$B_{ji} = \frac{g_i}{g_j} B_{ij} \quad (1.6)$$

por otro lado

$$A_{ji} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ji} \quad (1.7)$$

Interpretando las ecuaciones anteriores, (1.6) 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. La ec. (1.7) da una relación fundamental entre la emisión espontánea de radiación por los átomos y la estimulada.

1.3. 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 [2].

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 [3]. Tal tarea requiere estar bombeando fuertemente transiciones que llevarán a un átomo a decaer de vuelta a su estado base. Aunque puede ser realizado, demandaría una gran cantidad de energía y tendría una baja eficiencia.



Figura 1.3. Sistema atómico de dos niveles.

Es claro, del diagrama anterior, que un átomo de dos niveles el bombeo es, 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 (1.4) muestra esquemáticamente como alcanza una inversión de población de modo que se consiga 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 con energía suficiente, activa o

desencadena 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.

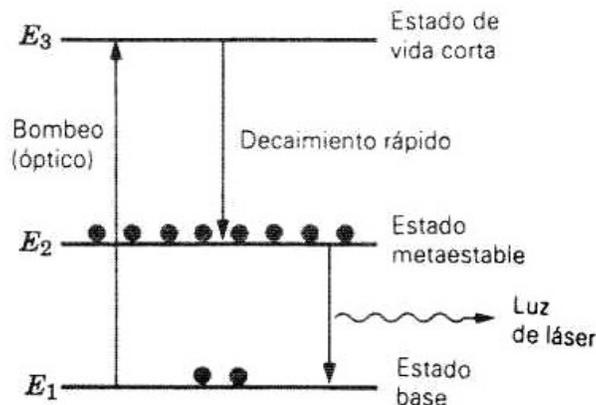


Figura 1.4. Sistema atómico de tres niveles.

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 produce 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 (1.5) 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 (1.5) 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 . 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).

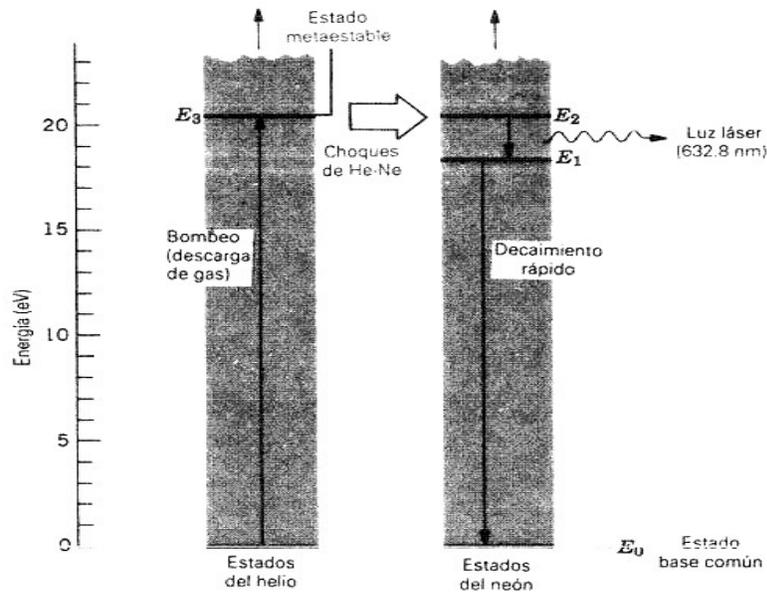


Figura 1.5. Los niveles de energía que intervienen en la operación de un láser de He-Ne

1.4. 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 [5]. 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, ver figura (1.6).

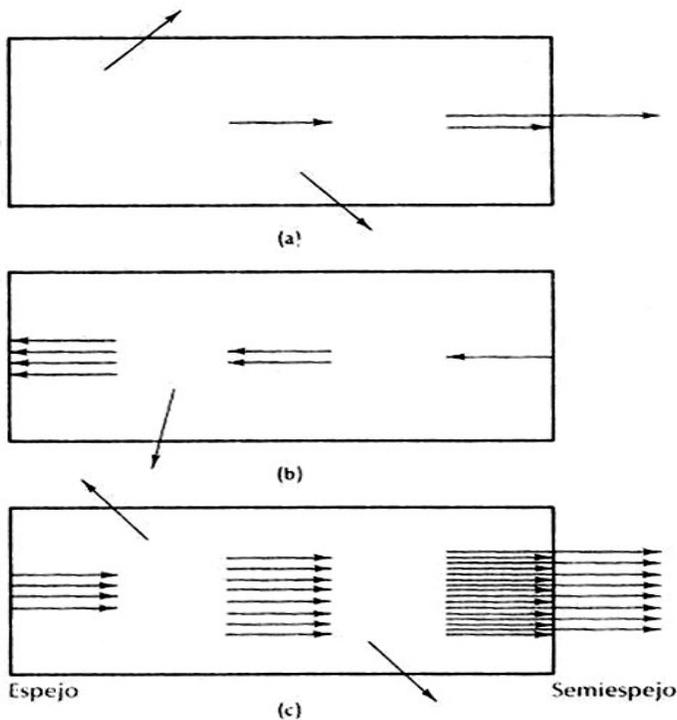


Figura 1.6. Formación de la radiación coherente en un láser. (a) La emisión espontánea de fotones produce algunos que escapan, y uno que viaja a lo largo del eje del láser. Antes de alcanzar el espejo del extremo, este fotón ha estimulado la emisión de un segundo fotón. Un fotón escapa, el otro es reflejado. (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 [2].

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. 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 [4] que los átomos irradian energía P_f por emisión espontánea (fluorescencia) en todas direcciones, a velocidad por lo menos igual a:

$$P_f = h\nu N_i A_{ij} = N_i \frac{8\pi^2 e^2 h\nu^3}{mc^3} f_{ij} \quad (1.8a)$$

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 ΔN_c es la densidad de inversión de población crítica necesaria para mantener la oscilación láser. Para el caso de una línea Gaussiana se tiene:

$$\Delta N_c = \frac{\iota}{4L} \frac{mc}{e^2 f_{ij}} \frac{\Delta \nu}{\sqrt{(0.7\pi)}} \quad (1.8b)$$

De (1.8a) y (1.8b) se tiene:

$$P_f > \frac{2\pi^2 \iota}{L} \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{\Delta \nu}{\sqrt{(0.7\pi)}} \quad [\text{erg/s-cm}^3] \quad (1.9)$$

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 a frecuencias superiores a las del espectro visible. La expresión de la potencia de fluorescencia (ec. 1.8a) da una pequeña fracción de Watts a frecuencias ópticas.

1.5. 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 cuánta 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 ι es una suma de dos términos: la pérdida de energía intrínseca ι_0 en el interior del resonador y la pérdida a través del acoplamiento de salida que se puede llamar pérdida externa y simbolizarla con ι_e . De aquí:

$$\iota = \iota_0 + \iota_e \quad (1.10)$$

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

$$\frac{\iota_e}{\iota} = \frac{\iota_e}{\iota_0 + \iota_e} \quad (1.11)$$

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 [4]:

$$P_{salida\ max.} = h\nu R_{min} \left(\sqrt{\frac{R}{R_{min}}} - 1 \right)^2 \quad (1.12)$$

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.

1.6. Introducción a los láseres de estado sólido

El término estado sólido se refiere a láseres de estructura cristalina o de materiales vítreos dopados con un ión apropiado. Típicamente, en este tipo de láseres la excitación del medio activo se lleva a cabo por medio de bombeo óptico [1], generalmente a través de lámparas de destello como kriptón y xenón. Para usar esta luz de modo que se produzca inversión de población en el medio activo, debe hacerse uso de un medio eficiente de acoplamiento óptico, según la naturaleza de la lámpara. Cuando el medio activo está contenido en un resonador óptico, la ganancia resultante de la inversión de población causa oscilación, y el medio activo emite radiación coherente intensa. Tal método de bombeo requiere la implementación de un circuito eléctrico de disparo para la lámpara de destello. La flexibilidad en los láseres de estado sólido proviene del hecho que:

- El tamaño y la forma del medio activo pueden elegirse para conseguir un rendimiento particular.
- Diferentes medios activos pueden seleccionarse con diferentes ganancias, almacenamiento de energía y características de longitud de onda.
- La energía de salida puede aumentarse con la adición de medios amplificadores (dopantes).
- Un amplio número de componentes pasivos y activos se encuentran disponibles para formar espacial, temporal y espectralmente el perfil del haz de salida.

1.6.1. Medios activos de estado sólido

Los materiales para la operación del láser, deben tener grandes líneas de fluorescencia, grandes bandas de absorción, y una razonable eficiencia cuántica para las transiciones fluorescentes de interés [7]. Estas características las muestran generalmente los sólidos (vidrios o cristales) que incorporan una pequeña cantidad de elementos cuyas transiciones ópticas pueden ocurrir entre estados de baja energía, con bandas incompletas de electrones. Así, los metales de transición, las tierras raras (lantánidos), y los actínidos son de interés en este contexto. Las intensas líneas de fluorescencia en el espectro de los cristales dopados con estos elementos, resultan del hecho de que los electrones involucrados en estas transiciones en el espectro óptico se encuentran “resguardados” por las otras capas desde el interior de la red cristalina. Las correspondientes transiciones son similares a la de los iones libres. Más aún, en las intensas líneas de fluorescencia, un medio activo debe tener bandas de bombeo en el espectro de emisión de las fuentes de bombeo disponibles, tales como las lámparas de arco y los arreglos de diodos. Las tres principales características que conducen a la mayor ganancia en un láser de estado sólido son:

- En el material huésped (*host material*). Debido a sus propiedades mecánicas, térmicas y ópticas a nivel macroscópico y sus propiedades estructurales microscópicas.
- En los iones dopantes (*sensitizer ions*). Debido a sus distintivos estados iónicos y sus configuraciones electrónicas de iones-libres.
- En las fuentes de bombeo óptico. Debido a su geometría particular, su espectro de emisión y a sus características temporales.

Estos elementos deben enlazarse y ser lo más auto consistentes para conseguir el mejor rendimiento del sistema.

1.6.1.1. Los materiales huésped

Los materiales huésped de estado sólido generalmente están agrupados en: sólidos cristalinos y vidrios. Entre sus principales características que deben tener son: dureza, químicamente inerte, ausencia de tensiones internas y de variaciones de índice de refracción, resistencia a la radiación inducida por los centros de color, y fácil fabricación [7].

Hay varias interacciones que restringen las combinaciones entre materiales huésped e iones dopantes. Estas incluyen la disparidad en el tamaño, valencia y propiedades espectroscópicas. Idealmente, la valencia y el tamaño de los iones dopantes deben coincidir con las de los iones huésped que sustituyen. Para elegir un material con iones huésped apropiados para el láser, se deben considerar las siguientes características:

- i. El material huésped debe tener propiedades ópticas favorables. Las variaciones en el índice de refracción que conduzcan a la propagación inhomogénea de la luz a través del material, producirán resultados muy pobres en el haz láser de salida.
- ii. El material debe tener propiedades mecánicas y térmicas que permitan la operación a potencias promedio altas. Los más importantes parámetros son la conductividad térmica, la dureza y las fracturas por esfuerzos.
- iii. La red cristalina debe tener lugares que acepten iones dopantes y que tenga campos locales de simetría y fuerza para inducir las propiedades espectroscópicas deseadas. En general, los iones pertenecientes a un cristal deben tener amplios tiempos de vida radiativos cuya sección transversal de emisión debe ser cercana a 10^{-20} cm².
- iv. Debe ser posible aumentar el tamaño del dopante en el material, mientras que se mantenga su alta calidad óptica y su alto rendimiento.

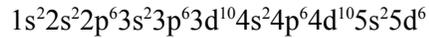
Los materiales usados comúnmente como materiales huésped son los: vidrios, granates, vanadatos, fluoruros y el zafiro [1]. La elección del material huésped depende de la energía de salida, la potencia pico promedio, el ancho espectral, longitud de onda, duración de pulso, entre otras características requeridas.

1.6.1.2. Iones activos (dopantes)

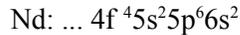
Cuando un átomo contiene muchos electrones, los electrones que forman una capa llena pueden ser desprendidos y la energía asociada con las transiciones en el átomo pueden calcularse considerando únicamente a los electrones que estén fuera de una capa cerrada [1]. A continuación se describen las características más generales sobre los más importantes iones dopantes de tierras raras, actínidos y metales de transición:

Iones de tierras raras. Estos iones son candidatos naturales para ser usados como iones dopantes de medios activos de estado sólido, debido a que presentan prominentes transiciones de fluorescencia que cubren el espectro visible y algunas partes del infrarrojo cercano. Tienen la característica de mostrar líneas de emisión muy intensas en presencia de fuertes campos locales en los cristales, como un resultado del efecto de apantallamiento de otros electrones [8]. La configuración electrónica en estado base de las tierras raras consiste en un núcleo idéntico al del xenón, con la adición de unos electrones en las órbitas superiores. La configuración electrónica

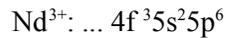
para el xenón es:



Los elementos posteriores al xenón, cuyo número atómico es 54, tienen en su estructura electrónica a electrones en los niveles $4f$, $5d$, $6s$, etc.. Los elementos de tierras raras comienzan su estructura llenando las vacantes en las orbitas inferiores $4f$. En el neodimio Nd, se tienen 4 electrones en la órbita f . Las primeras nueve capas y sub-capas hasta $4d^{10}$ se encuentran completamente llenas, por lo que únicamente se muestra la posterior configuración electrónica:



En los cristales, los iones de tierras raras son normalmente trivalentes, pero bajo ciertas condiciones, su estado de valencia puede ser divalente. Cuando se forma un ión trivalente, el átomo cede electrones externos $6s$, el átomo pierde también su electrón $5d$ si es que cuenta con uno, por otro lado, uno de los electrones $4f$ también se pierde. De esta manera el neodimio trivalente tiene la siguiente configuración:



La fluorescencia espectral de las tierras raras proviene de las transiciones electrónicas entre niveles de las capas $4f$ parcialmente llenas.

Iones actínidos. Los actínidos son similares a las tierras raras en cuanto a que electrones $5f$ parcialmente apantallados por electrones $6s$ y $6p$. La mayoría de los elementos actínidos son radiactivos y únicamente el uranio en CaF_2 puede ser usado satisfactoriamente en un láser. El material huésped debe ser dopado con 0.05% de uranio. La acción láser ocurre en $2.6 \mu\text{m}$ entre el nivel meta-estable y el nivel terminal a unos 515 cm^{-1} por encima del estado base [8].

Metales de transición. Entre los miembros más importantes de este grupo se incluyen al cromo y al titanio. Los metales de transición en combinación con cristales huésped conducen a importantes láseres incluyendo al láser de Rubí ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$), Alexandrita ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$), Ti:zafiro ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$).

Por otro lado, se encuentran los láseres de cristal dopados con cromo, Cr:LiSAF ($\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$), Cr:forsterita ($\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$). El primero de ellos, el Cr:LiSAF, es sintonizable de 720 a 920 nm cuando es bombeado por lámparas de destello o arreglos de diodos. La amplia banda de emisión del Cr:LiSAF hace a éste cristal atractivo para la generación y amplificación de pulsos de femtosegundos con amarre de modos. Aunque son de particular interés los arreglos de diodo en todas las fuentes sintonizables de estado sólido de pulsos de femtosegundos [8].

1.6.2. Lámparas de destello o *flash*

Las lámparas de destello consisten en tubos de vycor o de cuarzo fundido que contienen de 300 a 700 Torr de gas xenón o kriptón con un cátodo frío y un ánodo sellados en los extremos opuestos [4]. El cátodo llega a ser emisivo bajo la radiación y el calentamiento por bombardeo iónico resultantes de la iniciación del destello. La forma de la lámpara de cuarzo fundido está relacionada con el esquema de acoplamiento óptico usado en el láser. Las tres configuraciones principales son la lámpara helicoidal, la lámpara lineal y la coaxial. La longitud axial de la lámpara helicoidal y el espacio inter-electródico de las otras dos lámparas, están hechos iguales a la longitud del medio activo que es bombeado en cada caso. Para lámparas llenadas a la misma presión, la resistencia eléctrica, luego de la iniciación de la descarga es proporcional a la longitud de la descarga e inversamente proporcional al área de la sección transversal. Tal resistencia está dada por:

$$R_L = \frac{KL}{A} \quad (1.13)$$

donde L es el espacio inter-electródico en centímetros y A es el área de la sección transversal interna en centímetros cuadrados. Valores típicos de K son 1.0 ohm/cm a 10 amp/cm², 0.1 ohm/cm a 100 amp/cm², 0.02 ohm/cm a 1000 amp/cm².

Las lámparas de bombeo se manejan por encima de 100 amp/cm². La lámpara se conecta a través de un banco de almacenaje, que puede ser en forma de un simple capacitor o de línea de retraso constante. El voltaje al cual está cargado el banco es menor que el voltaje de autoencendido de la lámpara. El gas en la lámpara es llevado a ruptura por un pulso de disparo de alto voltaje que pone en marcha el proceso de conducción. La cantidad relativa de energía almacenada que se libera en la lámpara de destello es proporcional a la impedancia de la lámpara dividida por la impedancia del circuito total. Puesto que las impedancias de las lámparas son típicamente de 10 a 500 miliohms, se necesitan conductores gruesos de baja resistencia. La corriente máxima de la lámpara llega a ser de varios miles de amperes en lámparas de 2000 a 10000 joules.

La energía liberada a la pared del bulbo por el bombardeo iónico, junto con las tensiones introducidas por el impacto de la onda de choque, producida por el incremento brusco de presión en el frente de onda de descarga, limitan la energía máxima de entrada que una lámpara dada puede soportar. El daño de la onda de choque puede controlarse limitando la velocidad de aumento de corriente mediante el uso de una inductancia en serie que limita la intensidad máxima accesible para una energía almacenada dada por alargamiento del pulso.

Por otro lado, la evaporación de electrodos limita la capacidad media de potencia de la lámpara bajo condiciones de alta velocidad de repetición mediante flujo forzado de agua refrigerante para el bulbo. Una refrigeración bien diseñada aumentará la capacidad de energía promedio de una lámpara dada en más de cien veces.

Las lámparas lineales son muy apropiadas para velocidades altas de repetición, en operación refrigerada con

agua, porque una camisa reusable puede colocarse deslizándola sobre la lámpara.

La vida útil de la lámpara se termina de una de las siguientes formas: la lámpara puede volverse difícil de disparar, las paredes pueden ennegrecerse, o la lámpara puede estallar. Si la energía máxima E_{MAX} (en joules por pulgada) a la cual estallara la lámpara esta por [4]:

$$E_{MAX} = 90d \sqrt{T} \quad (1.14)$$

donde d es el diámetro de la cavidad de la lámpara y T es la duración del pulso de entrada en milisegundos, una operación al 70% de esta energía dará a la lámpara una vida de 100 a 500 disparos, según el diseño de la misma. Una operación al 30% extenderá a la vida de la lámpara a 30000 disparos o más. Las lámparas helicoidales y lineales son de fácil acceso comercial, fluctuando de 100 a 100000 joules de entrada.

1.6.3. Acoplamiento óptico

Habiendo elegido una lámpara adecuada, se debe idear una manera de acoplar la luz de salida de la lámpara al medio activo del láser. Puesto que las eficiencias de bombeo óptico son muy bajas, y debido a la dificultad de obtener lámparas de suficiente intensidad, una consideración muy importante es la eficiencia de acoplamiento. En la práctica se emplean dos tipos principales de acoplamiento: acoplamiento estrecho en el que la lámpara y el medio activo se colocan tan cerca como sea posible, y el acoplamiento por imágenes que se vale de la refracción o la reflexión para proyectar una imagen de la lámpara sobre el medio activo.

El tipo más común sugerido por primera vez por Ciftan y otros [9], emplea lámparas de destello lineales con cavidades elípticas. La propiedad óptica básica de la elipse se muestra en la figura 1.7, y es que toda la luz que sale de un foco se reflejará en la pared pulida y llegará al otro foco. Por otro lado se utiliza un cilindro de sección elíptica con la lámpara de flash capilar en un foco y la barra del medio activo en el otro foco. Los extremos del cilindro se cierran con paredes reflectoras planas.

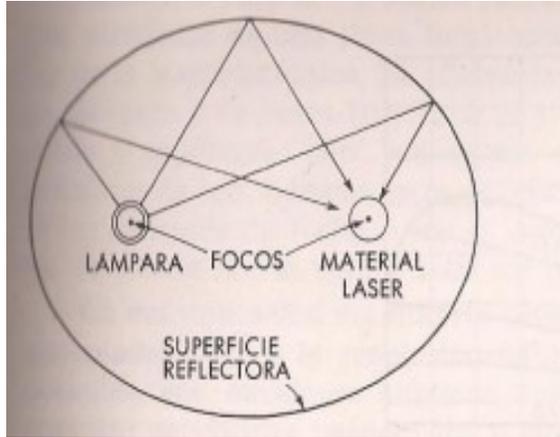


Figura 1.7. Sección transversal de una cavidad elíptica simple.

La eficiencia de cavidades elípticas simples y múltiples ha sido tratada por Bowness [10]. La figura 1.8 muestra el porcentaje de luz irradiada que, partiendo de una lámpara de diámetro d , llega al medio activo de diámetro c en una elipse de semi-eje mayor a y semi-eje menor b .

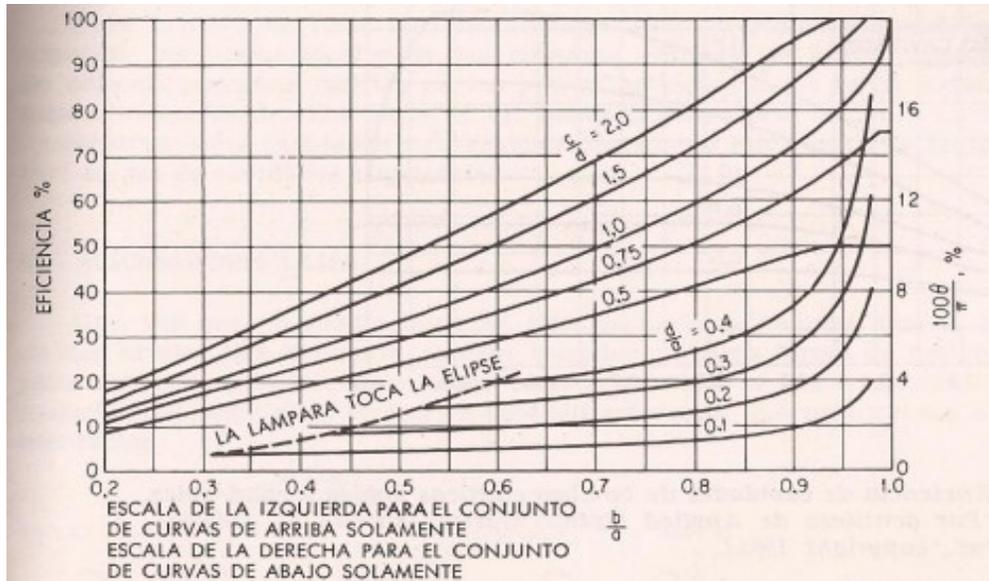


Figura 1.8. Eficiencia de una cavidad de bombeo elíptica simple. El conjunto de curvas de arriba es para el caso $d/a=0$; es conjunto de abajo de la pérdida debida al diámetro finito de la lámpara. Se debe multiplicar la pérdida por c/d y restar de la eficiencia dada por la curva de arriba.

Se supone que la elipse es perfectamente reflejante, pero la luz que se refleja hacia la lámpara puede ser tomada en cuenta utilizando el segundo conjunto de curvas mostradas en la figura 1.9.

En la mayoría de los láseres prácticos el cristal y la lámpara tienen diámetros semejantes. En consecuencia es difícil obtener eficiencias mayores al 75% y menor al 1% de emisión láser. Reduciendo el diámetro de la

lámpara aumenta la eficiencia posible pero se reduce la energía máxima que se puede obtener de la lámpara; el aumento en el diámetro de la lámpara tiene el efecto opuesto. Por esta razón ha resultado útil emplear un número de cavidades elípticas parciales con una línea focal común en la cual se coloca el medio activo.

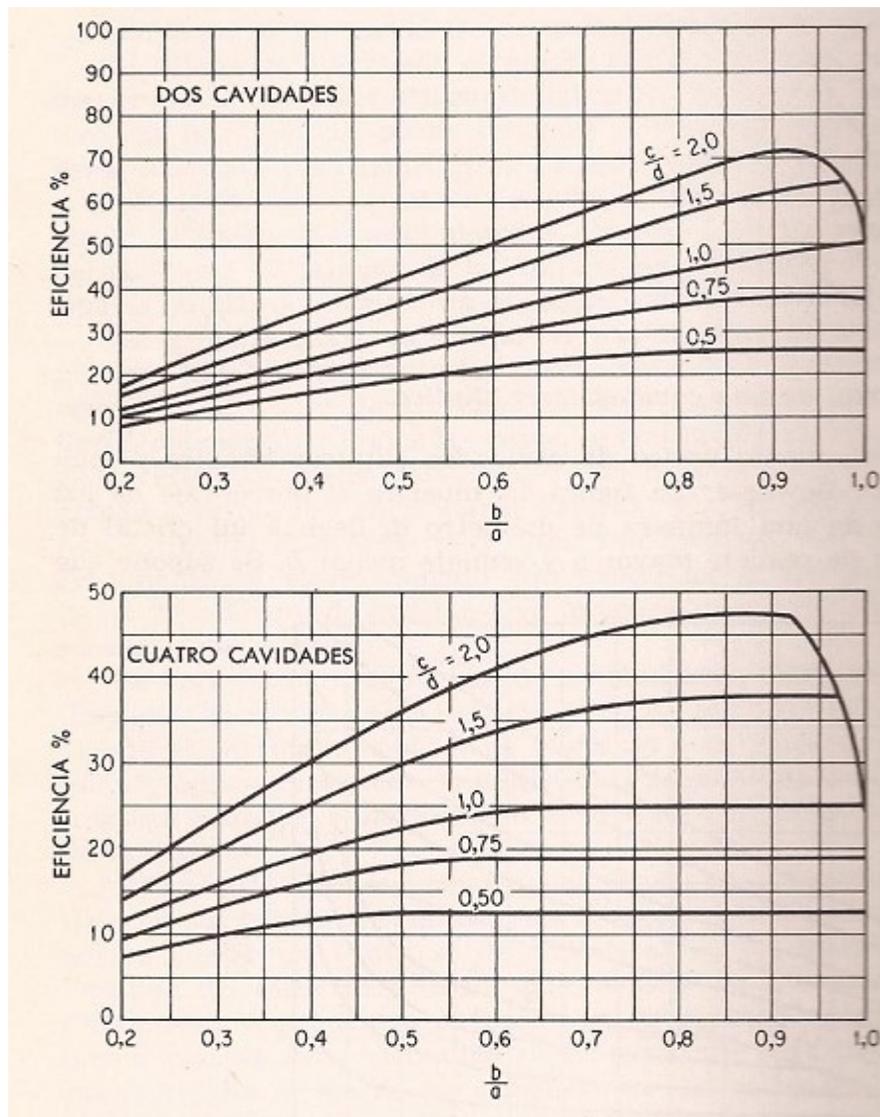


Figura 1.9. Eficiencia de bombeo en cavidades elípticas dobles y cuadruples.

La figura 1.9 muestra la eficiencia de acoplamiento para dos y cuatro reflectores elípticos parcialmente espaciados alrededor de una línea focal común. Como debería esperarse a partir de la segunda ley de la termodinámica, las eficiencias máximas de acoplamiento (para diámetros de lámpara y medio activo iguales) son 50 y 25%, respectivamente, para el caso doble y cuádruple, pero debe notarse que estas eficiencias se consiguen para valores prácticos de b/a . Además para las cavidades múltiples, no se requiere corrección para la luz

reflejada de vuelta hacia la lámpara, esta pérdida se compensa mediante la luz colectada por el medio activo sin reflexión desde las paredes de la cavidad.

La multiplicación del número de lámparas de un tipo dado de eficiencias apropiadas lleva a la conclusión de que la máxima eficiencia total será siempre obtenida con cavidades elípticas únicas, mientras que la máxima potencia (o energía) se obtiene usando dos o más cavidades. En todos los casos b/a debe hacerse lo mas cercano a la unidad como sea posible [4].

1.6.4. Consideraciones térmicas para el sistema de enfriamiento

Puesto que la salida del láser es sólo un pequeño porcentaje de la energía eléctrica de entrada a la cabeza del láser, la mayor parte de esa energía aparece en forma de calor, en la lámpara, el medio activo (barra de cristalina) y las paredes circundantes. Probablemente el medio de enfriamiento más usado consiste en hacer fluir agua en un canal anular sobre la superficie de la barra cilíndrica del medio activo. El espesor del canal debe mantenerse en 1 o 2 mm con flujo de algunos galones por minuto; los canales pueden hacerse colocando tubos de cuarzo alrededor de la barra y pueden extraer de su superficie algunos cientos de watts por pulgada cuadrada.

Los electrodos también presentan un problema de enfriamiento. Una solución posible son soportes de cobre gruesos sellados a un casquete terminal metálico a través de una envoltura; el casquete puede enfriarse por el mismo canal anular usado para la envoltura de la lámpara. Como alternativa el líquido puede correr a través de los soportes de los electrodos. Si los electrodos están en contacto con el líquido es obvio que éste debe poder soportar un intenso campo eléctrico. El uso de agua, e incluso de agua de grifo, es apropiado para casi todas las aplicaciones aun cuando el pulso disparador se aplica a través de los electrodos de la lámpara; sin embargo debe haber una conducción a tierra de una pulgada como mínimo, a través del agua para impedir la ruptura. Lo apropiado del diseño para el enfriamiento del láser depende de la potencia media de entrada. Las consideraciones son similares aun si el láser funciona en forma continua o en alta velocidad de repetición [4].

1.6.5. La cavidad resonante en un SSL

Una vez que el medio activo ha sido excitado de manera que la población de dos niveles esta invertida, se debe introducir alguna forma de realimentación para obtener oscilación. El papel del resonador es mantener una configuración deseada del campo electromagnético dentro del medio activo con relativamente poca pérdida de energía, de modo que la energía cedida dentro del campo por los átomos del medio activo sea suficiente para compensar las pérdidas. En los láseres de estado sólido se usa a menudo el propio medio activo para formar la cavidad resonante. El resonador más simple y comúnmente usado es el Fabry-Perot de planos-paralelos. Los

extremos de la barra láser (medio activo) se hacen ópticamente planos y paralelos, y luego son revestidos para aumentar sus reflectividades a la longitud de onda deseada. Así, uno de los extremos tiene el 100% de reflectividad y el otro sólo un pequeño porcentaje para acoplar la energía de salida del láser, ver figura 1.10.

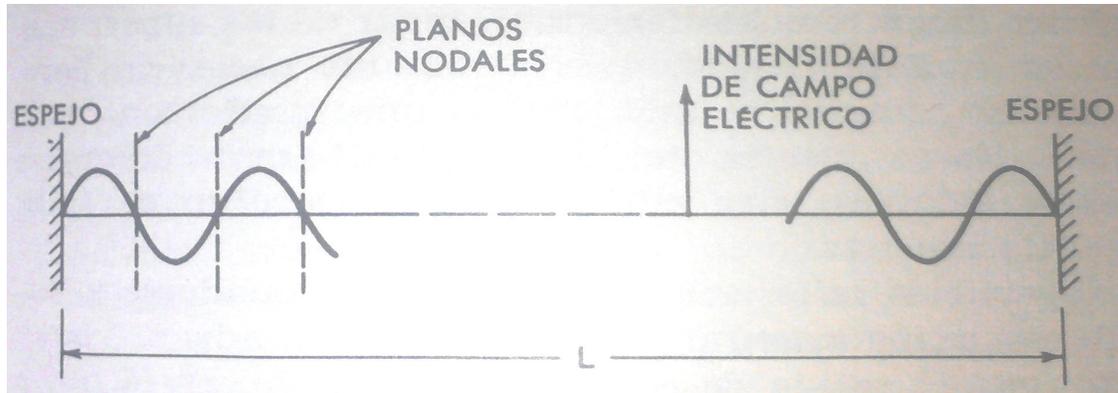


Figura 1.10. El resonador simple de Fabry-Perot

De la figura 1.10 se puede deducir:

$$nL = q \frac{\lambda}{2} \quad (1.15)$$

Donde n es el índice de refracción del medio activo, q es un número entero y λ es la longitud de onda a amplificar. Las enormes dimensiones comparadas con las longitudes de onda dentro de la cavidad resonante traen consigo una serie de problemas no encontrados anteriormente a menores frecuencias de operación.

Un sencillo trazado de rayos muestra que un rayo de luz que parte con un ángulo pequeño respecto al eje del resonador, puede atravesar la longitud del resonador varias veces antes de que salga del mismo. Los modos oscilatorios que comprenden tales rayos se denominan modos “fuera de eje”. Además estos modos contribuyen sustancialmente a la divergencia total del haz de salida. Puede surgir un problema adicional debido a la reflexión total interna en una superficie cilíndrica pulida de la varilla del resonador. La luz se puede reflejar a lo largo de trayectorias circulares o helicoidales y causar emisión estimulada sin contribuir al haz de salida. Afortunadamente se puede evitar fácilmente este problema teniendo una superficie cilíndrica esmerilada en lugar de pulida.

Para formar los espejos de los resonadores láser se usan muy ampliamente los revestimientos dieléctricos. Mediante la deposición al vacío de un cierta cantidad de capas dieléctricas, de espesor $\lambda/4$ con constantes dieléctricas alternadamente altas y bajas, de esta manera es posible conseguir reflectividades de hasta 99.9%. Por ejemplo con capas alternadas de fluoruro de magnesio y dióxido de cerio se forman espejos insolubles en agua que resisten la limpieza, son resistentes a la abrasión y pueden ser usados hasta la temperatura del helio líquido.

Para conseguir las reflectividades más altas se usan de 15 a 26 capas de cuarto de onda, Utilizando menos capas es posible obtener cualquier reflectividad deseada para permitir que el haz de salida pase a través del espejo de acoplamiento.

1.7. El láser de Nd:YAG

Típicamente este láser está constituido por una lámpara de destello de xenón como sistema de bombeo óptico, un monocristal¹¹ de YAG dopado con Nd³⁺ como medio activo (generalmente en forma cilíndrica), una cavidad resonante formada de un par de espejos planos parcial y totalmente reflejantes en 1064 nm [4], ver figura 1.11. La barra de Nd:YAG y la lámpara de xenón se encuentran, a su vez, en los focos de una cavidad reflejante elíptica, ya sea plateada o cerámica, para mejorar la eficiencia de bombeo.

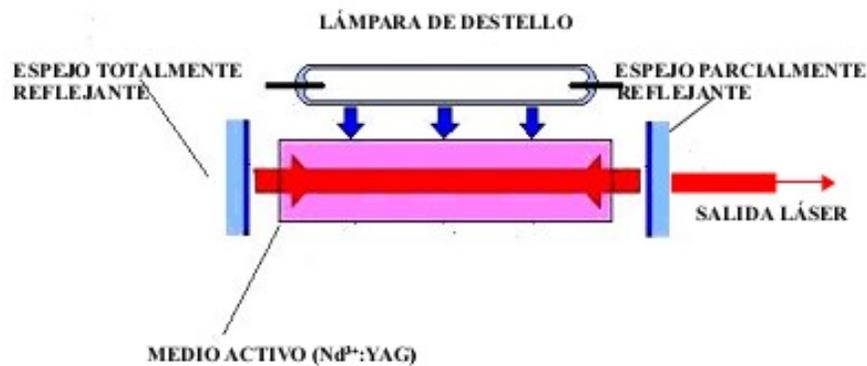


Figura 1.11. Esquema básico de operación del láser de Nd:YAG.

1.7.1. Propiedades físicas del Nd:YAG

El monocristal de YAG que se emplea como material huésped, tiene características favorables para la emisión láser, su estructura cristalina es estable de temperaturas bajas hasta temperaturas cercanas a su punto de fusión, su dureza y alta calidad óptica lo hace un buen medio activo para acción láser. Mas aún, la estructura cúbica del YAG favorece el estrecho ancho de líneas de fluorescencia, lo cual resulta en una alta ganancia y un bajo umbral

1 Un **monocristal** es un material en el que la red cristalina es continua y no está interrumpida por bordes de grano hasta los bordes de la muestra.

de acción láser. En el Nd:YAG, los sustitutos trivalentes de neodimio para el ytrio trivalente, no son requeridos para la compensación de carga. Aún así, en el Nd:YAG cerca del 1% de Y^{3+} es sustituido Nd^{3+} . El radio de estos dos iones de tierras raras difiere en un 3%. Es por ello, que con la adición de grandes cantidades de neodimio, se obtienen cristales tensionados; indicando así que el límite de solubilidad del neodimio en el cristal de YAG está excedida o que la red cristalina de YAG está seriamente distorsionada por la inclusión del neodimio [8].

La fórmula química de éste material huésped es $Y_3Al_5O_{12}$ y en su forma pura no tiene color. Es un cristal con estructura cúbica, típica de los granates. Los picos de absorción del Nd^{3+} :YAG se encuentran en la región de 300 a 900 nm como se puede observar en la figura 1.12.

Las propiedades físicas más importantes del Nd:YAG se muestran en la siguiente tabla 1.1, incluyendo los parámetros ópticos y de sistema láser.

<i>Fórmula química</i>	$Nd^{3+}: Y_3Al_5O_{12}$
<i>Porcentaje en peso de Nd</i>	0.725
<i>Porcentaje atómico de Nd</i>	1.0
<i>Densidad atómica de Nd [átomos/cm³]</i>	1.38×10^{20}
<i>Punto de fusión</i>	1970°C
<i>Densidad</i>	$4.56 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3$
<i>Tiempo de duración de fluorescencia</i>	230 μs
<i>Índice de refracción (a 1000 nm)</i>	1.82
<i>Tensión de ruptura</i>	$1.3\text{-}2.6 \times 10^6 \text{ Kg/cm}^2$
<i>Ancho de línea</i>	120 Ghz
<i>Energía de los fotones a 1.06 μm</i>	$h\nu = 1.86 \times 10^{-19} \text{ J}$
<i>Modulo de elasticidad</i>	$3 \times 10^6 \text{ Kg/cm}^2$
<i>Sección transversal de emisión estimulada</i> $R_2 - Y_3$ ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$	$\sigma = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ $\sigma = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$

Tabla 1.1. Propiedades físicas del Nd:YAG.

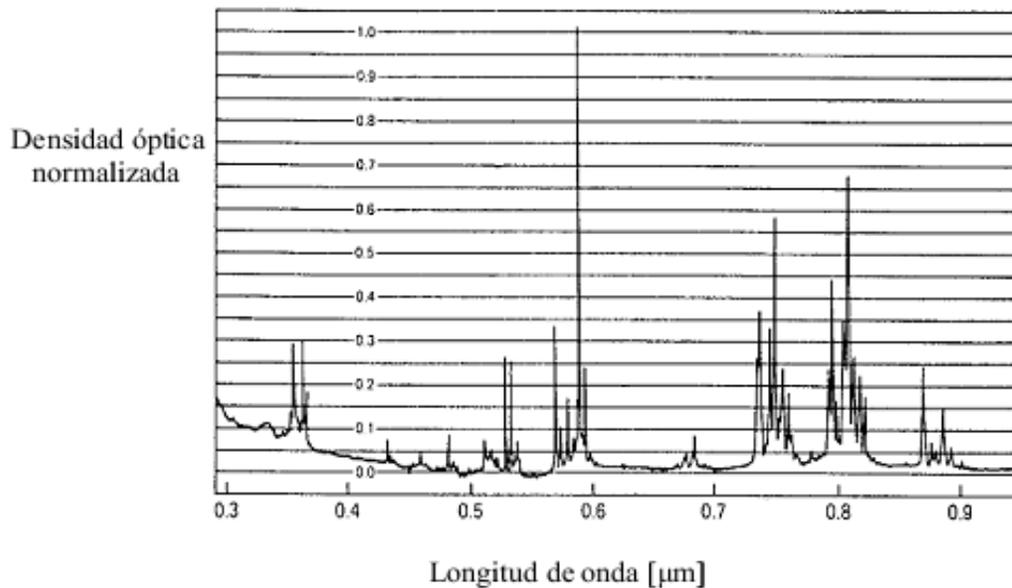


Figura 1.12. Espectro de absorción de Nd:YAG.

1.7.2. Propiedades láser del Nd:YAG

El láser de Nd:YAG es un sistema de 4 niveles de energía [1]. La transición láser se sitúa en 1064 nm originada de la componente R_2 de ${}^4F_{3/2}$ y terminando en la componente Y_3 de ${}^4I_{11/2}$. A temperatura ambiente, únicamente el 40% de la población de ${}^4F_{3/2}$ ésta en el nivel R_2 , el 60% restante se encuentra en el sub-nivel inferior R_1 de acuerdo con la ley de Boltzmann. La emisión láser es debida únicamente a los iones R_2 , por lo cual, el nivel de población R_2 es sustituido por la población de R_1 , debidas a las transiciones térmicas. El nivel base del Nd:YAG es el ${}^4I_{9/2}$. Aquí se encuentran un relativamente amplio número de niveles de energía. De las principales bandas de bombeo que se muestran, la 0.85 y 0.71 μm son las más intensas. El nivel terminal de la transición láser se encuentra 2111 cm^{-1} por arriba del estado base, y así la población es un factor de $\exp(\Delta E/kT) \approx \exp(-10) = 4.5 \times 10^{-5}$ de la densidad de población del estado base. Desde que el nivel terminal no esté poblado térmicamente, la condición de umbral es fácil de obtener. El esquema de niveles de energía del Nd:YAG se muestra en la figura 1.13. A temperatura ambiente, la línea principal a 1064 presenta un ensanchamiento homogéneo debido a temperatura de vibración de la red cristalina.

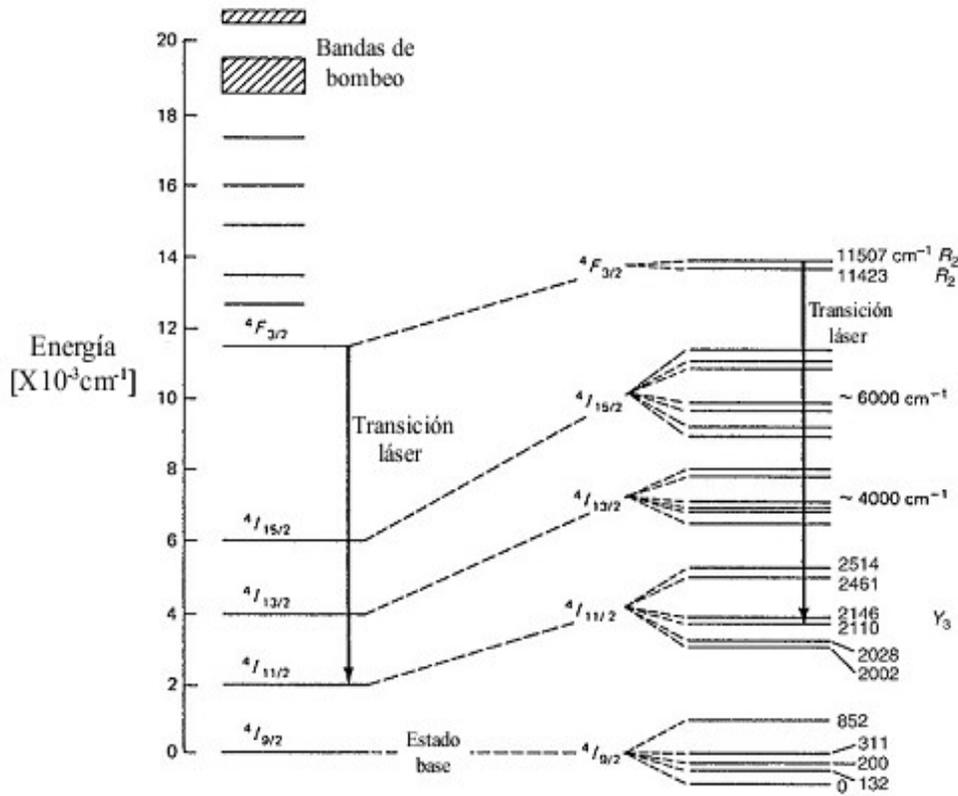


Figura 1.13. Esquema de niveles de energía de láser de Nd:YAG.

Por otro lado, en la figura 1.14 se muestra el espectro de fluorescencia del Nd^{3+} en YAG cerca de la región de emisión láser con sus correspondientes niveles de energía para varias transiciones. En el capítulo 5 se muestra el espectro de fluorescencia de la barra de Nd:YAG del láser construido, será de importancia para el propósito de construcción hacer una comparación entre ambos espectros. Bajo condiciones normales de operación, el láser de Nd:YAG oscila a temperatura ambiente sobre la intensa transición $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ a 1064 nm.

Sin embargo, es posible obtener oscilación a otras longitudes de onda, colocando etalones o prismas dispersivos en el resonador óptico, o utilizando un espejo de salida especialmente diseñado para el resonador o utilizando espejos con recubrimientos dieléctricos altamente selectivos. Estos elementos suprimen la oscilación láser a 1064 nm y dan las condiciones óptimas a otras longitudes de onda deseadas. De esta manera el sistema láser puede ser construido para trabajar a las longitudes de onda de 946 y 1330 nm [1].

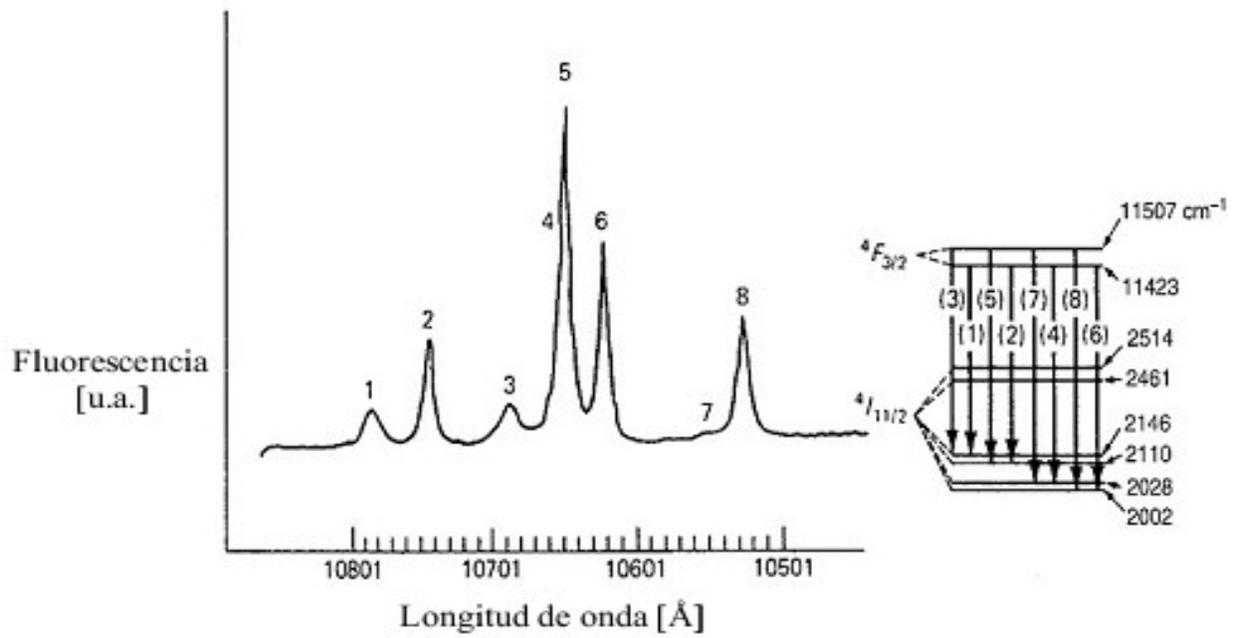


Figura 1.14. Espectro de fluorescencia del Nd:YAG

Propiedades físicas de las lámparas de destello

Las lámparas de destello son fuentes pulsadas de luz. Las lámparas son eléctricamente pulsadas para producir grandes valores de flujo de radiación en una banda determinada del espectro. El tipo de lámpara de destello seleccionada debe ser capaz proveer la máxima intensidad espectral en las bandas de absorción del medio activo láser. Las especificaciones en las lámparas de destello incluyen el tipo y forma, longitud de arco, diámetro de la cavidad, presión del gas contenido, capacidad energética manejada, tiempo de vida y tipo de enfriamiento.

En la sección 1.6.2. se dio una breve introducción al tema, donde se mencionaron los tipos más comunes de lámparas de destello, los materiales vítreos usados en su construcción, las presiones típicas de llenado de gas, así como los diferentes daños que pueden ocurrir en la misma. Por tal motivo, en éste capítulo se dará un panorama general de las propiedades físicas más relevantes de las lámparas de destello y, posteriormente, se describirán los circuitos eléctricos que constituyen en su totalidad la fuente de alimentación de la misma.

2.1. Diseño y construcción de lámparas de destello

La forma más común de las lámparas de destello es la forma lineal o helicoidal, generalmente están fabricadas en cuarzo con sección transversal circular. Típicamente, son llenadas con un gas noble (xenón o kriptón) y cuentan con dos electrodos sellados a los extremos de la lámpara. Un pulso de alta tensión (proveniente del sistema de disparo) entre los electrodos inicial el proceso de ruptura en el gas de llenado, y un largo pulso de corriente (proveniente del circuito de descarga) fluye a través de la lámpara. Durante este flujo de corriente, una gran cantidad de radiación óptica es emitida. Por ello, las lámparas de destello son ampliamente utilizadas como

fuentes de bombeo óptico para láseres de estado sólido. Aunque también son ampliamente usadas en fotografía, estudios de fosforescencia y en la iniciación y monitoreo de diferentes reacciones químicas.

Las lámparas lineales se encuentran en forma de tubos rectos, con diámetros de cavidad de 3 a 19 mm, y un espesor de pared de 1 a 2 mm, con una longitud típica de 5 a 10 cm, aunque este último parámetro es muy variable y en muchos casos llega hasta el metro de longitud. Las lámparas helicoidales ofrecen gran longitud de arco y amplias áreas de pared (la que rodea al medio activo), por lo cual pueden liberar grandes pulsos de energía para una barra láser de longitud determinada. Sus diámetros de cavidad y espesor de pared son similares a las de las lámparas lineales. Generalmente son usadas para bombear láseres de rubí de alta energía. En la figura 2.1 se muestran las tres formas más comunes de lámparas de destello.

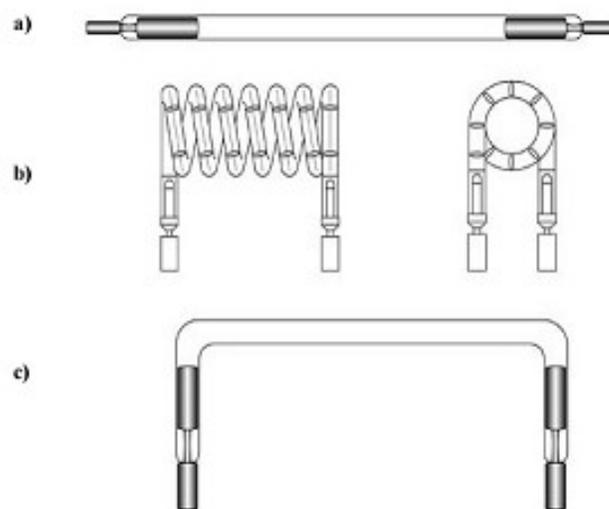


Figura 2.1. Formas comunes de lámparas de destello. a) Lineal. b) Helicoidal. C) Forma de U, es básicamente una lámpara lineal pero con sus extremos doblados en forma de U.

Las lámparas de destello son llenadas normalmente a una presión de 300 a 700 torr. A menudo el gas de llenado es xenón debido a su amplio espectro de emisión comparado con otros gases, en la siguiente sección se mostrara su espectro de emisión. Aunque para algunas aplicaciones, el kriptón presenta un espectro de emisión mejor en las bandas de absorción de algunos materiales láser [11].

El ánodo en las lámparas de destello consiste en tungsteno puro o, a menudo, tungsteno fundido con torio debido a que ésta aleación es fácil de maquinarse. El cátodo está compuesto de una bolita comprimida de tungsteno poroso impregnado con aluminato de calcio y bario. Ésta bolita se une con el tungsteno caliente, el área de la superficie de la punta debe ser lo suficientemente grande para manejar los picos de corriente, mientras que la forma de la

punta posiciona el arco durante el pulso de disparo. Durante la operación de la lámpara, el bario es transportado a la superficie del cátodo donde forma una monocapa con una función de trabajo de unos 2 eV comparado con 4.5 eV para el tungsteno puro. Una baja función de trabajo mejora la emisión de electrones a una temperatura dada. Por la misma razón, el material de un cátodo con una baja función de trabajo facilita el disparo en la lámpara de destello. Típicamente en una lámpara el cátodo es más emisivo que el ánodo, las lámparas de destello están polarizadas por lo que la corriente debe fluir en una dirección para evitar dañarlas.

2.2. Propiedades eléctricas de las lámparas de destello

Todas las descargas eléctricas en medios gaseosos, incluyendo lámparas de destello y de arco, tienen varias características en común. A bajos valores de voltaje aplicados en el medio gaseoso, no existe un flujo de corriente. A medida que el voltaje se incrementa, el valor de la corriente permanece en cero hasta que el voltaje alcanza un valor elevado, en el cual la corriente comienza a fluir debido a que el medio gaseoso ha sido ionizado, y seguirá fluyendo mientras se mantenga la ionización. La corriente aumenta lentamente hasta que se alcanza el punto llamado “voltaje de ruptura”. En este punto, un amplio número de moléculas se encuentran ionizadas. De esta forma, el gas incrementa su conductividad y los electrones son acelerados a velocidades en las cuales pueden producir más ionización por medio de colisiones con otras moléculas. Así como la corriente aumenta, la resistencia del medio gaseoso disminuye y el voltaje necesario para sostener la descarga también disminuye. Este condición es conocida como “resistencia negativa”.

La eficiencia de transferencia de energía del banco de capacitores a la lámpara de destello está determinada por la impedancia de la lámpara. La impedancia es función del tiempo y de la densidad de corriente. Las características eléctricas de las lámparas de destello están determinadas por una secuencia de descargas que ocurren en la misma. Dichas descargas comprenden tres diferentes regímenes [11]:

i) Disparo y formación inicial del arco. El disparo o *trigger* es el inicio de una descarga en el gas contenido en la lámpara. El disparo comienza con la formación de canales de chispa o *spark streamers* que cruzan el espacio entre los electrodos y crean un camino de conducción eléctrica entre ellos. La caída de voltaje en dicho camino debe ser menor al voltaje que dio inicio a la descarga, para que la corriente pueda fluir en la lámpara. El sistema de disparo inicia la descarga como un delgado canal de corriente que fluye entre los electrodos. Por ello el disparo debe ser confiable y repetitivo.

ii) Descarga no confinada. Después de que la lámpara a sido disparada, un valor relativamente bajo de corriente fluye a través del gas. La resistencia del gas es relativamente alta aún, y la descarga eléctrica se encuentra en expansión. La descarga en éste régimen es aún un canal que no llena la lámpara y por ello se dice que es una descarga no confinada. La región de descarga comienza a extenderse. Como la fuente de poder lleva a la lámpara a éste régimen, la corriente aumenta y la resistencia de la lámpara cae. Los canales crecen en diámetro hasta que llenan el tubo. El tiempo de expansión es rápido, de 5 a 50 μs . El tiempo de expansión depende de la cantidad de carga disponible en la fuente de poder. En la región de no confinamiento, la presencia de las paredes de la lámpara ejercen una pequeña o nula influencia en la características de la descarga. Durante este periodo la resistencia de la lámpara disminuye rápidamente como función del tiempo, como se muestra en la figura 2.2. Ésta rápida disminución en la resistencia aumenta conforme la ionización del gas y la expansión radial del gas también lo hacen.

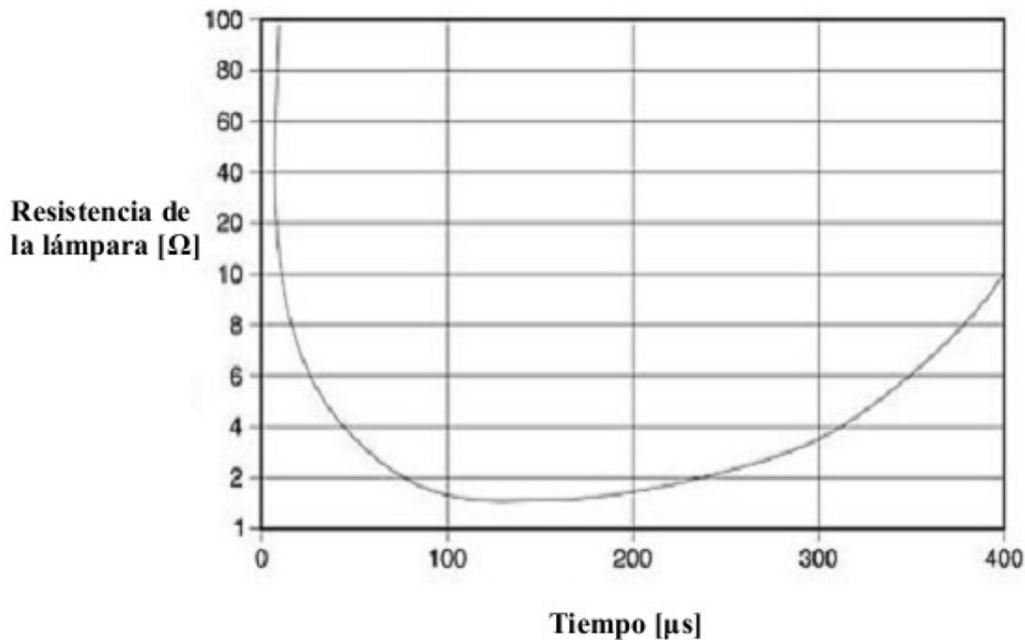


Figura 2.2. Comportamiento típico de la resistencia eléctrica de una pequeña lámpara de destello durante un pulso de corriente con duración unos pocos cientos de microsegundos.

iii) Régimen de plasma estabilizado. Éste es el régimen más importante, ya que abarca la mayor parte de la duración del pulso y cubre el periodo cuando la mayor cantidad de luz es emitida. Éste régimen está caracterizado por un grandes cantidades de flujo de corriente. Se presenta únicamente en operación en pulsos debido a las grandes densidades de corriente. En éste régimen el plasma se ha expandido hasta llenar el tubo, o puede aun expandirse, pero a una proporción debida a su distancia hacia la pared. Así, el plasma se estabiliza

debido a su cercanía con la pared del tubo. La relación corriente-voltaje en éste régimen es una muy importante característica, pues establece los requerimientos apropiados en la elección de una lámpara de destello. Además de que también influye en el diseño de los circuitos de control de la misma lámpara.

Después de que el plasma se ha estabilizado, en el régimen de altas corrientes el voltaje de la lámpara es proporcional a la raíz cuadrada de la corriente [12]:

$$V = K_0 i^{1/2} \quad (2.1)$$

donde K_0 es la impedancia característica de la lámpara de destello en unidades de $[\Omega \cdot A^{1/2}]$; éste parámetro depende de la longitud de arco de la lámpara l (distancia entre los electrodos de la lámpara), del diámetro de la cavidad D , así como del tipo de gas y presión de llenado p en torr. De esta manera se tiene [11]:

$$K_0 = 1.27 \left(\frac{p}{G} \right)^{1/5} \frac{l}{D} \quad (2.2)$$

Donde G tiene un valor de 450 para Xe y de 850 para Kr.

La resistencia eléctrica de una lámpara de destello R como función del tiempo, es una función de la corriente eléctrica $I(t)$, el diámetro de la cavidad D , y la longitud de arco l :

$$R(t) = 1.28 \frac{l}{D} \sqrt{I(t)} \quad (2.3)$$

En el siguiente capítulo se verá como los diferentes componentes eléctricos del circuito de descarga de la lámpara de destello modifican el forma del pulso de corriente.

2.3. Mecanismos de enfriamiento

La elección adecuada del tipo de enfriamiento para la lámpara optimiza el tiempo de vida de ésta, previniendo así el sobrecalentamiento de sus paredes. Algunos de los factores que contribuyen a su calentamiento y la influencia que tiene éste en el medio activo están descritos detalladamente en [13], entre algunos de estos se mencionan la utilización de dopantes que absorben UV en el material envolvente de las lámparas, el espesor de las paredes del mismo, y bajas presiones del gas de llenado. Las paredes de la lámpara y el área que rodea los electrodos son normalmente enfriados por aire libre o forzado, flujos de agua des-ionizada o de agua con alcohol. La elección del método depende de la densidad de potencia máxima P_D que soporta el material envolvente medido en $[W/cm^2]$, el cual se puede calcular con la siguiente expresión:

$$P_D = \frac{P_{prom}}{A} \quad (2.4)$$

donde P_{prom} es la potencia promedio, la cual es el resultado de la energía promedio de cada pulso por la frecuencia de operación del láser, A es el área de la sección transversal de la lámpara

El enfriamiento con líquidos permite una máxima carga promedio de 300 W/cm² en la superficie interior de la paredes de la lámpara. La convección por aire libre está limitada a manejar alrededor de 5W/cm² de disipación; mientras que con un flujo de aire forzado sobre el tubo de la lámpara éste valor sube a 40W/cm². Para el enfriamiento con flujos de agua, se encuentran disponibles capuchones de cuarzo, los cuales permiten enfriar la lámpara con un flujo altamente turbulento [1].

El agua des-ionizada es quizá el más ampliamente usado líquido para enfriamiento en lámparas de destello. La pureza del agua debe ser alta para prevenir daños superficiales en el material envolvente de la lámpara y la acumulación de sedimentos en los alrededores del mismo. El agua des-ionizada es ampliamente usada en sistemas donde el líquido refrigerante se encuentra en contacto con las conexiones eléctricas. De esta manera se previene la erosión de los contactos eléctricos a través de la electrólisis y también puede evitar el corto circuito en los pulsos eléctricos.

2.4. Propiedades ópticas

La radiación emitida por el gas de una lámpara de destello está compuesta por diferentes componentes, cada uno correspondiente a diferentes mecanismos de emisión de luz. La importancia relativa de cada uno de estos mecanismos dependen fuertemente de la densidad de corriente en la lámpara, y por ello la baja o alta potencia óptica de salida es completamente diferente. El total de la radiación está constituida por componentes como líneas y bandas continuas. Las líneas de emisión corresponden a transiciones discretas entre estados ligados de energía de los átomos del gas y los iones (transiciones estado ligado-estado ligado). La radiación continua está compuesta principalmente de la radiación emitida por la recombinación de los iones de gas con los electrones en estados ligados (transiciones estado libre- estado ligado) y de radiación de Bremsstrahlung producida por los electrones acelerados durante las colisiones con los iones (transiciones estado libre-estado libre). La distribución espectral de la luz emitida depende, de manera compleja, de las densidades y temperaturas de los electrones e iones. La potencia de la radiación continua, la estabilidad del arco de un gas noble y la densidad de corriente son tales que hay un gran número de transiciones estado ligado-estado ligado por lo que el espectro de radiación es característico del gas de llenado y se ensancha por el aumento en la presión del mismo.

En altas densidades de corriente, en aplicaciones de láseres pulsados, la salida espectral de la lámpara es dominada por la radiación continua y la radiación discreta (líneas) está presente en menor proporción. Entre estos dos casos, una región de potencia-pulsada puede existir donde el nivel de potencia pulsada es tal que la radiación discreta es emitida aún y está superpuesta con una intensa radiación de fondo continua [1].

Generalmente, para bajos valores de energía de entrada a la lámpara de destello, el espectro discreto de líneas domina. Y conforme ésta energía aumenta, la radiación continua también se incrementa relativa a las líneas de emisión, las figuras 2.3 y 2.4 muestran dicho comportamiento. La figura 2.3 muestra el espectro de emisión de xenón a 390 torr a baja energía de entrada, mientras que figura 2.4 muestra el espectro a mayor energía de entrada a la lámpara en el rango de 200 a 1000 nm. Los espectros fueron tomados a una distancia de 50 cm de la lámpara de destello y observados sobre la normal al eje de la lámpara lineal. Los espectros de emisión consisten principalmente de una pequeña cantidad de líneas espectrales cerca de las longitudes de onda largas localizadas en el extremo derecho del espectro y superpuestas sobre un espectro continuo.

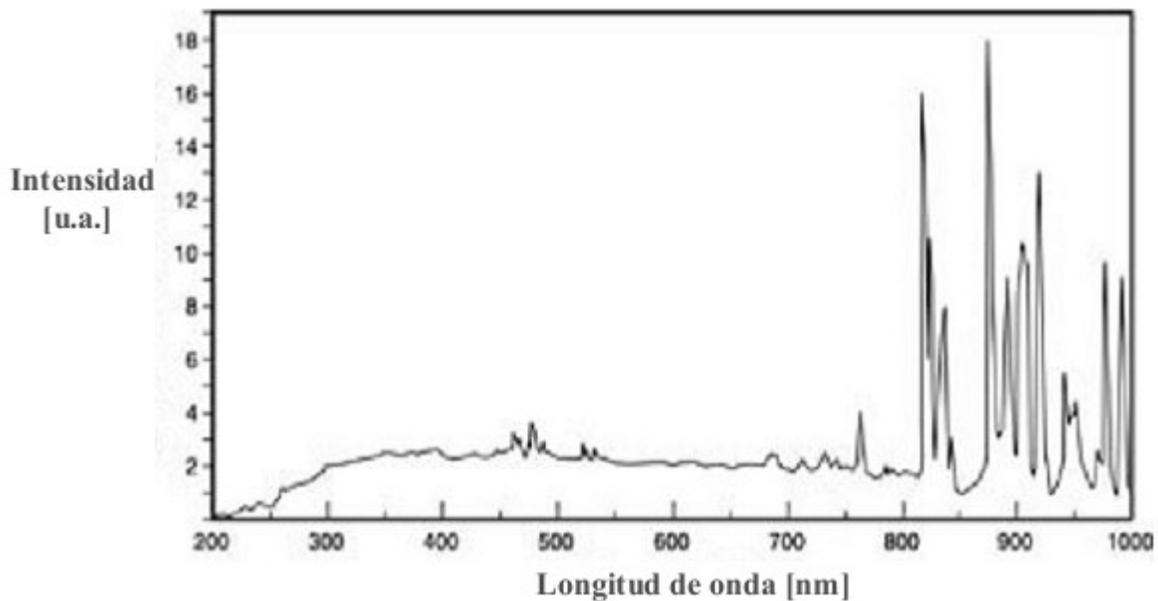


Figura 2.3. Espectro de emisión de una lámpara de destello de xenón a 390 torr con una carga eléctrica de 100 μ F cargado a 500 V [11].

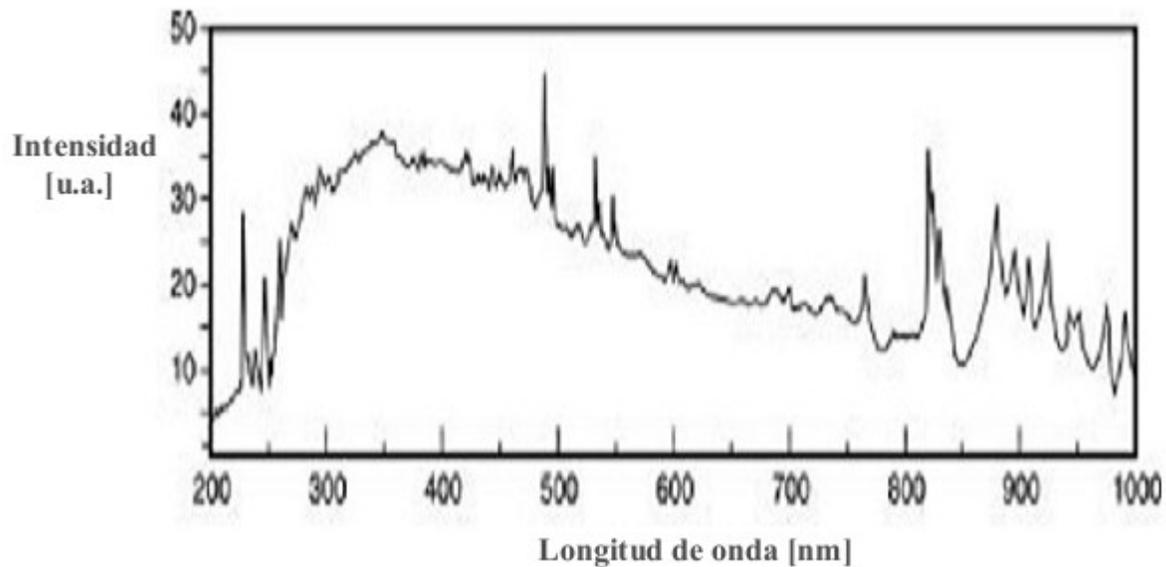


Figura 2.4. Espectro de emisión de una lámpara de destello de xenón a 390 torr con una carga eléctrica de 200 μF cargado a 1000 V [11].

La lámpara de xenón es relativamente eficiente, pues convierte del 40 al 60% de la energía eléctrica de entrada en radiación en la región de 200 a 1000 nm. Como se mencionó en el capítulo 1, las principales bandas de bombeo del $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ se localizan de 730 a 760 nm y de 790 a 820 nm. El espectro de xenón no tiene las mejores líneas de emisión en estas bandas, por lo que emite principalmente radiación continua. En general, la eficiencia de bombeo para el $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ se incrementa conforme se incrementa la presión. En la región de 450 a 3000 torr no se encuentra ningún máximo. La limitación a un mayor incremento en la presión se debe al hecho de que a altas presiones las lámparas son difíciles de disparar. El efecto en el aumento de la presión del gas de llenado es que se reduce el camino libre medio de electrones y átomos durante la descarga, y por lo tanto aumentan sus frecuencias de colisión. Aunque esto lleva a la producción de especies más excitadas en la descarga y a la emisión de más líneas de radiación útiles.

Debe recordarse que la radiación de la lámpara de destello se emite a través de tubo envolvente. La absorción espectral de dicho material debe afectar el contenido espectral. Muy a menudo, el material envolvente es silice fundido, dióxido de silicio también llamado cuarzo fundido. Éste material transmite en el rango de 200 a 4000 nm. Así, el ultravioleta cercano puede emerger de la lámpara de destello. Pero éste ultravioleta puede producir ozono al interactuar con el oxígeno. Para prevenir esto, algunas veces al silice fundido se le agrega una pequeña cantidad de titanio, con ello se limita la emisión desde los 250 o 300 a 4000 nm y se inhibe la formación

de ozono. El cuarzo dopado con cerio es también usado como material envolvente. Esto elimina la luz ultravioleta a longitudes de onda cortas, menores a 310 nm. Éste material convierte el ultravioleta en fluorescencia en el rango de 400 a 650 nm.

2.5. Mecanismos de falla y tiempo de vida

El tiempo de utilidad de una lámpara de destello se debe a dos factores, y se puede distinguir entre a cada uno de estos dos factores como catastrófico y no destructivo. Los factores que contribuyen al estado catastrófico son la explosión de las paredes del tubo de la lámpara, debida a la onda de choque generada cuando se produce la descarga o cuando se sobre-calientan las paredes del tubo o de los sellos lo cual lleva a su consecuente ruptura debido a la excesiva carga térmica en la lámpara. El primer tipo de falla es función de la energía por pulso y la duración del mismo, mientras que el segundo tipo se debe a la potencia promedio disipada por la lámpara. Cuando la lámpara es operada muy por debajo del máximo pulso de energía nominal y de la potencia promedio, la lámpara no presentara fallas de manera abrupta. Más bien, el tubo continuará destellando con una reducción gradual en la luz de salida, el cual caerá eventualmente en un nivel por debajo del necesario de la aplicación. En éste último tipo de falla, la luz se reduce debido a la erosión en los electrodos y de las paredes del tubo y por la gradual absorción de luz de los sedimentos depositados sobre las paredes del tubo.

2.5.1. Explosión de la lámpara de destello

Cuando un pulso de alta tensión es aplicado entre los electrodos de la lámpara de destello, la ruptura del gas se lleva a cabo cerca del eje del tubo y se establece un filamento conductor. Como la energía se incrementa en ese canal, el calor del medio gaseoso provoca que el filamento se extienda radialmente, formando ondas de choque cilíndricas. El frente de choque y su correspondiente plasma viajan radialmente desde el eje del tubo hasta las paredes. La velocidad radial del plasma y la amplitud de la onda de choque son proporcionales a la energía de entrada. Las ondas de choque cilíndricas y el calor del plasma asociado producen tensión en las paredes internas del tubo, la cual es axial hacia los electrodos. Si la energía descargada excede los límites de explosión de la lámpara, la onda de choque será lo suficientemente intensa para romper las paredes de la lámpara.

La energía de explosión esta directamente proporcional al área interior S de las paredes del tubo y a la raíz cuadrada de la duración del pulso t_p . Si l es la longitud de la lámpara (electrodo a electrodo) y esta medida en centímetros al igual que S y t_p esta en segundos, y si consideramos una malla simple críticamente amortiguada en el circuito de descarga (ver capítulo 3), entonces tenemos una expresión empírica para la energía de explosión

en Joules de una lámpara de destello de xenón [12]:

$$E_{ex} = 1.2 \times 10^4 \text{ lS} \sqrt{t_p} \quad (2.5)$$

Habiendo determinado los límites de operación del tubo, la pregunta sobre el tiempo de vida del tubo está determinada por la aplicación. De esta manera se muestra que el tiempo de vida de la lámpara está relacionado a la fracción de la energía de explosión a la cual la lámpara es operada. El número de destellos de una lámpara de xenón con tubo de cuarzo como función de la energía de explosión de un sólo disparo está dada empíricamente por [12]:

$$N \cong \left(\frac{E_{ex}}{E_{en}} \right)^{8.5} \quad (2.6)$$

La alta dependencia del tiempo de vida de la lámpara con la energía de entrada E_{en} es un importante parámetro para subestimarlos.

Circuitos eléctricos para lámparas de destello

Las lámparas de destello se consideran eléctricamente como una resistencia inicial infinita y una resistencia dinámica negativa (impedancia). La fuente de poder de una lámpara de destello tiene las siguientes funciones:

- Carga un banco de capacitores que almacenan energía eléctrica hasta que la lámpara está lista para dispararse.
- Provee un pulso de disparo o *trigger*, el cual abre un canal de descarga para el banco de capacitores a través de la lámpara de destello
- Controla el flujo de corriente durante el pulso de descarga para controlar la forma del mismo, *pulse forming network* PFN.

Un circuito básico para lámparas de destello que realiza todas las funciones anteriores se muestra en la figura 3.1. La fuente de carga para el banco de capacitores, carga el capacitor C el cual mantiene su carga hasta el pulso de disparo. Cuando el circuito de disparo envía un pulso de alto voltaje, el cual crea un canal de ruptura en la lámpara de destello y comienza así un flujo de corriente. El capacitor de descarga a través de la lámpara de destello, cuyo pulso de corriente es controlado por el mismo capacitor C, la inductancia L y la resistencia de la lámpara. En el presente capítulo se describirán a detalle los tres circuitos eléctricos fundamentales para la operación de una lámpara de destello. Es fundamental, para la construcción y operación del láser de Nd:YAG, conocer las características de cada uno de estos circuitos, pues de ello dependerá la potencia de salida de luz láser, el tiempo de vida de la lámpara y el ancho temporal del pulso de la lámpara de destello, como principales características de operación.

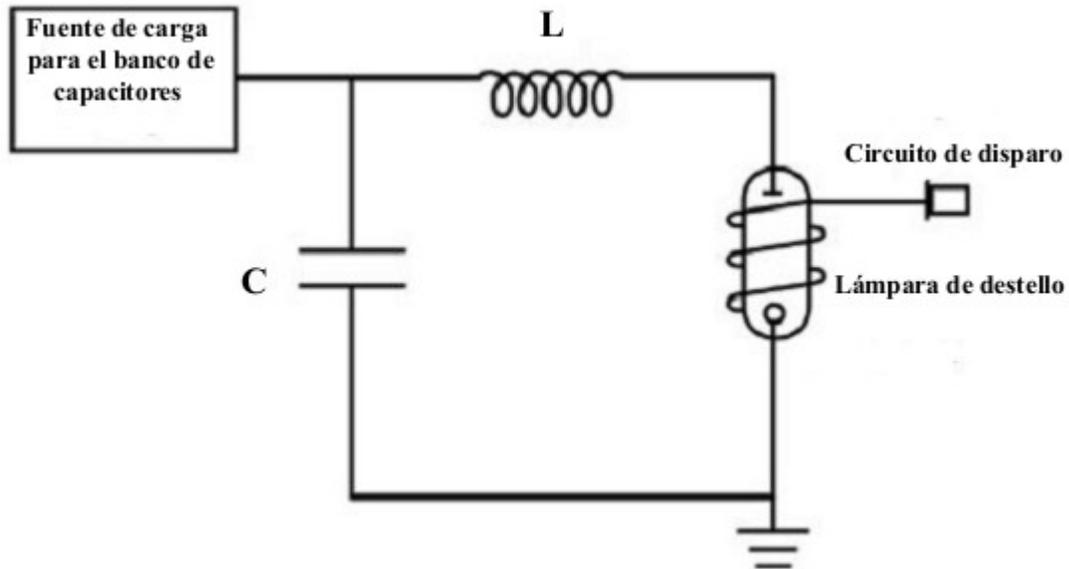


Figura 3.1. Esquema básico de una fuente de poder para una lámpara de destello.

3.1. Fuente de carga para capacitores

Como ya se había mencionado, la función de ésta fuente es la de cargar al banco de capacitores para su posterior descarga en la lámpara de destello. Dicho proceso de carga debe tener lugar entre cada pulso del sistema láser.

En la mayoría de los casos, esta fuente de carga está formada de un transformador y un puente rectificador. Estos elementos dan como resultado un voltaje DC que carga a los capacitores a alto voltaje predeterminado por el voltaje AC de la línea. Adicionalmente, el circuito de carga tiene un interruptor de estado sólido, tal como un SCR (rectificador de silicio controlado). La función del SCR es apagar el voltaje de carga cuando se alcance el valor deseado. El interruptor se encuentra inicialmente encendido y se apaga cuando el voltaje de una resistencia, en paralelo al banco de capacitores, alcanza el valor deseado. La figura 3.2 muestra los elementos de este circuito eléctrico. El voltaje DC es generado por el transformador y el puente rectificador. Una señal con el voltaje de carga del capacitor es obtenida a través del divisor de voltaje de alta resistencia. Ésta señal entra en un comparador y es comparada con un voltaje de referencia. Cuando el voltaje a través del divisor de voltaje alcanza el valor de referencia, la salida del comparador apaga el interruptor semiconductor, y se detiene así la

carga del capacitor. Una perilla en el panel de control permite variar el voltaje de referencia y de esta manera se puede seleccionar el voltaje de carga.

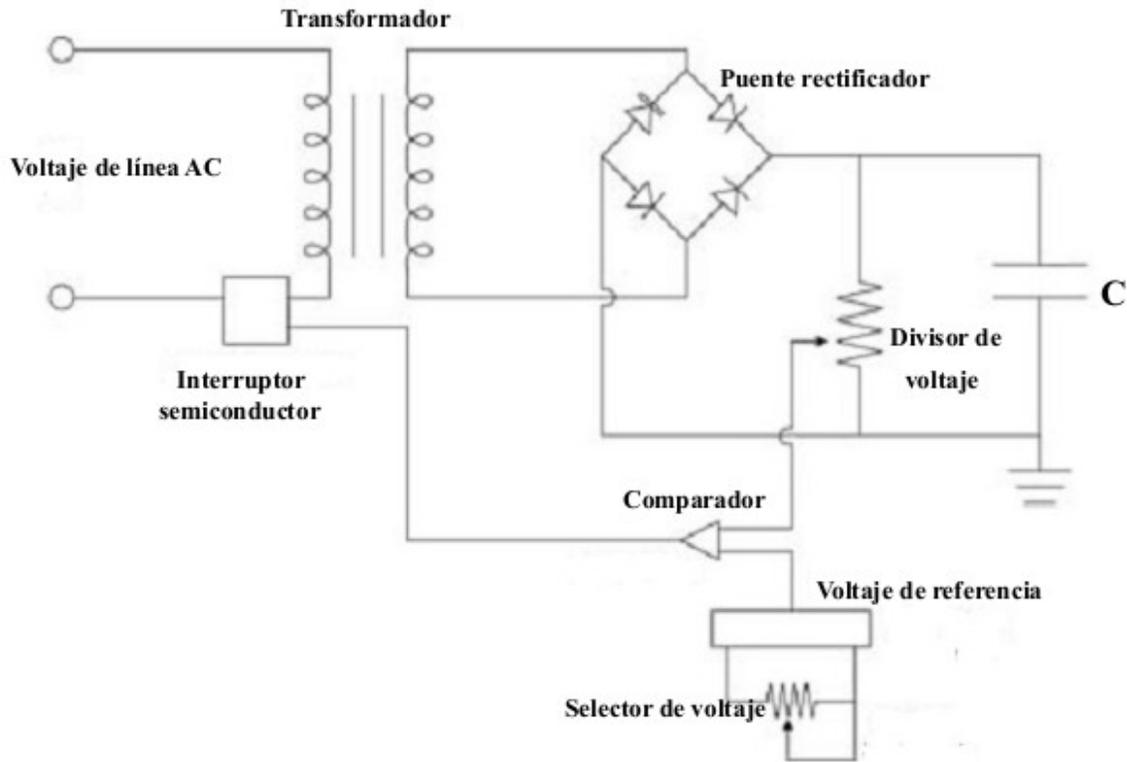


Figura 3.2. Esquema básico de una fuente de carga para capacitores con la operación de un interruptor.

3.1.1. Limitación de corriente

Como se puede observar en la figura 3.2, no se cuenta con un limitador de corriente para la carga de los capacitores. Así, cuando el proceso de carga comienza, el capacitor se descarga y se produce un corto circuito. Para proteger los diodos, el transformador y demás componentes de los picos de corriente cuando se carga el capacitor, se debe introducir un limitador de corriente.

Frecuentemente, se hace uso de una resistencia como limitador de corriente, la figura 3.3 muestra la implementación de este limitador de corriente. Este tipo de circuito es simple y es adecuado cuando la frecuencia de disparo de la lámpara de destello es baja (unos pocos hertz) y cuando el tiempo disponible para cargar al capacitor es relativamente largo. Posteriormente se abordara el tema del proceso de carga y descarga de un capacitor. Entonces la corriente de carga es relativamente baja y las pérdidas en la resistencia no son demasiado altas.

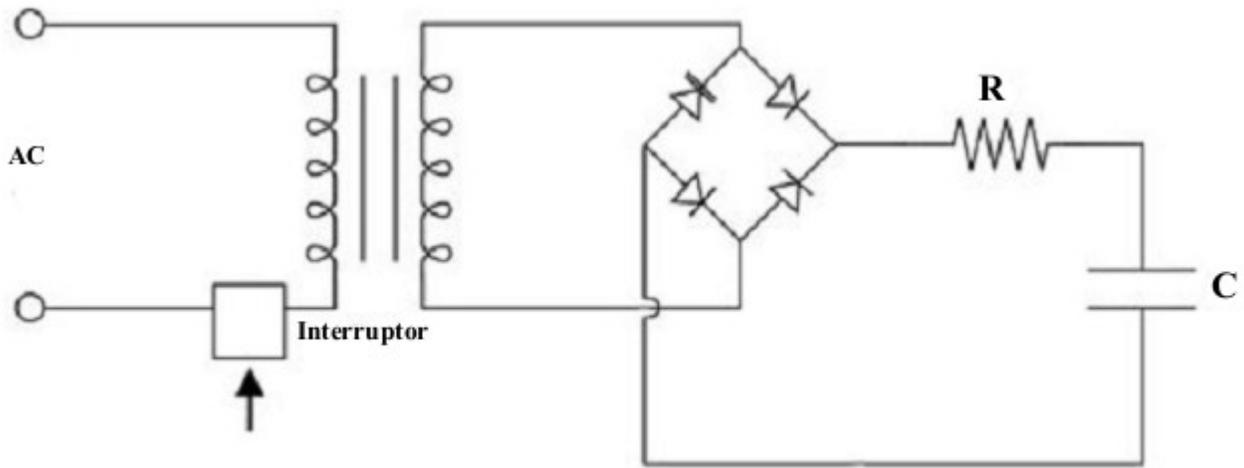


Figura 3.3. Circuito de carga con resistencia limitadora de corriente.

A una mayor frecuencia de disparo en la lámpara, el tiempo disponible para cargar al capacitor es pequeño y la corriente debe ser mayor. Entonces las pérdidas en la resistencia comienzan a ser inaceptablemente altas y se requieren otros métodos para la limitación de corriente. Uno de tales métodos se muestra en la figura 3.4. Éste método usa un inductor en serie con el primario del transformador para limitar la corriente. Cuando comienza la carga del capacitor, el pico de corriente es limitado por la reactancia inductiva. Otra forma de implementación de éste método, consiste en utilizar un núcleo saturable en el primario del transformador.

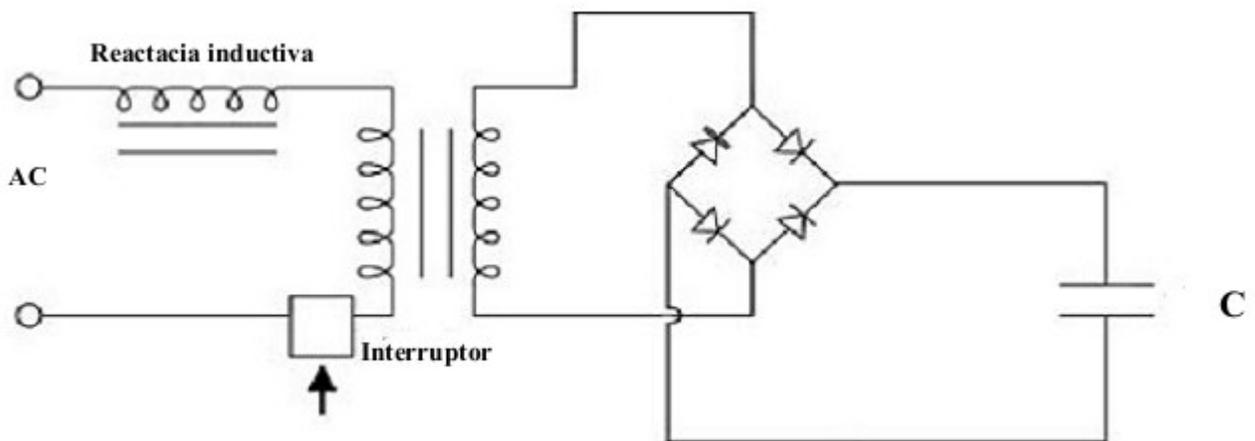


Figura 3.4. Circuito de carga con inductor limitador de corriente.

Por otro lado, cuando la frecuencia de operación de la lámpara es casi igual a la frecuencia de la línea AC, sólo unos pocos ciclos de la línea AC se encuentran dentro del periodo de carga. La corriente de carga comienza a ondularse, y se tiene así una onda por cada medio ciclo de la línea AC. Esto lleva a un proceso de carga errático e irreproducible, debido a las altas fluctuaciones en la relación entre las ondas de carga y el intervalo temporal para completar la carga. Un circuito con carga resonante resuelve éste problema, la figura 3.5 muestra la implementación de tal circuito. El capacitor C_1 es por lo menos un orden de magnitud mayor que el capacitor C y actúa como un filtro. La corriente fluye durante el primer ciclo de la frecuencia de resonancia y carga al capacitor al doble del voltaje de la fuente de carga. El pico de corriente de la fuente depende de la reactancia inductiva, de la frecuencia de resonancia del circuito LC, y del voltaje al que se carga el condensador [14]. La implementación de éste limitador de corriente permite la operación a frecuencias del orden de los kilohertz.

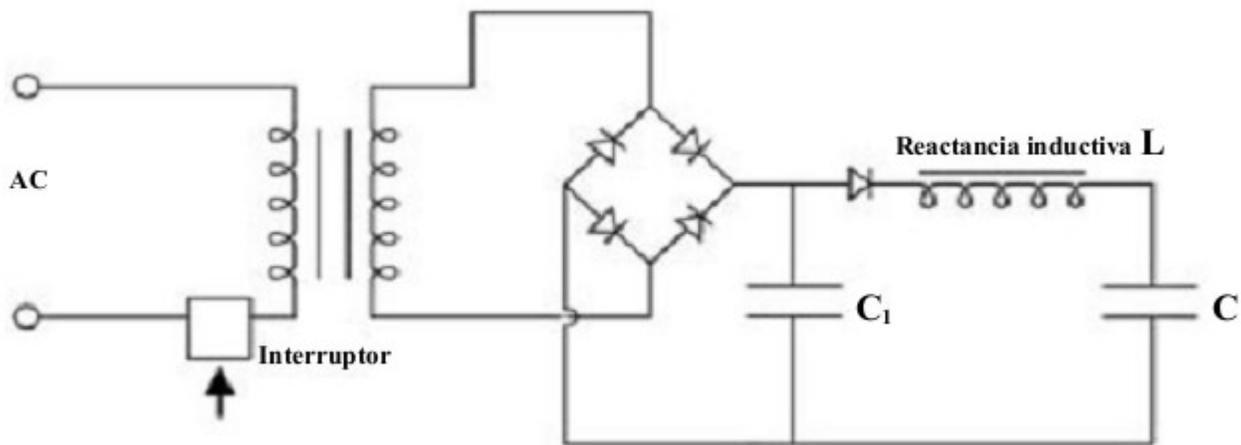


Figura 3.5. Circuito de carga con carga ferresonante LC

Para frecuencias de disparo mayores, es preferible usar una lámpara continua para excitar a la barra del medio activo. Y posteriormente, se puede hacer uso de un mecanismo óptomecánico (como un rotor o *chopper*) dentro de la cavidad para generar pulsos láser. Éste mecanismo generalmente se usa para frecuencias de operación del orden de las decenas de kilohertz.

3.2. Capacitores de carga

Típicamente, en los láseres de Nd:YAG pequeños se encuentran capacitores o bancos de capacitores con capacitancias en el orden de los cientos de microfaradios. Aunque debido a los bajos valores de voltaje que se manejan para los capacitores comerciales, es común usar arreglos o bancos de capacitores para conseguir la

capacitancia deseada al voltaje de operación de la fuente de carga.

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 [15]:

$$C = \frac{Q}{V} \quad (3.1)$$

Donde Q es la carga del conductor, V la diferencia de potencial entre los electrodos. Por otro lado, la energía almacenada en un capacitor esta dada por le siguiente ecuación:

$$E = \frac{1}{2} C V^2 \quad (3.2)$$

Esta es la energía de entrada a la lámpara de destello, más del 90% de está cantidad de energía es convertida en luz por la lámpara.

3.2.1. Arreglos en serie y en paralelo

Consideremos k capacitores conectados en paralelo como se muestra en la figura 3.6:

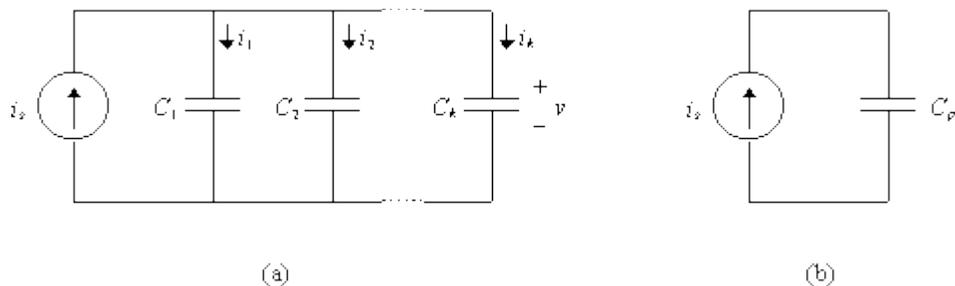


Figura 3.6. a) Arreglo de capacitores en paralelo. b) Capacitancia equivalente.

De la ley de corrientes de Kirchoff se tiene [15]: $i_s = i_1 + i_2 + \dots + i_k$ (3.3)

Y la corriente de un capacitor esta dada por: $i_n = C_n \frac{dV_n}{dt} = C_n \frac{dV}{dt}$ (3.4)

De (3.3) y (3.4) se tiene: $i_s = C_1 \frac{dV}{dt} + C_2 \frac{dV}{dt} + \dots + C_k \frac{dV}{dt} = [C_1 + C_2 + \dots + c_k] \frac{dV}{dt} = +C_p \frac{dV}{dt}$ (3.5)

Es decir, la capacitancia equivalente en paralelo es:

$$C_p = C_1 + C_2 + \dots + C_k \quad (3.6)$$

Mientras que para un arreglo en serie de k capacitores se puede usar la ley de voltajes de Kirchoff y se tiene una capacitancia equivalente en serie dada por [15]:

$$C_s = \left[\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_k} \right]^{-1} \quad (3.7)$$

3.2.2. Proceso de carga de un capacitor

Considérese el circuito RC mostrado en la figura 3.7. En la figura se muestra un circuito RC conectado a una fuente de voltaje fuente de voltaje continuo. El interruptor tiene como objetivo cargar y descargar al capacitor.

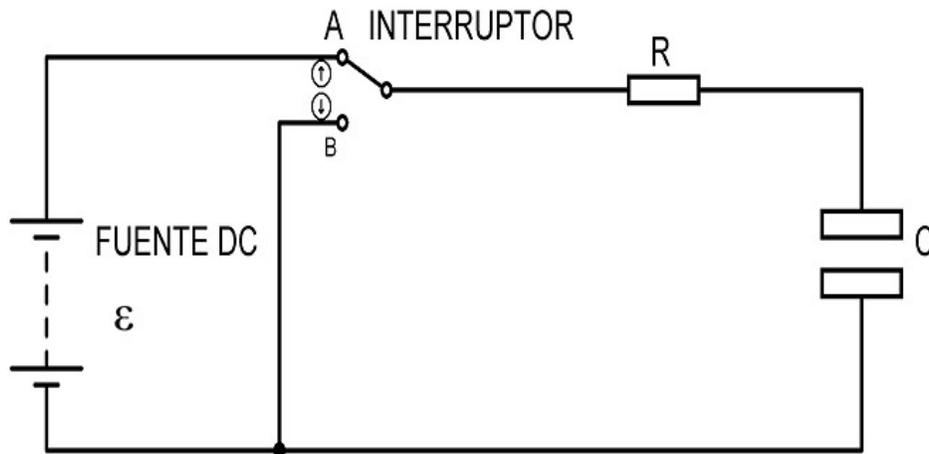


Figura 3.7. Circuito RC.

El proceso se inicia cuando el interruptor conmuta a la posición “A” en el tiempo $t=0$ [s] y se considera que el capacitor se encuentra descargado. Aplicando ley de voltajes de Kirchoff a la malla se tiene [16]:

$$\varepsilon = V_R + V_C \quad (3.8)$$

donde se tiene que:

$$\varepsilon = I_R R + V_C \quad (3.9)$$

Pero

$$I = I_R = I_C = C \frac{dV_c}{dt} \quad (3.10)$$

de (3.10) y (3.9) se tiene la siguiente ecuación diferencial lineal de primer orden:

$$\varepsilon = RC \frac{dV_c}{dt} + V_c \quad (3.11)$$

cuya solución es [16]:

$$V_c(t) = \varepsilon(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (3.12)$$

También de (3.12) y (3.10) se tiene:

$$I_c = \frac{\varepsilon}{R} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.13)$$

Donde se define la constante de tiempo $\tau = RC$, la tabla 3.1 muestra algunos valores V_c y de I_c como funciones de t :

t	V_c	I_c
0.5 τ	0.394ε	0.607ε/R
τ	0.632ε	0.368ε/R
2τ	0.865ε	0.135ε/R
3τ	0.950ε	0.050ε/R
4τ	0.982ε	0.018ε/R
5τ	0.993ε	0.007ε/R
6τ	0.998ε	0.002ε/R

Tabla 3.1. Datos de salida durante el proceso de carga en un circuito RC.

De acuerdo con la tabla 3.1. vemos que no es necesario esperar un tiempo infinito para considerar que el capacitor se ha cargado, pues para el tiempo $t = 4\tau$ el capacitor prácticamente ya se cargo y la corriente es casi nula. Es decir, para éste tiempo se ha alcanzado el 98.2% del valor final del voltaje en el capacitor y se tiene el 1.8 % de la corriente inicial en el circuito; es por ello que, para fines prácticos, se considera que para:

$$t \geq 4\tau \quad (3.14)$$

se han alcanzado las condiciones estables del circuito, es decir, se considera cargado al capacitor.

3.3. El circuito de disparo o *trigger*

El voltaje al cual se carga el banco de capacitores, generalmente es menor que el voltaje que produce la ionización del gas de llenado de la lámpara. El proceso que inicia la ionización del gas de llenado es conocido como disparo o *trigger*. Está disparo genera un gradiente de voltaje [volts/cm] en el gas, de magnitud suficiente para producir ionización. Los principales métodos de disparo utilizan un transformador de pulsos o *trigger*

transformer para generar pulsos de alto voltaje de corta duración. Existen varios métodos con sus correspondientes circuitos para generar la ionización inicial en la lámpara de destello. Ya en el capítulo anterior se describieron brevemente los diferentes procesos físicos que ocurren en una lámpara de destello, por lo que en ésta sección se describirán los diferentes circuitos que generan esos procesos. Existen 7 métodos para iniciar el proceso de ionización, algunos son una variante de los otros, y los mencionaremos a continuación:

- Disparo externo
- Disparo en serie
- Disparo en paralelo
- Por sobre-voltaje
- Pseudo-serie
- Modo *Simmer*
- Modo Pseudo-*Simmer*

En ésta sección se describirán los más comúnmente usados en láseres de estado sólido.

3.3.1. Disparo externo

En el disparo externo el pulso de alto voltaje, proveniente del transformador de pulsos, es aplicado directamente a un alambre enrollado alrededor de la lámpara de destello, como lo muestra la figura 3.8.

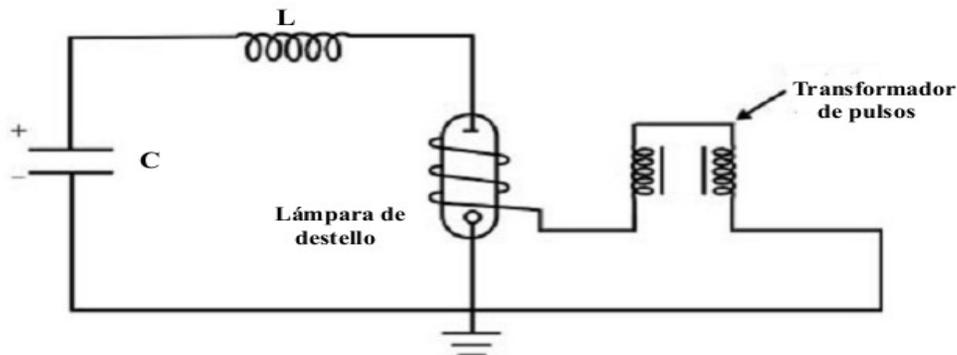


Figura 3.8. Circuito PFN con disparo externo

En la figura 3.8 y en las siguientes figuras, se omitirá la fuente de carga de los capacitores, pues estamos tratando sólo el proceso de descarga de los mismos. La introducción de la inductancia L en el circuito, se tratará en la siguiente sección cuando se vea la red que da forma al pulso de corriente PFN. Mientras que el proceso de construcción del transformador de pulsos será discutido en el siguiente capítulo.

El circuito anterior puede utilizar un pequeño, ligero y barato transformador de pulsos, dado que prácticamente se encuentra aislado de los demás componentes de la fuente de poder de la lámpara de destello. El ancho del pulsos de disparo es un parámetro importante en éste método debido a la cantidad finita de tiempo necesario para que los canales de ionización se propaguen a través de la lámpara. Se ha encontrado que el disparo es muy confiable cuando el pulso tiene un ancho de 200 ns por pulgada de longitud de arco. En éste tipo de disparo, el secundario del transformador de pulsos provee, además del alto voltaje, una pequeña corriente del orden de 100 a 300 μA [17]. El pulso de disparo se consigue descargando un capacitor en el devanado primario del transformador de pulsos, usando un interruptor mecánico (como un relevador) o un dispositivo semiconductor como un SCR.

En la figura 3.8. un delgado alambre induce el proceso de ionización dentro del tubo, éste se encuentra enrollado al rededor de la lámpara. Generalmente, se usa un alambre de níquel para éste propósito. Éste alambre debe cubrir la mayor longitud posible del tubo desde el ánodo hasta el cátodo, para asegurar un disparo confiable; aunque a veces unas pocas vueltas alrededor del tubo son suficientes si se tiene aplica un pico de alto voltaje (generalmente mayor a 10 kV).

Si por alguna razón no es posible utilizar un alambre enrollado a la lámpara, el acoplamiento del alto voltaje a la lámpara puede conseguirse utilizando uno de los métodos mostrados en la figura 3.9.

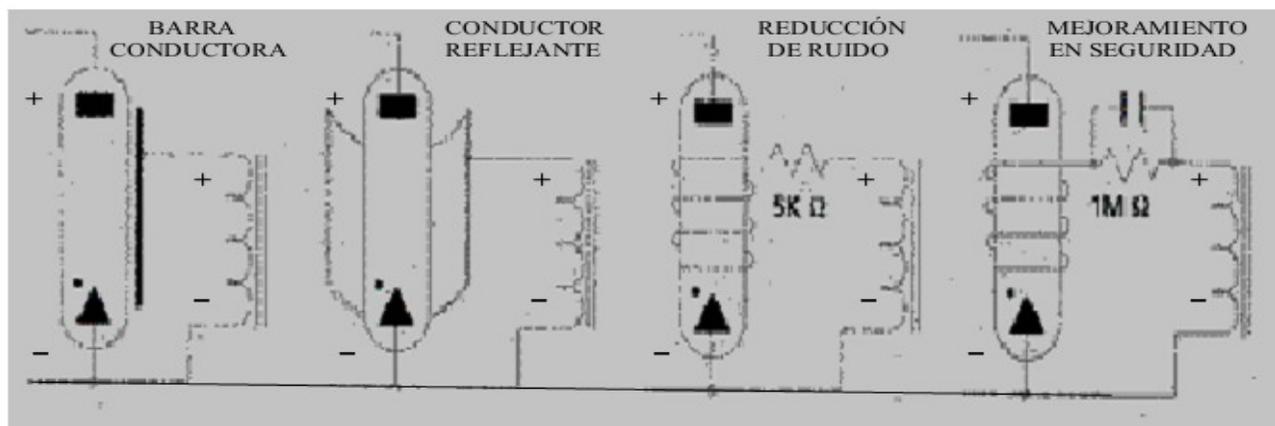


Figura 3.9. Distintas formas de aplicar el disparo externo a una lámpara de destello.

La mayor desventaja del disparo externo, es el alto voltaje de disparo está expuesto; además de tener un alto

grado de interferencia electromagnética EMI y generalmente se recomienda su uso con refrigeración por convección de aire forzado para la lámpara.

3.3.1.1. EMI y ruido

Los métodos de disparo que utilizan un pulso de alto voltaje de corta duración está generalmente acompañados de interferencia electromagnética. La corriente de disparo, durante la ionización del gas de llenado, contiene discontinuidades e irregularidades. Los armónicos generados se encuentran en la región de los gigahertz, con varios picos (algunos muy pronunciados) debidos a la longitud del alambre y a los planos de tierra [17].

Una buena solución a éste problema puede conseguirse colocando el arreglo dentro de una caja puesta a tierra. Aunque también se puede reducir el ruido electromagnético si se incluye una resistencia en serie en el secundario del transformador de pulsos, como se muestra en la figura 3.9c. Esto retarda la descarga de la capacitancia parásita del devanado secundario del transformador. Se recomienda usar una resistencia de carbón de 1 a 5 k Ω a 2W. Resistencias de película de metal con patrones helicoidales debido al retraso de los frentes de onda de voltaje y su ruptura asociada de vuelta por vuelta a la terminal del transformador.

La seguridad es otro parámetro que debe considerarse en la selección de un circuito sobre otro. Por ejemplo, uno debe considerar las consecuencias del arco entre la terminal de alto potencial y del banco de capacitores. Si esto ocurre, el capacitor se descarga sobre el alambre enrollado y puede destruirlo. Una posible solución, es agregar un arreglo RC en paralelo en el secundario del transformador, como se muestra en la figura 3.9d, en el cual pasa el pulso de alta tensión sin atenuación pero previniendo la descarga del capacitor hacia el alambre de disparo. En muchos de los casos, es suficiente poner un capacitor de 500 pF en paralelo con una resistencia de 1 M Ω , el capacitor debe ser de cerámica tipo disco y soportar alrededor de 6 kV.

3.3.2. Disparo en serie

En éste método, el devanado del secundario del transformador de pulsos se diseña para conducir la corriente de la descarga del banco de capacitores de la fuente de poder, por lo que el transformador generalmente es pesado, grande y costoso [17]. La misma inductancia del secundario se utiliza para dar forma al pulso de corriente junto con el banco de capacitores dentro del circuito PFN, del cual se hablara en la siguiente sección. El voltaje de salida del transformador se aplica directamente al ánodo de la lámpara de destello y su conexión se realiza en serie entre el banco de capacitores y la lámpara de destello, como se muestra en la figura 3.10. Además el voltaje requerido en éste método es menor que en el caso del disparo externo.

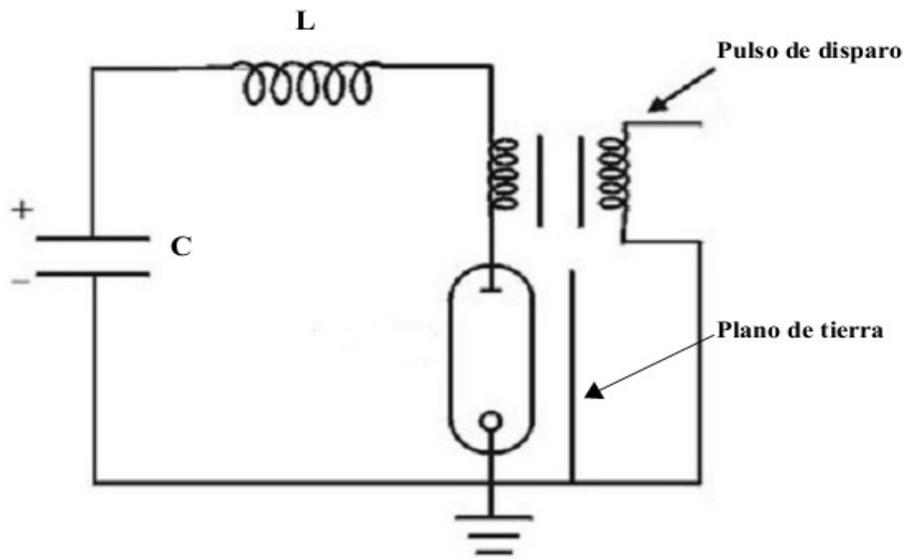


Figura 3.10. Circuito PFN con disparo en serie.

Al igual que en el disparo externo, el transformador tiene un núcleo saturable, como la ferrita. Si estos núcleos no están bien diseñados pueden inhibir el levantamiento del pulso de corriente de la descarga, ya que afectan la relación de transformación.

3.3.3. Disparo en paralelo

En éste método de disparo el secundario del transformador de pulsos se conecta en paralelo a la lámpara de destello, como se muestra en la figura 3.10. Un capacitor o un diodo es necesario para aislar el devanado secundario del transformador de pulsos del banco de capacitores. Aunque se puede conectar un elemento de impedancia característica entre el inductor del PFN y la lámpara de destello [18]. Tal elemento de impedancia debe ser preferentemente una reactancia saturable que tenga alta impedancia al pulso de disparo y baja impedancia a la corriente que fluye del PFN hacia la lámpara de destello.

El disparo en paralelo conserva las características del disparo en serie y tiene la ventaja de utilizar un pequeño transformador de pulsos como en el disparo externo. La principal desventaja del método es la de conseguir un elemento de aislación entre el circuito PFN y el transformador de pulsos, aunque se sugiere revisar [18] para la aplicación adecuada de éste método.

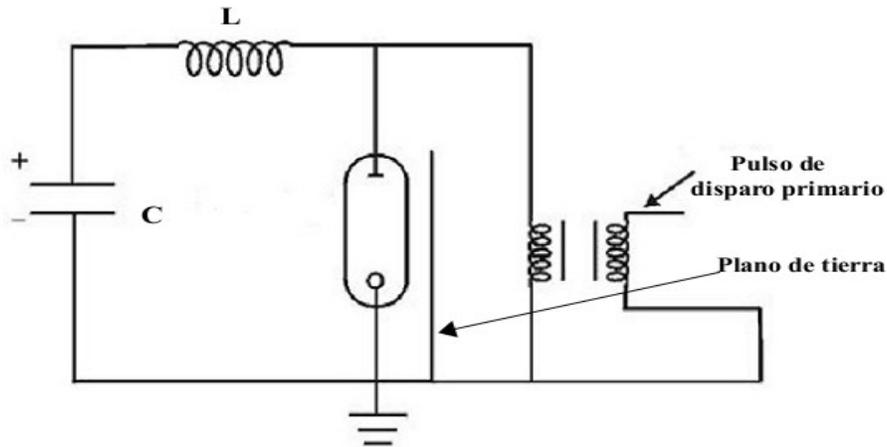


Figura 3.10. Circuito PFN con disparo en paralelo.

3.3.4. Modo *Simmer*

Muchos láseres pulsados de estado sólido incorporan circuitos de control conocidos como *simmer* o *pseudosimmer*. Estos circuitos mantienen un estado estable de ionización parcial en la lámpara mientras que no hay destellos en la lámpara. Esto se lleva a cabo estableciendo y manteniendo un arco con una pequeña corriente DC entre los electrodos de la lámpara. El modo de operación *simmer* es utilizado normalmente en aplicaciones donde el número de pulsos excede los 100 Hz. Para un alto número de pulsos, la lámpara de destello no tiene tiempo de retornar completamente a su estado dieléctrico entre cada pulso. La lámpara no recupera esta característica de apagar el voltaje entre sus electrodos antes del siguiente pulso. El banco de capacitores no está listo para volver a cargarse. Su carga se disipa a través de la lámpara de destello, la cual la mantiene en estado de conducción [1]. Por lo cual se colocan un interruptor (como un SCR o un FET de alto voltaje) entre el circuito PFN y la lámpara de destello.

Un circuito típico para el modo *simmer* se muestra en la figura 3.11. Una descarga DC de baja potencia está presente en la lámpara en el intervalo entre cada pulso. Cuando se requiera el pulso láser, un pequeño pulso de disparo es aplicado al interruptor. Así la lámpara de destello se encuentra parcialmente ionizada y es fácil de disparar la carga del banco de capacitores. Los valores típicos del modo *simmer* se encuentran en el rango de 50 a 100 mA, con potencias de disipación en el orden de 10 a 15 W.

Las ventajas del modo *simmer* incluyen un incremento en el tiempo de vida de la lámpara de destello, reducen el *jitter* en la escala de tiempo de los pulsos, mejoran la reproducibilidad de los pulsos de salida de la lámpara, la capacidad de operación a altas frecuencias de operación y mejoran el control del estado de la lámpara.

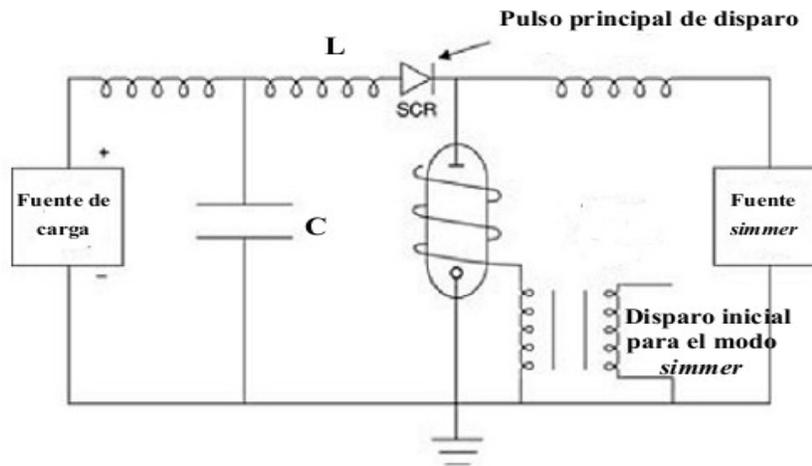


Figura 3.11. Circuito de operación en modo *simmer*.

Para un número bajo en la frecuencia de operación, se puede utilizar el modo pseudo-*simmer*, para una descripción detallada de éste método se puede consultar [18].

3.4. Red que da forma al pulso de corriente PFN

Durante el proceso de descarga, la lámpara de destello opera mediante un circuito LCR, como se muestra en la figura 3.12.

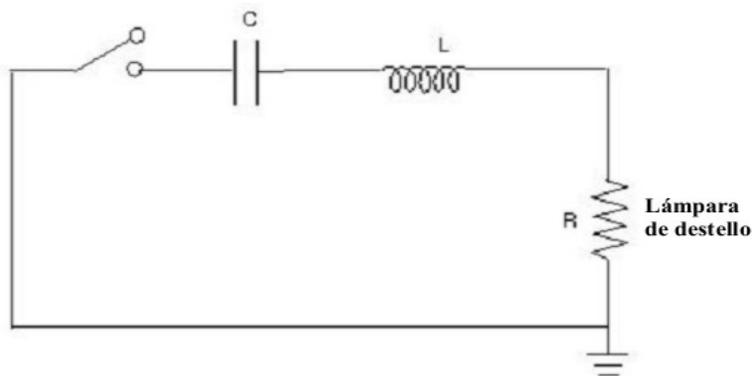


Figura 3.12. Circuito de descarga LCR.

La resistencia R es un parámetro de la lámpara, C es la capacitancia del banco de capacitores y la inductancia L modifica la forma del pulso de corriente dependiendo de los valores de R y C . La influencia del circuito de disparo es mínima y puede despreciarse. Éste tipo de circuito constituye en sí mismo una red que da forma al pulso de corriente (*pulse forming network*) de descarga del banco de capacitores C cuando se cierra el circuito.

Debemos recordar que el valor de la resistencia de la lámpara no es constante, su valor está dado por la ec. (2.3), así como el valor de su impedancia ésta dado por la ec. (2.2). Para mostrar las diferentes formas del pulsos de corriente, en el presente análisis considérese que el valor de R es constante [11]. Así, consideremos las siguientes relaciones entre los valores de L , R y C :

caso i) $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$

En éste caso se dice que la corriente esta bajo-amortiguada y su gráfica se muestra en la figura 3.13. La corriente presenta oscilaciones y en algunas veces se vuelve negativa. Esto es un comportamiento altamente inadecuado, pues la lámpara está diseñada para que la corriente fluya en una sola dirección y puede dañarse cuando la corriente fluye al revés. Además, la corriente pasa a través de varios nodos durante la descarga, lo cual puede hacer altamente errático el pulso láser.

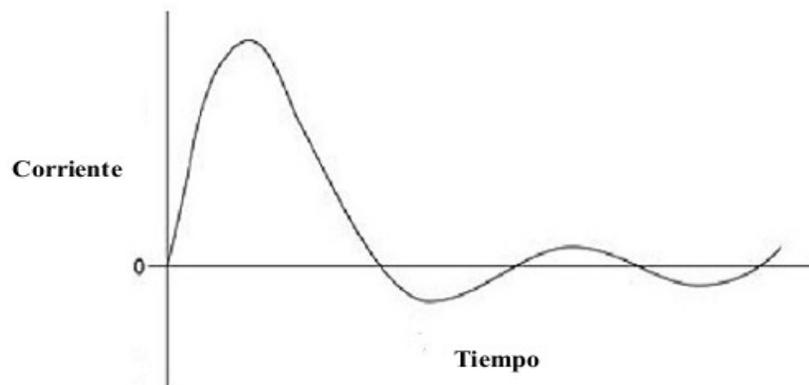


Figura 3.13. Pulso de corriente bajo-amortiguado durante la descarga en la lámpara de destello.

Caso ii) $R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$

Es éste caso se dice que la corriente está sobre-amortiguada, y su gráfica se muestra en la figura 3.14. En éste

caso la corriente no fluye al revés, pero el valor pico de la corriente está limitado y el pulso está muy extendido, generalmente, aún valor no deseado.

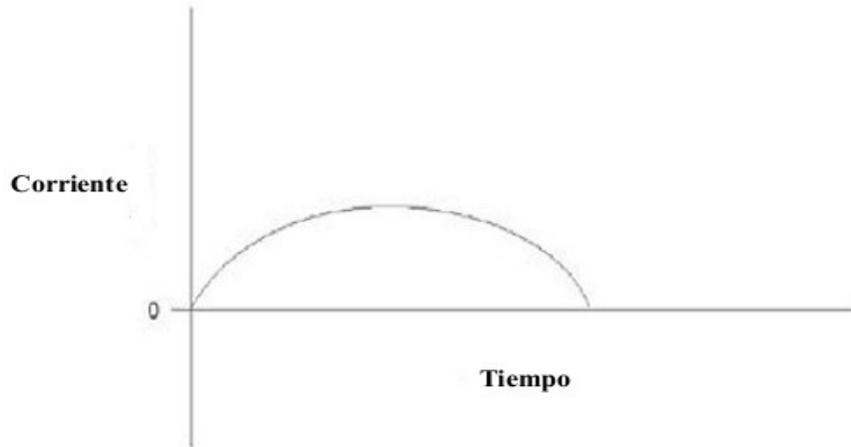


Figura 3.14. Pulso de corriente sobre-amortiguado durante la descarga en la lámpara de destello.

Caso iii) $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$

En este caso se dice que la corriente está críticamente-amortiguada y su gráfica se muestra en la figura 3.15. Ésta es la forma correcta del pulso de corriente. Pues la corriente no fluye al revés, alcanza un valor pico con un corto tiempo de subida y entonces decrece hasta cero en un corto periodo y finalmente cesa.

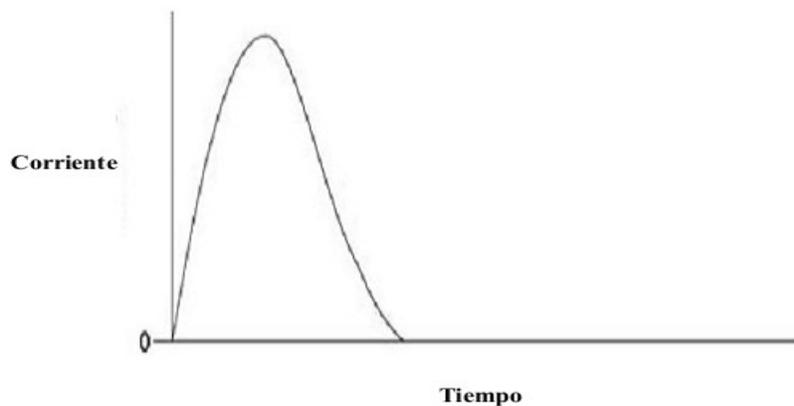


Figura 3.15. Pulsos de corriente críticamente-amortiguado durante la descarga en la lámpara de destello.

Como sabemos, la resistencia de la lámpara no es un valor constante, pero todavía es posible ajustar los componentes del circuito PFN para evitar los dos primeros casos y obtener un pulso de corriente críticamente-amortiguado. Las características de los circuitos que contienen lámparas de destello han sido ampliamente estudiados [19], y sus directrices se han desarrollado de tal forma que permiten ajustar valores propios a los componentes de los circuitos que lleven a un pulso críticamente-amortiguado. De estos resultados, uno debe especificar la energía de descarga a la lámpara E_0 (dada por el banco de capacitores y el voltaje de carga de los mismos) y la duración del pulso t_p dado por el ancho del pulso entre los puntos inicial y final al 10% del valor pico. Con estos datos uno puede obtener, el valor la capacitancia C, la inductancia L y el voltaje de carga V_0 , para obtener un pulso de corriente críticamente-amortiguado.

Estos valores pueden obtenerse de las siguientes expresiones (para ver la derivación de tales expresiones puede consultarse [19]):

Para la capacitancia:
$$C = \left[0.09 \frac{E_0 t_p^2}{K_0^4} \right]^{1/3} \quad (3.15a)$$

Para la inductancia:
$$L = \frac{t_p^2}{9C} \quad (3.15b)$$

Y para el voltaje de carga:
$$V_0 = \sqrt{\frac{2E_0}{C}} \quad (3.15c)$$

Donde K_0 es el valor de la impedancia de la lámpara dado por la expresión (2.2), éste valor generalmente lo proporciona el fabricante de la lámpara de destello. Las expresiones (3.15) nos llevan a tener una PFN en configuración críticamente-amortiguada.

Diseño y construcción de un circuito eléctrico para una lámpara de destello de xenón

En los anteriores capítulos se describió de manera detallada el funcionamiento de un láser pulsado de Nd^{3+} :YAG, así como del bombeo óptico mediante el uso de una lámpara de destello, típicamente de xenón o kriptón. El presente capítulo pretende ser una guía en la construcción de una fuente para operar una lámpara de destello de xenón de alta presión.

La cavidad adquirida* incluye los siguientes componentes:

- Una barra cilíndrica de Nd^{3+} :YAG de 11.1 cm de largo y 0.8 cm de diámetro, con recubrimiento (*coating*) 99% reflector a 1064 nm en un extremo de la barra.
- Una lámpara de xenón de 9.0 cm de longitud de arco (electrodo a electrodo) y 0.5 cm de diámetro de cavidad (diámetro interno del tubo), con tubo de pyrex.
- Cavidad reflectora metálica con paredes de cerámica, es decir, para reflexión difusa [1], en configuración simplemente elíptica (ver capítulo 1).
- Conectores y empaques para conectar la cavidad con un sistema de enfriamiento por agua.
- Un espejo parcialmente reflector: 20% a 1064 nm.

Así mismo, se debe destacar el hecho de que el proveedor no proporcionó los datos de presión o impedancia de la lámpara de destello. Es de suma importancia conocer estos datos pues con ellos se puede construir un circuito PFN con pulsos de corriente críticamente amortiguados y utilizar de esta forma la máxima transferencia de energía a la lámpara (ver capítulos 2 y 3). También se debe mencionar que la cavidad adquirida no es nueva y el

*http://www.ebay.com/itm/High-Power-Laser-Head-Cavity-ROD-ND-YAG-1064-nm-8-mm-ARC-Flash-Lamp-Mirror-/140699423314?pt=LH_DefaultDomain_0&hash=item20c256d252.

proveedor desconoce el dato sobre el número de pulsos útiles de la lámpara. En el siguiente capítulo se mostrarán algunas imágenes del interior de la cavidad para describir la operación de la misma.

4.1. Elección de parámetros

En el capítulo anterior se destacó el hecho de tener un pulso de corriente críticamente amortiguado en la lámpara de destello, éste debe ser uno de los parámetros más importantes en la construcción de la fuente de potencia. Pues de él dependen la duración e intensidad del pulso de fluorescencia de la barra de Nd:YAG y su correspondiente pulso láser, cuando no se usa un Q-Switch activo [1]. Dado que no contamos con los datos de presión o impedancia de la lámpara de xenón, consideremos el comportamiento de la impedancia K_0 como función de la presión de llenado p mostrado en la figura 4.1 y dado por la expresión (2.2). En nuestro caso se tiene $l=90$ mm, $D=5$ mm y $G=450$ para xenón, graficando en MATLAB la expresión anterior con estos datos se tiene:

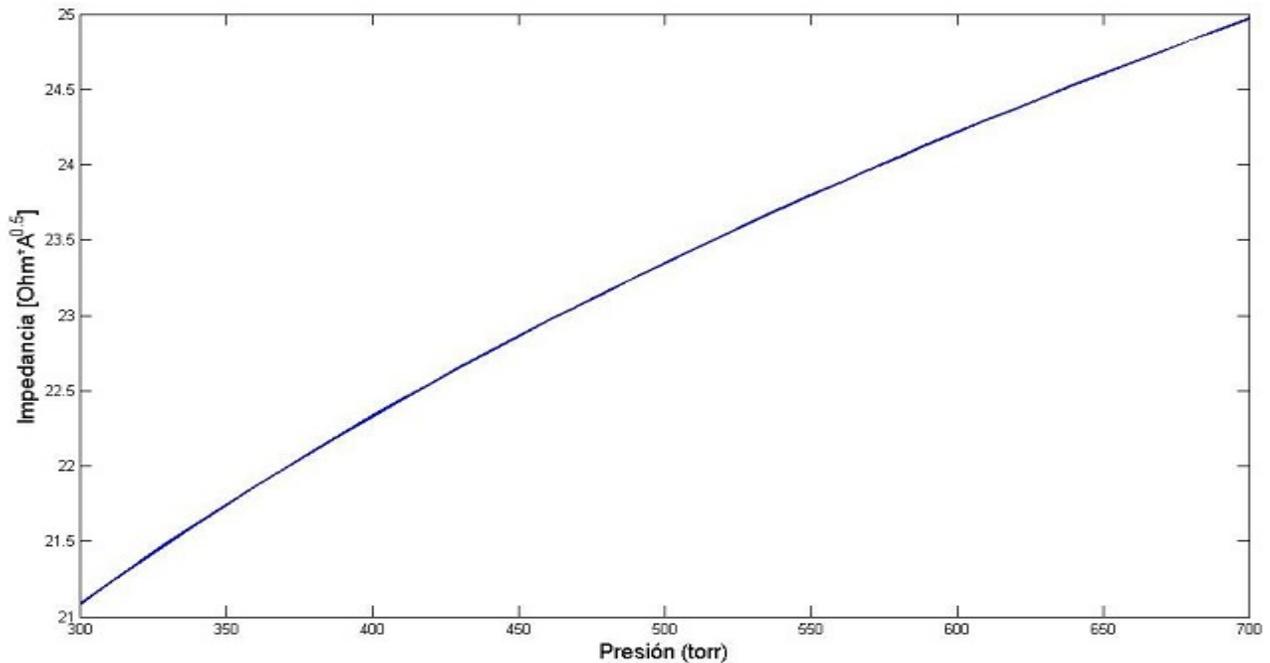


Figura 4.1. K_0 como función de la presión p , con $l=9.0$ cm, $D=0.5$ cm y $G=450$ (xenón).

Puede observarse que en el intervalo de presiones típico de una lámpara de destello que va de 300 a 700 torr [4],

la impedancia varia de manera casi lineal de 21 a 25 $\Omega \cdot A^{1/2}$. Si ahora regresamos a la expresión (3.15a), para determinar el valor de la capacitancia del banco de capacitores en función de la impedancia de la lámpara, con una energía de entrada $E_0=31$ J, y un ancho de pulso $t_p=400$ μ s (considerando valores típicos [11]), se tiene el comportamiento mostrado en la figura 4.2:

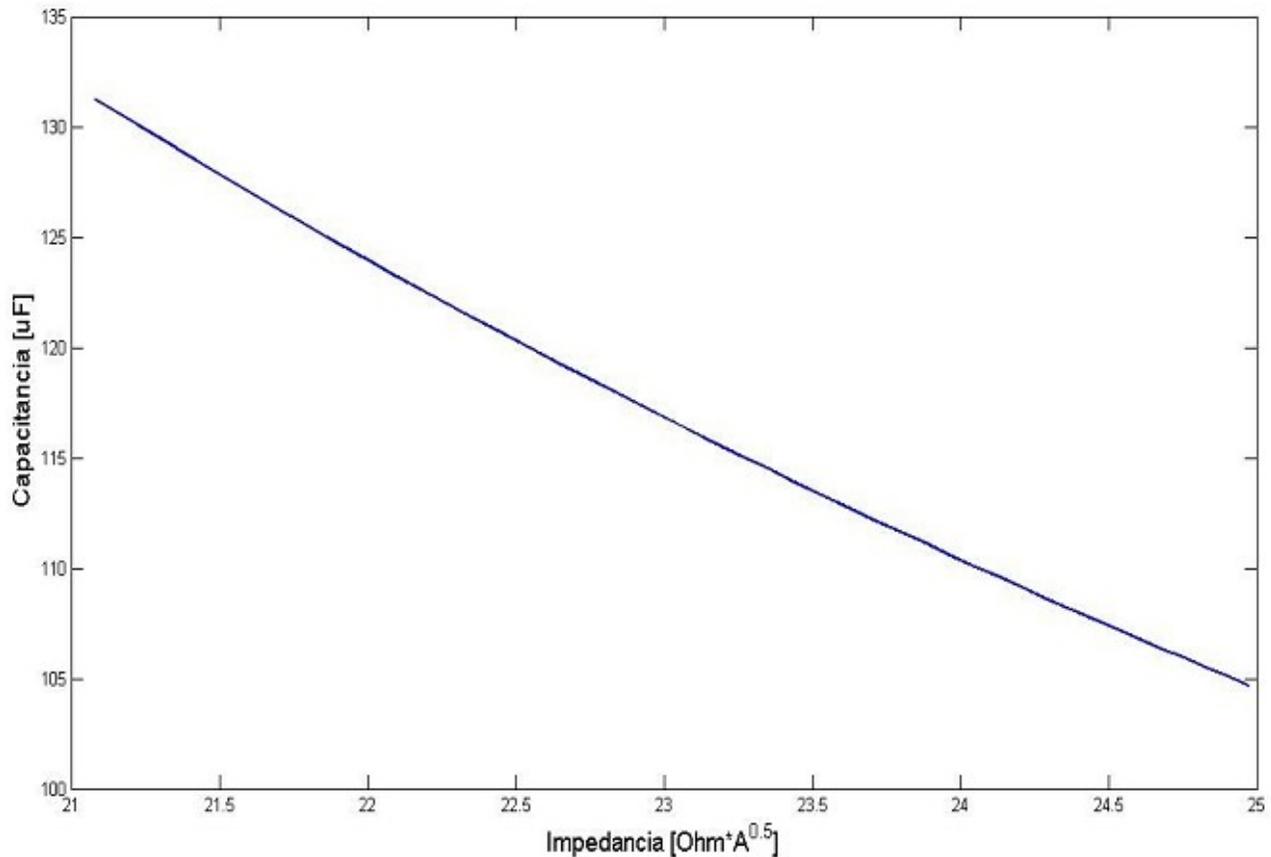


Figura 4.2. Capacitancia como función de la impedancia K_0 , para $E_0=31$ J y $t_p=400$ μ s.

De la gráfica anterior con los valores determinados anteriormente para la impedancia, la capacitancia varía (también de manera casi lineal) de 105 a 130 μ F. Comercialmente sólo los capacitores electrolíticos manejan capacitancias en el rango anterior de valores, pero que soportan tensiones menores a los 400 V. Es por ello que se implementó un arreglo de 3 capacitores en serie de 330 μ F cada uno con una tensión de carga máxima de 300 V (recomendados por el fabricante), de esta manera se consiguió un banco de capacitores de **110 μ F** con una máxima tensión de carga de 900 V, cuyo valor se encuentra dentro del rango anterior y garantiza una alta tensión de carga.

Para determinar el valor de la inductancia del circuito PFN, consideremos la expresión (3.15b), dado que $C=110 \mu\text{F}$ y $t_p = 400 \mu\text{s}$, se tiene una inductancia $L = 161 \mu\text{H}$. Éste valor de inductancia no se encuentra de manera comercial, por lo que tuvo que ser construido un inductor con éste valor, su proceso de construcción se muestra en la sección 4.4.

Finalmente para determinar el valor de voltaje correspondiente a la energía de entrada a la lámpara y a la capacitancia elegida, consideremos la expresión (3.15c) para $C = 110 \mu\text{F}$ y $E_0 = 31 \text{ J}$ se tiene: $V_0 \approx 750 \text{ V}$. Con los tres valores anteriores procederemos primero a construir el circuito de carga de los capacitores.

4.2. Fuente carga para los capacitores

La frecuencia de disparo del láser determina el tipo de fuente de carga para los capacitores, como se vio en el capítulo 3. En nuestro caso se propuso que la frecuencia de disparo del láser fuera variable, es decir, **1, 2 y 3 Hz**. Dado que la frecuencia de disparo es relativamente baja, se puede utilizar una fuente lineal con una resistencia como limitador de corriente. Se sabe que el tiempo de carga de un capacitor está dado por la expresión (3.14), es decir $t \geq 4\tau$, donde $\tau = RC$. Para el caso de 3 Hz se tiene un periodo $T = 333 \text{ ms}$ durante el cual el capacitor debe cargarse y descargarse. Aunque el tiempo de descarga generalmente es menor a 1 ms [14], por lo cual se considera despreciable. Por esta razón se debe garantizar un tiempo de carga del capacitor menor a 333 ms. Por ello se utilizó un arreglo de 12 resistencias de $8.2 \text{ k}\Omega$ a 25 W en paralelo obteniéndose una resistencia total de 683Ω a 300 W. De esta forma se tiene que $\tau = RC = 75.1 \text{ ms}$ con lo que $t = T = 333 \text{ ms} > 300.4 \text{ ms} = 4\tau$ garantizando la carga del capacitor. La fuente de carga consta de los siguientes componentes:

- Un transformador elevador monofásico de 120:500 V con una corriente máxima de 100 mA a 60 Hz, protegido con núcleo saturable en el primario, por lo cual no es necesaria la resistencia limitadora (ver capítulo 3).
- Un puente rectificador de onda completa para utilizar por completo el voltaje de línea. Está formado por 4 diodos rectificadores de recuperación rápida NTE577.
- Un arreglo de 12 resistencias de $8.2 \text{ k}\Omega$ a 25 W en paralelo obteniéndose una resistencia total de 683Ω a 300 W, para garantizar la carga del capacitor y aumentar la disipación de calor de las mismas.

La figura 4.3 muestra el circuito utilizado para cargar el banco de capacitores, mientras que la figura 4.4. muestra

la forma de la señal de voltaje obtenida con el circuito de carga.

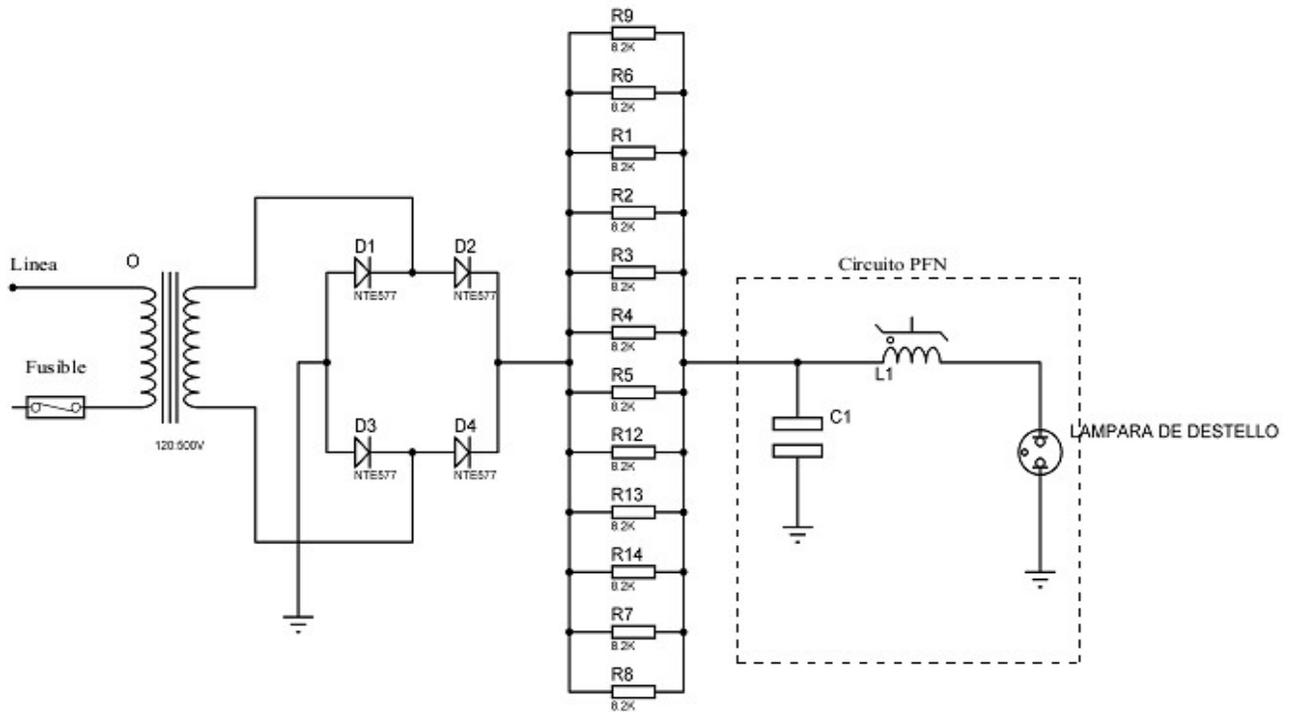


Figura 4.3. Esquema de la fuente de poder de la lámpara de xenón. En la parte izquierda se muestra el circuito de carga para el banco de capacitores con todos sus componentes y en la parte derecha el circuito PFN.

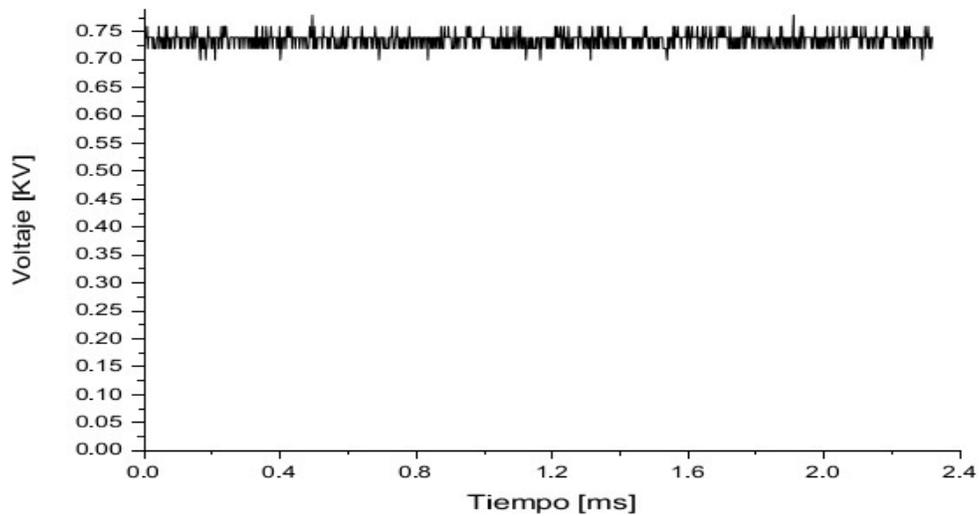


Figura 4.4. Voltaje de carga para el banco de capacitores.

Puede observarse como el rizo de la señal de voltaje es pequeño y no se presentan oscilaciones de amplitud considerable. La medición del voltaje de salida de la fuente de carga fue obtenida por medio de una punta digital de alta tensión con las siguientes características:

- i) Marca: Tektronix
- ii) Modelo: P6015A
- iii) V_{max} : 40kVpp
- iv) Terminal BNC de 25MHz/1M Ω

4.3. Circuito de disparo

La figura 4.3 muestra la fuente de potencia de la lámpara de destello, pero para iniciar la descarga de los capacitores sobre la lámpara es necesario un pulso de alta tensión para ionizar el gas de llenado de la lámpara. Como se explicó en el capítulo 3, existen diferentes topologías de disparo para lámparas de destello, y para operación del láser en bajas frecuencias, generalmente se utiliza la topología de disparo externo, serie o paralelo. En éste punto cabe señalar que inicialmente se implementó el disparo en paralelo, ver figura 3.10, pero como se mencionó en la sección 5.4, el principal inconveniente de este método es el tipo de aislamiento entre el circuito PFN y el transformador de pulsos. Ya que en el mercado nacional no se encontró un diodo o una reactancia saturable capaz de lograr ese tipo de aislación, debido a que el pulso de disparo generalmente dura unos pocos microsegundos, como se mostrará más adelante.

Por tal motivo, se implementó el método de disparo externo, tomando en cuenta el fenómeno de EMI y el hecho de que el método de enfriamiento para la cavidad es mediante un flujo de agua. En este contexto se implementó una resistencia de 2.2 k Ω en serie con el secundario del transformador de pulsos para disminuir el EMI. Y en cuanto al sistema de enfriamiento, se consideró usar un delgado alambre de cobre enrollado en el tubo de la lámpara para evitar de degradación del mismo y las consecuencias que esto generaría. Además de usar un flujo de agua destilada para asegurar el aislamiento eléctrico entre el sistema de enfriamiento y el circuito de disparo [1].

Tomando en cuenta que la frecuencia de disparo del láser ésta controlada por el circuito de disparo, y éste a su vez debe estar controlado por un circuito generador de pulsos, se utilizó un microcontrolador PIC16F84A de 20 MHz. La implementación de éste microcontrolador como circuito generador de pulsos, además permite la inclusión de una pantalla LCD de 16 caracteres por 2 líneas, en la cual se muestra la frecuencia de disparo del

prácticamente despreciable. Por lo cual el tiempo de activación del IRF830 es mucho mayor que el del 50RIA120, pues durante la activación del primero se debe cargar el capacitor, mientras que durante la activación del segundo se debe descargar el capacitor. Dado que el tiempo de descarga del capacitor es generalmente menor a 1 ms, el tiempo de activación del 50RIA120 se fija en 10 ms. Mientras que el tiempo de activación del IRF830 depende de la frecuencia de disparo seleccionada, las señales generadas por el PIC16F84A puede observarse en el apéndice B. De acuerdo al diseño del transformador de pulsos, cuando se descarga el arreglo de capacitores a través del devanado primario, se genera un pulso de alta tensión en el devanado secundario de mismo.

4.3.1. El transformador de pulsos

Un transformador de pulsos usualmente tiene un núcleo de ferrita, es de tamaño compacto y es capaz de generar pulsos de alta tensión de corta duración (de unos pocos microsegundos) y es el elemento principal del circuito de disparo [20]. El voltaje de carga de los capacitores del devanado primario del transformador generalmente es de 300 V o mayor. El devanado secundario consiste de cientos o incluso miles de vueltas de alambre de magneto alrededor de núcleo. Mientras que el devanado primario consiste de sólo unas pocas vueltas de alambre de acuerdo con la relación de voltaje deseada. Para la aislación entre capas del devanado secundario se utiliza generalmente una capa de teflón o mylar.

La relación de transformación indica el aumento ó decremento que sufre el valor de la tensión de salida con respecto a la tensión de entrada, esto quiere decir, la relación entre la tensión de salida y la de entrada. La relación entre la fuerza electromotriz inductora ε_p , la aplicada al devanado primario y la fuerza electromotriz inducida ε_s , la obtenida en el secundario, es directamente proporcional al número de espiras de los devanados primario N_p y secundario N_s , según la siguiente ecuación:

$$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_s} = \frac{N_p}{N_s} \quad (6.1)$$

La relación de transformación m de la tensión entre el devanado primario y el secundario depende del número de vueltas que tenga cada uno. Por ejemplo en el caso ideal, si el número de vueltas del secundario es el triple del primario, en el secundario habrá el triple de tensión con sólo un tercio de la corriente del primario, de acuerdo con la siguiente relación:

$$\frac{V_p}{V_s} = \frac{N_p}{N_s} = \frac{I_s}{I_p} = m \quad (6.2)$$

Donde V_p es la tensión en el devanado primario ó tensión de entrada, V_s es la tensión en el devanado secundario ó tensión de salida, I_p es la corriente en el devanado primario ó corriente de entrada, e I_s es la corriente en el

devanado secundario ó corriente de salida.

Ahora bien, como la potencia eléctrica aplicada en el primario, en caso de un transformador ideal, debe ser igual a la obtenida en el secundario, se tiene que $P_1 = P_2$, o de manera equivalente:

$$V_P I_P = V_S I_S \quad (6.3)$$

Es decir, el producto de la fuerza electromotriz por la corriente debe ser constante.

Para la construcción del transformador de pulsos se utilizó un núcleo de ferrita cerrado de forma cuadrada de 6.0 cm de longitud externa y 3.5 cm de longitud interna, de sección transversal circular de 1.25 cm de diámetro. Se utilizó alambre magneto de 1.12 mm de diámetro para el devanado secundario y 1.60 mm para el devanado primario. La relación de vueltas fue de 60 vueltas en el secundario y 2 en primario, es decir $m = 30$. Finalmente, en la figura 4.6 se muestra el voltaje de salida del transformador de pulsos.

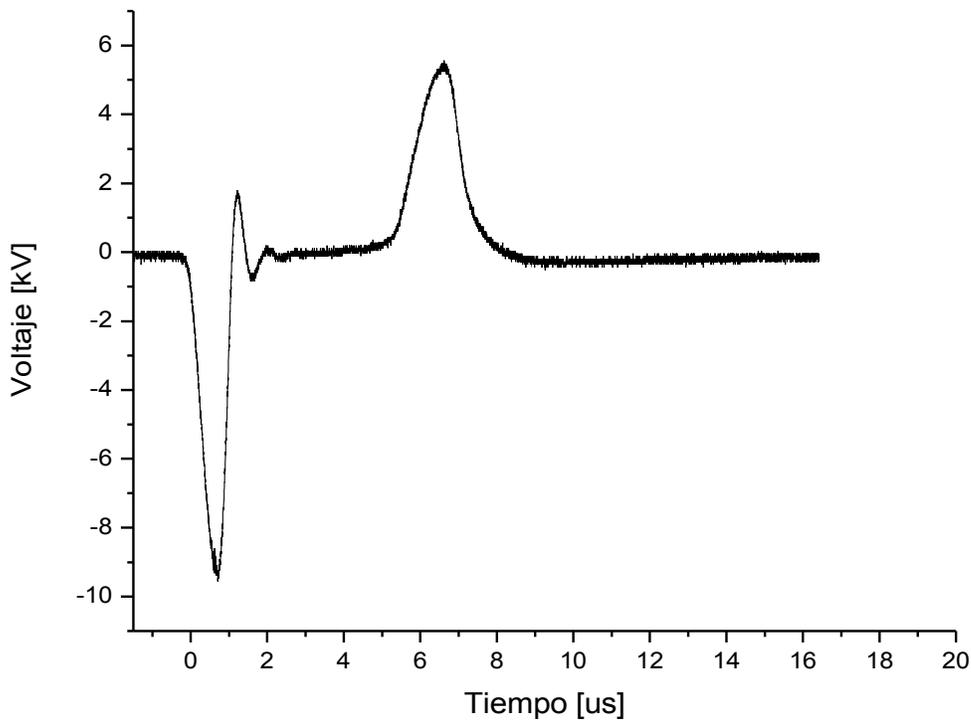


Figura 4.6. Voltaje de salida del circuito de disparo externo con el transformador de pulsos construido.

Podemos observar que el primer pulso tiene su valor pico cerca de los -10 kV, debido a los 400 V de la fuente de carga de los capacitores del circuito de disparo mostrada en la expresión (4.2), para caer posteriormente de

manera amortiguada con una duración cercana a los 3 μ s. Pero también se observa un segundo pulso con un valor pico cercano a los 6 kV sin oscilaciones y con una duración también cercana a los 3 μ s. Ya vimos en el capítulo anterior que generalmente en éste método de disparo se generan varios armónicos, algunos con varios picos (algunos muy pronunciados) debidos a la longitud del alambre y a los planos de tierra [17], por lo cual se genera el segundo pulso. Para finalizar esta sección, en la siguiente figura se muestra una imagen del transformador de pulsos construido, donde se observan algunos detalles de su construcción:

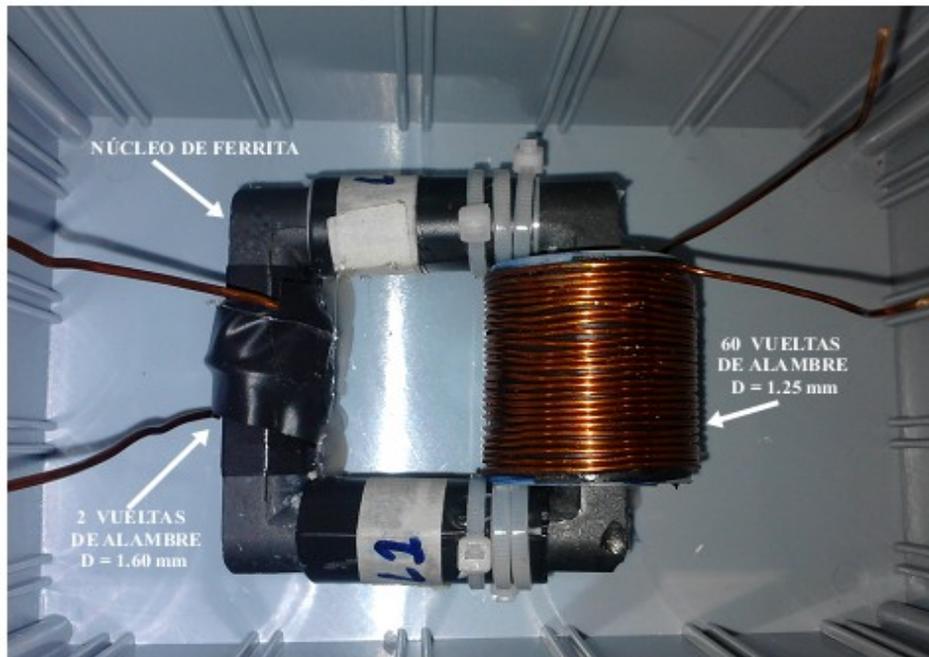


Figura 4.7. Transformador de pulsos construido.

4.4. El circuito PFN

En el capítulo anterior se explicó la importancia de tener un pulso de corriente críticamente amortiguado. A principio del presente capítulo, se obtuvieron los parámetros adecuados para construir un circuito PFN críticamente amortiguado dependiendo de las propiedades de la lámpara de destello con la que contamos. Recapitulando, se obtuvo un valor de capacitancia de 110 μ F para el banco de capacitores, un valor de inductancia de 161 μ H para la bobina de descarga, y un valor de voltaje de 750 V para la fuente de carga del

banco de capacitores. Así también a principios de éste capítulo, se describió la construcción de la fuente de carga y del tipo de elementos utilizados para la construcción del banco de capacitores. Y quedó pendiente la construcción de la bobina utilizada en la construcción del circuito PFN. En esta sección se describe el proceso de construcción de la bobina y el pulso de corriente obtenido en la lámpara de destello.

Generalmente en la construcción de bobinas se utilizan núcleos de ferrita abiertos debido a que tardan mas en alcanzar la saturación, por su eficiencia en altas frecuencias y corrientes, y elevan mucho el valor de la inductancia, lo que reduce el tamaño de la bobina. Para el cálculo de la inductancia en bobinas de nucleó abierto se utiliza la siguiente expresión [21]:

$$L = 9.87 \times 10^{-7} \mu_r \frac{N^2 d^2}{\sqrt{h^2 + d^2}} [H] \quad (4.4)$$

donde la permeabilidad relativa es $\mu_r = 10$ para ferrita, N es el número de espiras alrededor del nucleó, d y h se muestran en la siguiente figura. En la construcción de la bobina se utilizaron los siguientes parámetros:

- 2.6 ± 0.05 cm de longitud ferrita h
- 1.0 ± 0.05 cm de diámetro ferrita d
- $0.62 \text{ mm} \pm 0.005$ de diámetro alambre magneto, calibre #22
- N = 62 vueltas

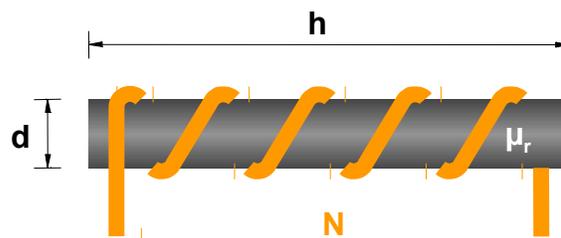


Figura 4.8. Bobina con nucleó abierto.

Con lo cual se obtiene un valor de $136 \pm 0.6 \mu\text{H}$. Por otro lado se utilizó un medidor LCR marca Thurlbi Thandar Instruments Mod. LCR400, donde se obtuvo un valor de $163.1 \pm 0.05 \mu\text{H}$, muy cercano al valor requerido de $L = 161 \mu\text{H}$ obtenido con los cálculos anteriores. Si regresamos a la figura 4.3 donde se muestra el circuito de descarga para la lámpara de destello, y tomamos los siguientes valores: $C_1 = 110 \mu\text{H}$ y $L_1 = 163.1 \mu\text{H}$, se obtiene el pulso de corriente y de luz de la lámpara de destello, mostrados en la figura 4.10 y obtenidos con el siguiente arreglo experimental:

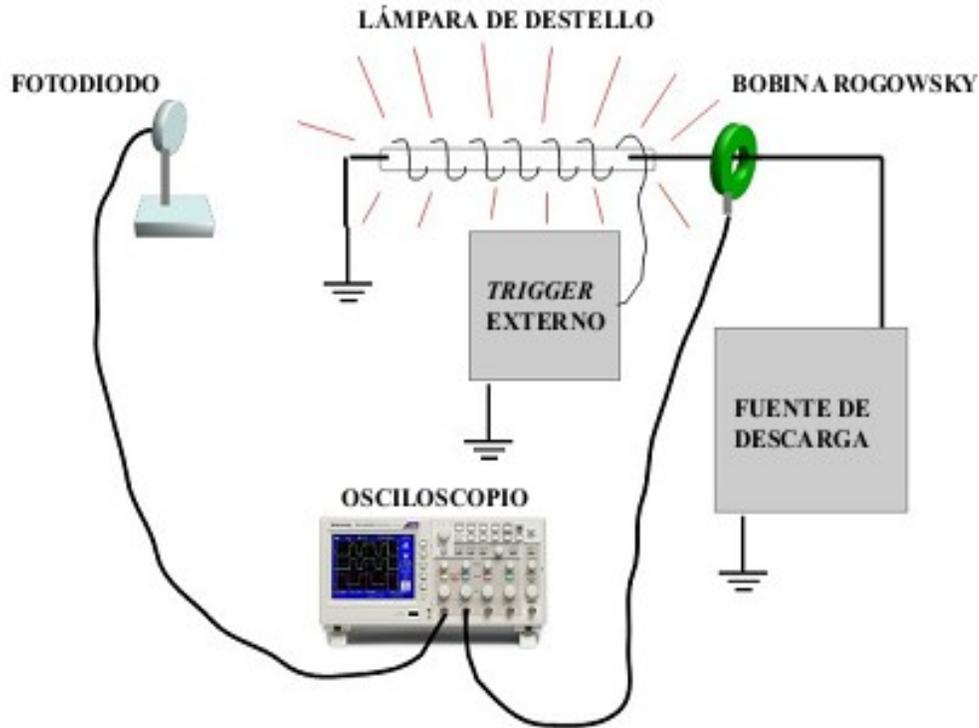


Figura 4.9. Arreglo experimental para medir la corriente en la lámpara de destello y el pulso de luz de la lámpara de destello.

Para la medición del pulso de corriente se utilizó una bobina Rogowsky colocada alrededor del cable que une al circuito de descarga con la lámpara de destello. La bobina Rogowsky mide la corriente de manera indirecta por medio del campo magnético generado por la misma corriente. El proceso de construcción y la operación de la bobina Rogowsky puede consultarse en [22], aunque en el apéndice C se muestra un breve procedimiento para obtener el pulso de corriente a partir del voltaje de salida de la bobina Rogowsky. El fotodiodo utilizado para medir el pulso de fluorescencia es de la marca Thorlabs Mod. DET410 de InGaAs de alta velocidad de respuesta con respuesta espectral de 700-1800 nm con tiempo de rizo de 5 ns. Y se utilizó un osciloscopio digital marca Tektronics Mod. MPO4104 de 1GHz con salida USB para observar y analizar los pulsos de corriente y de luz de la lámpara de destello. El análisis de la señal de corriente se llevo a cabo en los programas Kaleida Graph 3.6 y Origin 8.0.

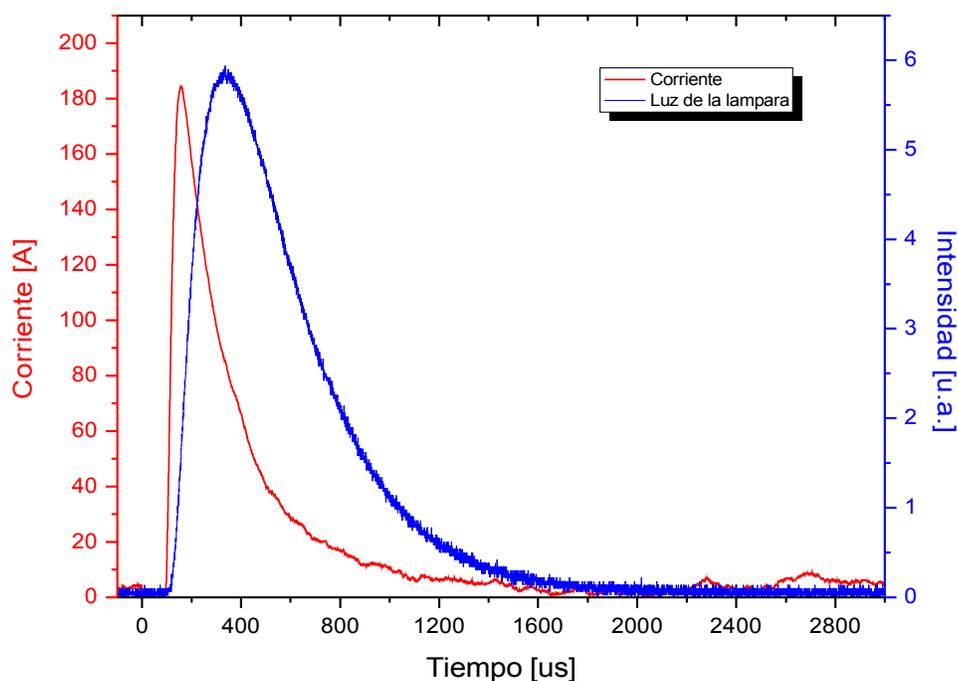


Figura 4.10. Pulsos de corriente y de luz en la lámpara de destello, obtenidos con la fuente de potencia de la figura 4.3.

Podemos observar un muy importante resultado pues el pulso de corriente tiene una duración de pulso $t_p \approx 500 \mu\text{s}$ medido entre los puntos inicial y final al 10% del valor pico. Por lo cual decimos que el pulso de corriente se encuentra críticamente amortiguado. La principal causa de no ajustar de manera correcta el amortiguamiento crítico del pulso se debe al hecho de no contar con los datos de la lámpara de destello como la impedancia o la presión del gas de llenado, para así construir de manera adecuada un circuito PFN críticamente amortiguado. Aunque éste resultado demuestra que la aproximaciones hechas en la selección de parámetros resultaron convenientes. Mientras que la duración del pulso de luz de la lámpara de destello es aproximadamente de **1 ms**, utilizando el mismo criterio. Por otro lado, vemos que el valor pico del pulso de luz de la lámpara de destello se alcanza aproximadamente unos $200 \mu\text{s}$ después del valor pico de la corriente. Este retraso se debe principalmente al hecho de que se trata de una lámpara de alta presión. Pues en éste caso los procesos de ionización por colisión entre átomos son mayores que en lámparas de baja presión y ello produce un tiempo de crecimiento mayor del pulso de luz de destello.

4.5 El sistema de enfriamiento

Como ya se mencionó, el mecanismo de enfriamiento del láser será mediante el flujo de agua destilada, debido a la energía manejada por la lámpara de destello. El agua destilada que se utiliza para el sistema de refrigeración tiene las siguientes características:

- Agua destilada: marca: REACTIVOS QUÍMICOS MEYER
- Conductividad a 25°C: $2.0 \times 10^{-6} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$,
- Silicato (SiO_2): 0.01 ppm
- Metales pesados (como Pb): 0.01 ppm
- Sustancias reducidas por permanganato: Pasa prueba
- Cloruro (Cl): 0.4 ppm
- Nitrato (NO_3): 0.4 ppm
- Fosfato(PO_4) – 1.0 ppm
- Sulfato (SO_4): 1.0 ppm

El agua se encuentra contenida en un pequeño tanque rectangular de plástico con capacidad para 4 litros, en el cual se depositaron 3 litros de agua destilada. Para la circulación del agua se utilizó una pequeña bomba sumergible para fuente marca Sunny, con una altura máxima de bombeo de 2.0 m y un flujo de 1200 l/Hora. Posteriormente, a la bomba se conectó un radiador para la disipación de calor del agua destilada proveniente de la cavidad reflectora. El radiador utilizado es para cajas automáticas de automóviles hecho en acero inoxidable marca Hayden, con 13.2 cm de ancho, 22.1 cm de largo y 2.0 cm de espesor, el cual tiene una densidad de 7 serpentines por centímetro. Generalmente, al radiador se le coloca un ventilador para mejorar la disipación de calor [23], por lo cual en nuestro sistema de refrigeración se incluyó un ventilador para fuente de poder de PC de 110V, prácticamente pegado al cuerpo del radiador. Seguido al radiador, se conectó un filtro de malla plástica fina para el flujo de agua destilada, para evitar el paso de partículas pequeñas a la cavidad reflectora. En la figura 4.11 se muestra un diagrama del sistema de refrigeración implementado:

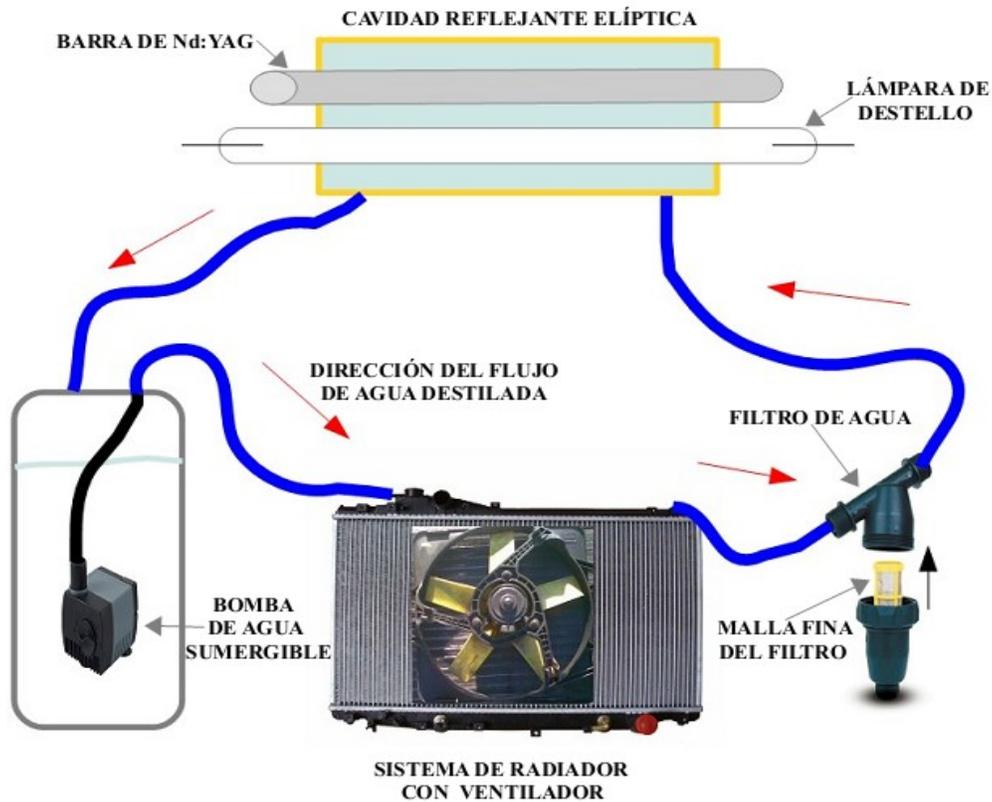


Figura 4.11. Esquema del sistema de enfriamiento implementado.

Cabe señalar que es importante monitorear la temperatura del agua destilada, pues un parámetro importante en la intensidad de los pulsos láser, es la temperatura. Aunque como se vera en el siguiente capítulo, en nuestro caso la temperatura la variación de temperatura se daba entre los 22.5 a 32.1 °C, sin afectar la intensidad de los pulsos láser. Para sensar la temperatura se utilizó un termómetro digital con pantalla LCD marca Buyin Coins, con un intervalo de operación de $- 50$ a 70 °C y precisión de ± 1.0 °C. El sensor del termómetro se colocó dentro del tanque de agua.

Resultados experimentales:

Bombeo óptico y emisión láser en 1064nm

En el capítulo anterior se mostró el proceso de construcción y de caracterización de la fuente de potencia para la lámpara de destello del láser de Nd:YAG, en éste capítulo se mostrará el proceso de operación y la caracterización del propio láser. Pues una de las principales características que debe cumplir el sistema es la de mantener la estabilidad en los pulsos láser de salida. Primero se mostraran los detalles de las cavidades reflejante y resonante. Se analizarán los espectros de la lámpara de destello y de la barra de Nd:YAG. Posteriormente, se analizará de manera detallada el comportamiento de los pulsos láser de salida, y finalmente se hará un breve análisis *in situ* de un material por medio de la técnica *LIBS* comparando los resultados obtenidos por éste sistema con otros resultados obtenidos con láseres comerciales.

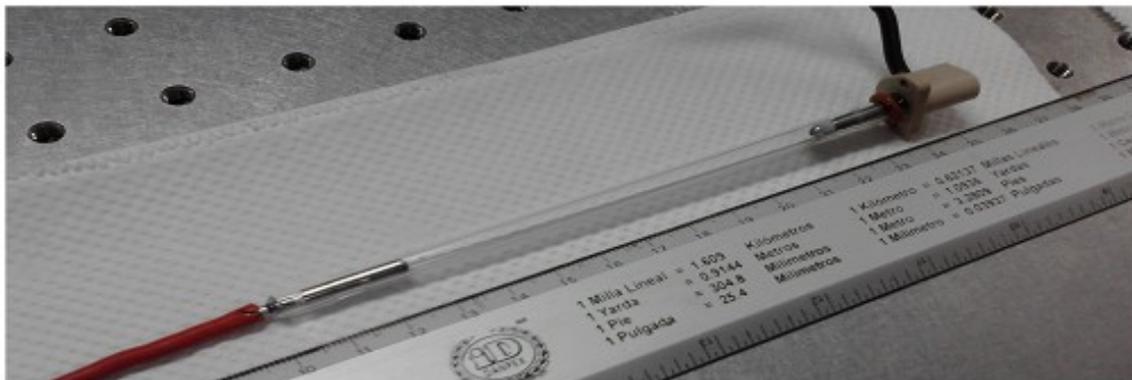
5.1. Los componentes ópticos del láser de Nd:YAG

Recordemos que la cavidad láser que se usó para éste trabajo cuenta una barra de Nd:YAG, una lámpara de destello de Xe, la cavidad reflejante y un espejo de salida a 1064 nm. A continuación se describirán las características ópticas de cada uno de estos componentes, las cuales son importantes para comprender la

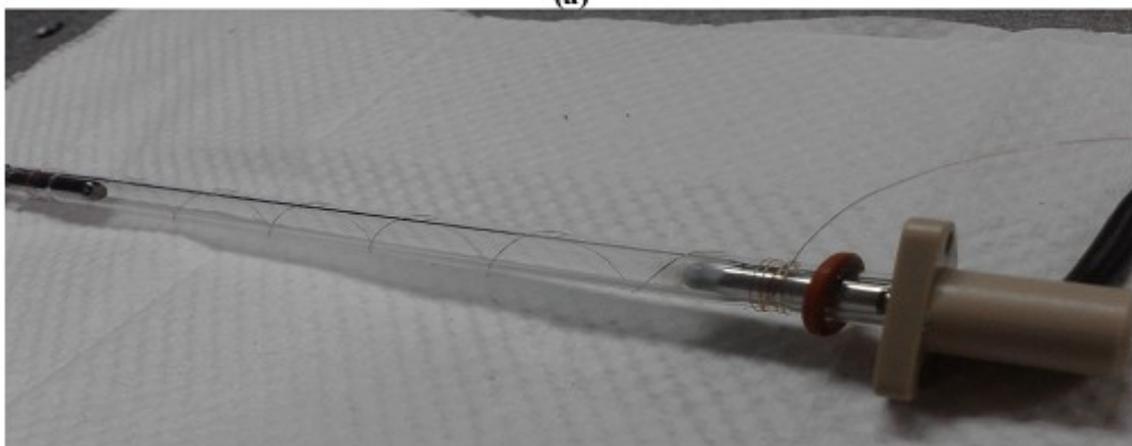
operación del sistema láser en conjunto.

5.1.1. La lámpara de destello de xenón

La figura 4.10 muestra la duración del pulso de luz de la lámpara de destello, ahora debemos caracterizar su espectro de emisión, pues éste a su vez debe tener bandas o líneas de emisión en la región de absorción. Recordemos que los picos de absorción del $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ se encuentran en la región de 300 a 900 nm. Por lo cual será importante analizar ésta región del espectro de emisión de la lámpara de destello. La figura 5.1a muestra una fotografía de la lámpara de destello utilizada, donde se observa que la longitud del tubo de la lámpara es de 14.5 ± 0.05 cm, mientras que la longitud de electrodo a electrodo es de 9.2 ± 0.05 cm. También se observa que el ánodo es el electrodo con forro negro mientras que el cátodo es el electrodo con forro rojo. Pues, como vimos en el capítulo 2, es de suma importancia conocer la polaridad de la lámpara de destello.



(a)



(b)

Figura 5.1. (a) Tamaño de la lámpara de destello, (b) colocación de un alambre de cobre alrededor de la lámpara para el disparo externo.

Por otro lado también se observa en la figura 5.1b la forma helicoidal del alambre de disparo colocado alrededor de la lámpara de destello. Se prefirió el alambre de cobre en lugar del alambre de níquel debido a su baja corrosión en presencia de agua destilada, pues el alambre de disparo estará inmerso en éste medio, y deben garantizarse condiciones de seguridad para los diferentes circuitos, así como una baja cantidad de deposición de material del alambre sobre el tubo de la lámpara, ver capítulo 3. En la figura 5.2 se muestra el espectro de emisión de la lámpara de destello de xenón utilizada, bajo las siguientes condiciones eléctricas: banco de capacitores de 110 μ F cargados 750 V con una frecuencia de disparo de 2 Hz; a una presión del gas de llenado de la lámpara de 300 – 700 torr (ver capítulo 4). Para la adquisición del espectro se utilizó un espectrómetro OCEAN OPTICS Mod. USB2000 con rango espectral de 200 a 1100 nm y resolución de ± 0.3 nm.

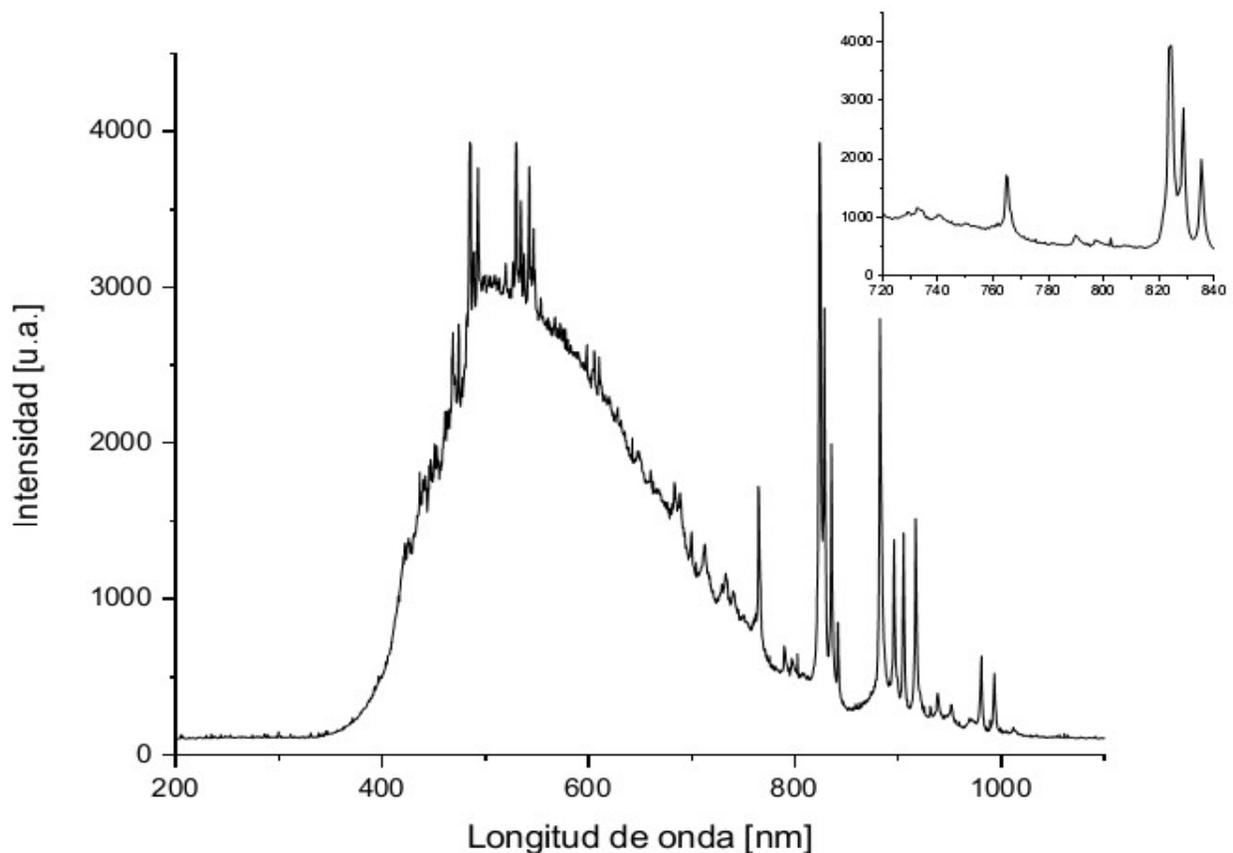


Figura 5.2. Espectro de emisión de la lámpara de xenón, y una ampliación del mismo en la región de 720 a 840 nm.

Podemos ver la similitud entre el espectro anterior y el mostrado en la figura 2.4, aunque ambos espectros se tiene diferentes condiciones de descarga. Sin embargo, del espectro anterior se observa que hay un continuo en la región del espectro visible y parte del IR cercano. Pero como se mencionó en el capítulo 1, las principales

bandas de bombeo del Nd³⁺:YAG se localizan de 730 a 760 nm y de 790 a 820 nm. El espectro amplificado en la región de 720 a 840 nm muestra un pequeño continuo y pocos picos de emisión en las bandas de bombeo mencionadas anteriormente. Sin embargo, como veremos en la siguiente sección, la intensidad del espectro en ésta región es suficiente para que se consiga emisión estimulada en 1064 nm.

5.1.2. La cavidad reflejante

Una vez que se ha caracterizado la lámpara de destello, se debe seleccionar un método de acoplamiento óptico entre la lámpara de destello y el medio activo. En el capítulo 1 se describió el método más común que consiste en utilizar una cavidad reflejante de forma elíptica donde la lámpara de destello se coloca en un foco de la cavidad y el medio activo, generalmente en forma cilíndrica, se coloca en el otro foco. Dependiendo de los tamaños relativos entre estos tres componentes, es como se tendrá la mayor eficiencia de bombeo óptico [4].

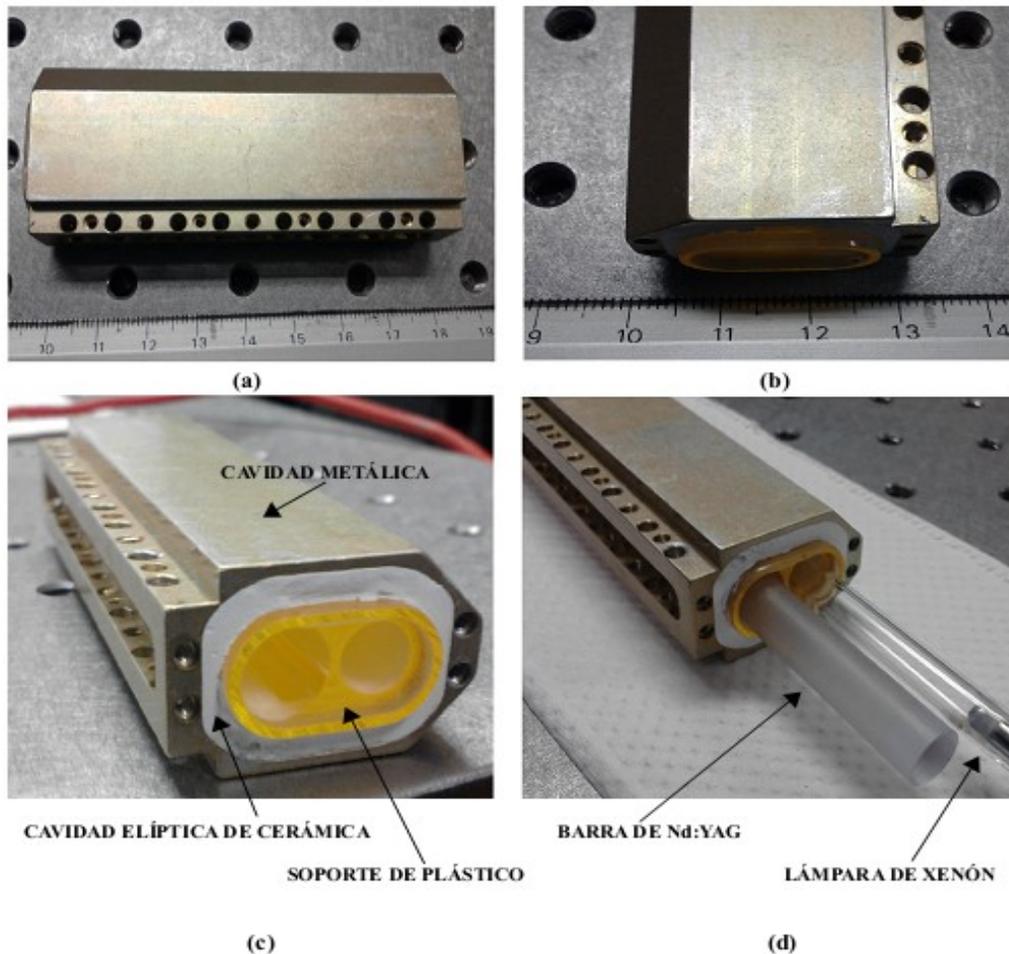


Figura 5.3. Cavidad elíptica reflejante.

Dado que la cavidad fue comprada, las dimensiones de la misma son valores fijos, pero de acuerdo con el fabricante, las dimensiones de la barra de Nd:YAG, la lámpara de destello y la cavidad reflejante se encuentran en su estado óptimo. La figura 5.3 muestra las características de la cavidad elíptica reflejante. En (a) y en (b) se muestran las dimensiones de la cavidad metálica externa, la cual tiene 8.7 ± 0.05 cm de longitud, 3.3 ± 0.05 cm de ancho y 2.4 ± 0.05 cm de espesor, en sus dimensiones lineales mayores. En (c) se muestra el interior de la cavidad, donde se observa claramente que está formada de tres diferentes medios: el medio externo es una cubierta metálica de latón, el siguiente medio es la cavidad elíptica cerámica e interno a ésta se encuentra un soporte de plástico para la barra de Nd:YAG y la lámpara de destello. El uso de cerámica en cavidades reflejantes ofrece significantes ventajas sobre otros materiales como metales o polímeros [24], entre las principales ventajas se encuentran:

- i) Mayor tiempo de vida de la cavidad.
- ii) Mayor eficiencia de bombeo óptico.
- iii) Mayor reflectancia para un amplio rango de longitudes de onda.
- iv) Son inertes a una gran variedad de gases y sustancias químicas.
- v) Amplia estabilidad térmica, particularmente a altas temperaturas debido a su bajo coeficiente de expansión térmica.
- vi) Tienen costos muy inferiores a cavidades recubiertas con películas de oro o platino.

En las cavidades de cerámica el proceso de reflexión es de manera difusa, con lo cual se consigue un incremento en la uniformidad del perfil de haz reflejado [1]. De esta manera, la luz esparcida por esta cavidad reduce la cantidad de “puntos calientes” o *hot spots* que dañan al medio activo. Y comúnmente tienen reflectancias mayores al 98% en la región de 500 a 2000 nm. El eje menor interno de la cavidad elíptica cerámica tiene una longitud de 1.2 ± 0.05 cm, y el eje mayor interno tiene una longitud de 2.3 ± 0.05 cm. El soporte de plástico cumple varias funciones: mantiene la posición adecuada de la barra de Nd:YAG y de la lámpara de destello dentro de la cavidad elíptica cerámica, aísla a la cavidad cerámica del agua del sistema de enfriamiento y es transparente a las principales bandas de absorción del Nd³⁺:YAG en el infrarrojo cercano y parte del visible del espectro visible.

Finalmente en la figura 5.3d se muestra la forma en que colocan la barra de Nd:YAG y la lámpara de destello dentro de la cavidad elíptica. Aunque se observa que los diámetros internos del soporte son mayores a al diámetro de barra de Nd:YAG y de la lámpara de xenón, esto es con la finalidad de permitir el flujo de agua alrededor de cada componente por medio del sistema de enfriamiento.

5.1.3. La barra de Nd³⁺:YAG

En la figura 5.3d se observa parte de la barra del medio activo Nd³⁺:YAG utilizada, la cual tiene una longitud de 11.1 ± 0.05 cm y un diámetro de 0.8 ± 0.05 cm. Un extremo de la barra tiene un recubrimiento reflejante al 99.1% a 1064nm. Por lo cual no es necesario incluir un espejo de acoplamiento totalmente reflejante para construir la cavidad resonante, ver cap. 1. La figura 5.4. muestra el espectro de fluorescencia de la barra de Nd³⁺:YAG bajo las mismas condiciones eléctricas utilizadas para adquirir el espectro de la lámpara de xenón, y utilizando un espectrómetro OCEAN OPTICS Mod. USB2000.

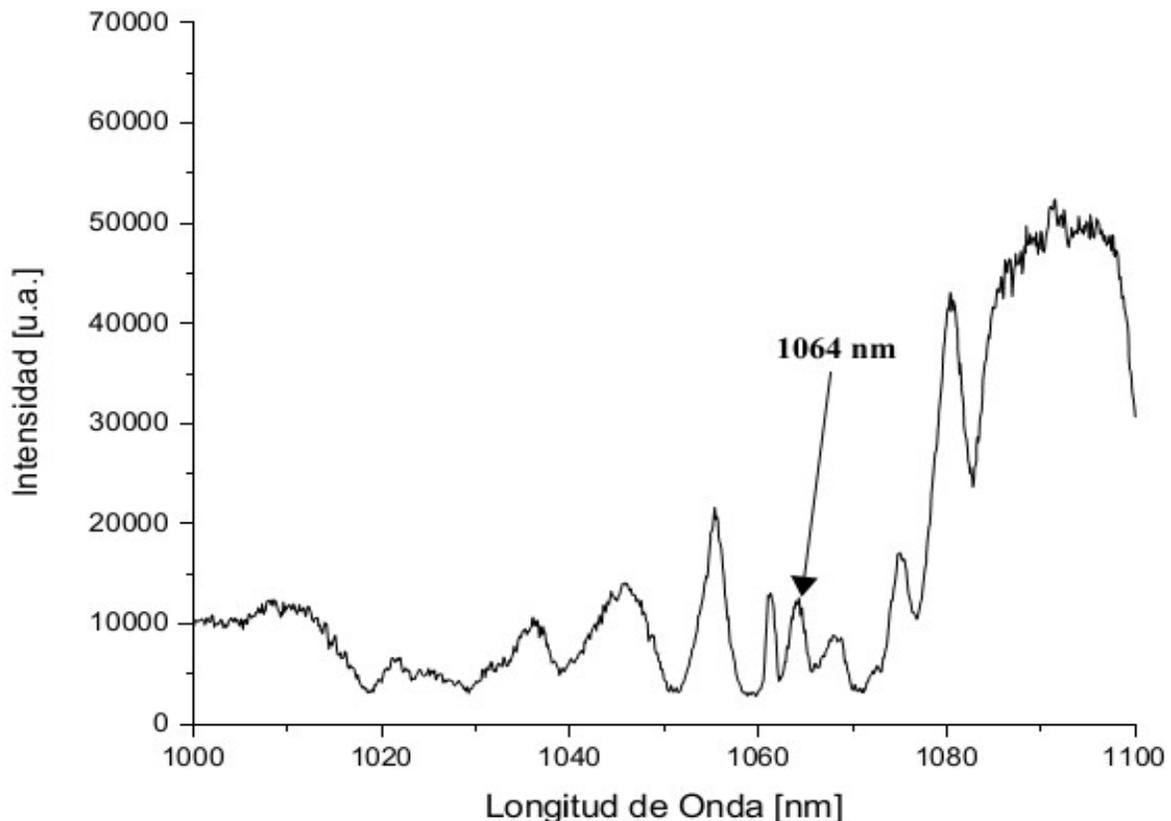


Figura 5.4. Espectro de fluorescencia en la región infrarroja cercana de la barra de Nd:YAG utilizada.

En el espectro anterior hay una línea de emisión de fluorescencia en 1064 nm, aunque no es la más intensa de todo el espectro, pero tiene la intensidad suficiente para conseguir emisión estimulada como se verá en la siguiente sección. Si se compara el espectro de fluorescencia conseguido con las condiciones de bombeo óptico anteriores respecto al de la figura 1.14 podemos ver que de igual forma, la intensidad relativa en 1064 es muy similar. Esto se debe a la poca emisión de la lámpara de destello en la región de absorción de la barra de

Nd:YAG, pues como podemos ver de la figura 5.2, la intensidad relativa de emisión en ésta región es mucho menor que en la región del espectro visible. Para aumentar la emisión de la lámpara de destello en esa región se debe incrementar la energía de entrada a la lámpara, aumentando ya sea la capacitancia o el voltaje de carga, de acuerdo con la expresión (3.2). Aunque éste tema queda dentro del trabajo a futuro.

5.2. Emisión láser en 1064 nm

De la figura 5.4 podemos ver que en el espectro de fluorescencia de la barra de Nd:YAG está presente, aunque con baja intensidad relativa, la línea de emisión en 1064. Ésta se convertirá en emisión estimulada por medio de una cavidad resonante, como la que se muestra en la figura 1.10; posteriormente la misma cavidad resonante amplificará esta transición para finalmente obtener emisión láser. En el capítulo 1 se trató de manera detallada el proceso de amplificación de la luz y construcción de una cavidad resonante tipo Fabry-Perot, la cual consiste en un par de espejos colocados de manera paralela a los extremos de la barra del medio activo.

Anteriormente se mencionó el hecho de tener un extremo de la barra de Nd:YAG con un recubrimiento 99% reflejante a la longitud de onda de 1064 nm. Por lo cual sería suficiente colocar un espejo de acoplamiento cercano al otro extremo de la barra. Sin embargo, experimentalmente se obtuvo amplificación de la luz en 1064 nm sin la necesidad de utilizar el otro espejo de acoplamiento. Es decir, el valor de reflectancia del otro extremo de la barra de Nd:YAG fue suficiente para funcionar como espejo parcialmente reflejante a 1064 nm, de esta manera la barra constituía en sí misma una cavidad resonante a 1064 nm, es decir, tiene un comportamiento “super-radiante” [1]. Se sabe que dada una interface entre dos medios ópticos, un haz incidente a ésta tendrá una parte que se transmite y otra que se refleja según la ley de Snell. Ésta situación tiene la ventaja de contar con una cavidad resonante que no tiene problemas con la alineación de los componentes ópticos que la conforman, pues el único componente es la misma barra de Nd:YAG. Sin embargo, presenta también varias desventajas, la principal es que inhibe la inclusión de otros componentes ópticos a la cavidad resonante. Componentes tales como espejos, retardadores de fase, polarizadores o conmutadores de Q (*Q-Switch*) [1]. Es muy importante destacar el hecho de que se adquirió un conmutador de Q pasivo del tipo Cr⁴⁺:YAG, el cual permite incrementar la potencia pico de los pulsos láser. Pero debido a la propiedad super-radiante de la barra, no fue posible seguir en esa línea de trabajo. Sin embargo, como veremos en la siguiente sección, el pulso láser conseguido de ésta forma es suficiente para conseguir un buen análisis por medio de LIBS [25].

5.2.1. La longitud de onda de salida

En la figura 5.5 se muestra el arreglo experimental utilizado para medir la longitud de onda de los pulsos de salida de la cavidad resonante. Puede observarse que la cavidad resonante la conforma sólo la barra de Nd:YAG mostrada en la figura 5.3d.

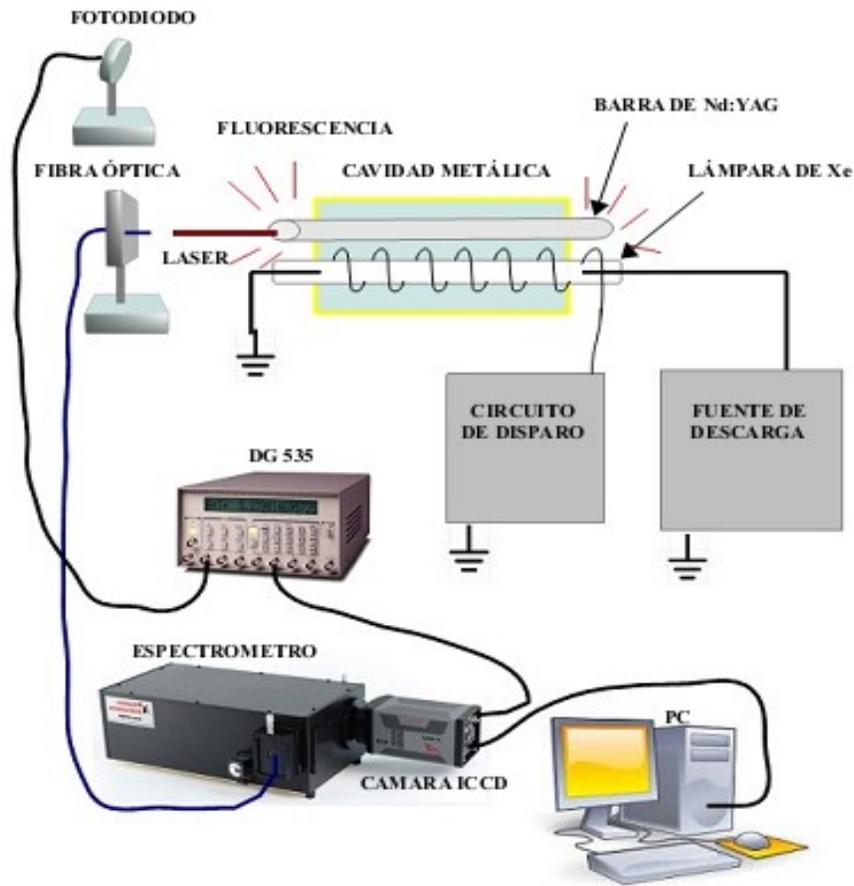


Figura 5.5. Arreglo experimental para medir la longitud de onda de salida de la cavidad resonante.

Para la adquisición de la longitud de onda del láser se utilizó un cable de fibra óptica de cuarzo acoplado a un espectrómetro de 50 cm de distancia focal SpectraPro 2500 de Acton Research con una red de difracción de 600 líneas/mm. La salida del espectrómetro está conectada a una cámara ICCD PiMAX de 1024X1024 de Princeton Instruments la cual procesa de manera digital las señales luminosas provenientes del espectrómetro. Posteriormente, la cámara ICCD se conecta a una PC donde se visualiza y analiza el espectro de salida de la cavidad resonante. Para la sincronía en los tiempos de adquisición de la cámara ICCD y la luz láser, se utilizó un generador de retrasos DG535 de Stanford Research Systems. El DG535 generaba un retraso de 200 ns

posteriores a la fluorescencia de la barra de Nd:YAG, la cual a su vez era adquirida por medio de un fotodiodo Thorlabs Mod. DET410 de InGaAs de alta velocidad de respuesta, para disparar la cámara ICCD. Con el arreglo experimental anterior se obtuvo el espectro mostrado en la siguiente figura:

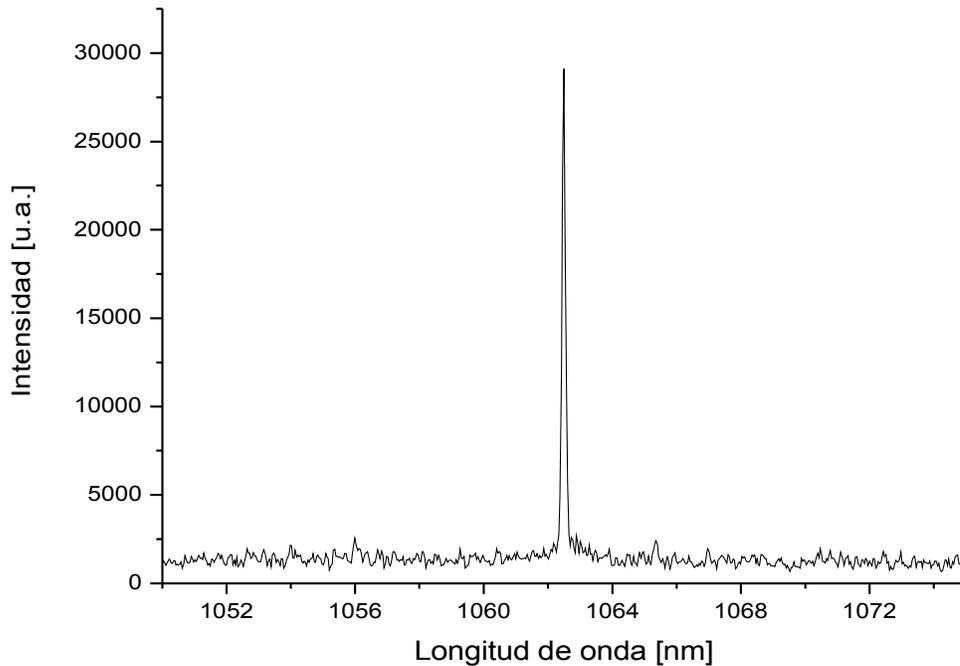


Figura 5.6. Espectro de salida de la cavidad resonante.

El valor pico de la línea láser está centrado en 1062.4 nm, sin embargo se ha caracterizado de manera precisa la principal línea de emisión láser del Nd:YAG en 1064.1 nm [1]. Éste pequeño desplazamiento del valor pico se debe a la calibración del espectrómetro para la región del espectro 1050 a 1075 nm que fue utilizada. Por lo cual sin mayor discrepancia, podemos decir que se tiene emisión LÁSER en **1064 nm**.

5.2.2. La duración del pulso láser

Un parámetro característico de los pulsos láser, es su tiempo de duración. Es importante conocer la forma y el tiempo del pulso o del tren de pulsos generados por la cavidad resonante, pues de esta característica dependerán las aplicaciones que se le puedan dar al sistema láser.

La mayoría de los láseres comerciales implementan conmutadores de Q activos como las celdas de Kerr o de Pockells, las cuales utilizan efectos electro ópticos para producir un pulso de alta potencia y muy corta duración, generalmente en el orden los picosegundos [1]. El tiempo de duración de la lámpara de destello da lugar a un tiempo de fluorescencia de la barra de Nd:YAG de la misma duración. Con lo cual se consigue un amplio número de transiciones estimuladas durante el tiempo de excitación o de fluorescencia del medio activo. En la figura 5.7 se muestra el tiempo de duración y la forma del pulso láser:

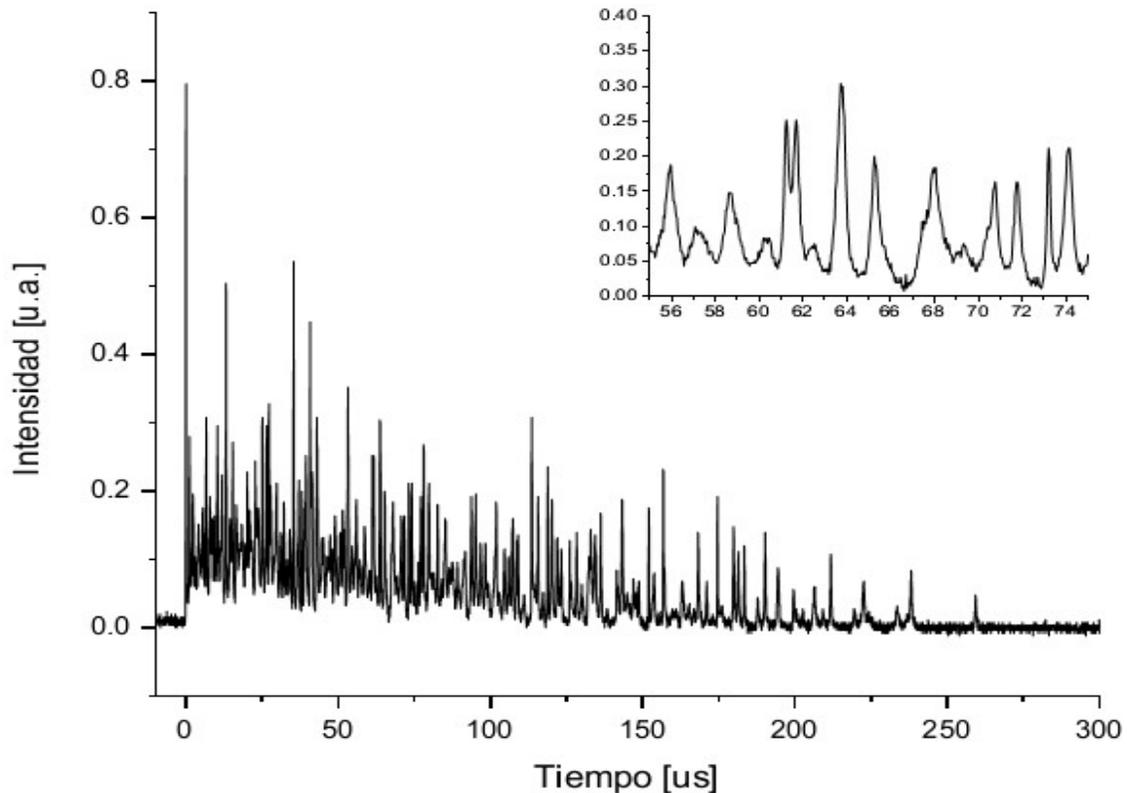


Figura 5.7. Perfil temporal del pulso láser junto con una ampliación del mismo en el intervalo de 54 hasta 76 μs .

Observamos que el pulso láser en sí un tren de pulsos con una duración cercana a los 250 μs . También se observa una ampliación de ésta señal, donde se ve que la separación entre pulsos es aproximadamente de 1 μs , y con una duración de 300 ns (ancho medido a la altura media). Como ya se mencionó, la forma y duración de los pulsos láser no es un parámetro controlable por el sistema, debido a las propiedades de la barra de Nd:YAG. Pero veremos más adelante que éste resultado permite el análisis de muestras mediante la técnica LIBS.

5.2.3. La energía de salida

Otro parámetro importante dentro en la caracterización del sistema láser construido, es la medición de la energía de salida por pulso. Aunque sabemos que la salida de la cavidad resonante es un tren de pulsos de larga duración. Se midió la energía del tren de pulsos con cada una de las tres frecuencias de disparo del sistema. Para ello se utilizó un medidor de potencia de la marca Newport mod. 1918-C con capacidad de detección de hasta 4 kHz, rango de medición de 11 pW - 20 kW y 7 μ J – 20 kJ, con una cabeza detectora mod. 818P-015-18 de InGaAs con rango espectral de 200 – 1800 nm. La tabla 5.1 muestra los resultados obtenidos, cabe destacar que se utilizó un tiempo de adquisición de 10 s.

Frecuencia de disparo [Hz]	Energía promedio [mJ]
1	306 \pm 7
2	183 \pm 1
3	101 \pm 4

Tabla 5.1. Energía de salida del tren de pulsos láser a diferentes frecuencias de disparo.

Anteriormente se había mencionado el hecho de que el sistema no contaba con un control de temperatura para el sistema de enfriamiento. Por tal motivo se llevó a cabo una pequeña medición de la energía de salida de los pulsos láser como función de la temperatura del agua destilada del sistema de enfriamiento del láser. Tal medición comprendió un rango de temperaturas de 21 a 28 °C, para las tres frecuencias de disparo. La temperatura más baja corresponde a la temperatura ambiente del laboratorio al inicio de los pulsos láser mientras que la más alta corresponde a la temperatura de equilibrio del agua por medio del sistema de enfriamiento, la tabla 5.2 muestra los resultados de la prueba:

Frecuencia de disparo [Hz]	Energía promedio [mJ] a 21 °C	Energía promedio [mJ] a 27 °C
1	300 \pm 6	305 \pm 7
2	183 \pm 2	186 \pm 2
3	96 \pm 4	101 \pm 4

Tabla 5.2. Energía de salida del tren de pulsos láser a diferentes temperaturas de operación.

Entonces se considera que el sistema de enfriamiento mantiene prácticamente estable la energía de salida de los pulsos láser y que la variación de la energía dependerá sólo de los valores de la fuente de poder.

5.3. Una aplicación del láser de Nd:YAG: Caracterización de una muestra de aluminio con la técnica LIBS

Uno de los motivos de construir éste sistema láser fue el hecho de utilizarlo en el diagnóstico de plasmas inducidos por láser LIBS, ver Apéndice D. En ésta sección se muestra un breve análisis realizado a una muestra de aluminio de laboratorio. La muestra de aluminio utilizada es una base de montura óptica fabricada en los talleres del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM. Tal muestra ya ha sido analizada anteriormente, y se cuenta con amplia información sobre sus líneas atómicas de emisión [25]. Es por ello que los resultados con la muestra con este sistema láser serán comparados con los obtenidos por medio de análisis de doble pulso con láseres comerciales. La figura 5.8 muestra el arreglo experimental utilizado por Roberto Sanginés *et. al.* [25] el cual utiliza la técnica de doble pulso ortogonal ODP-LIBS para generar el plasma de ablación.

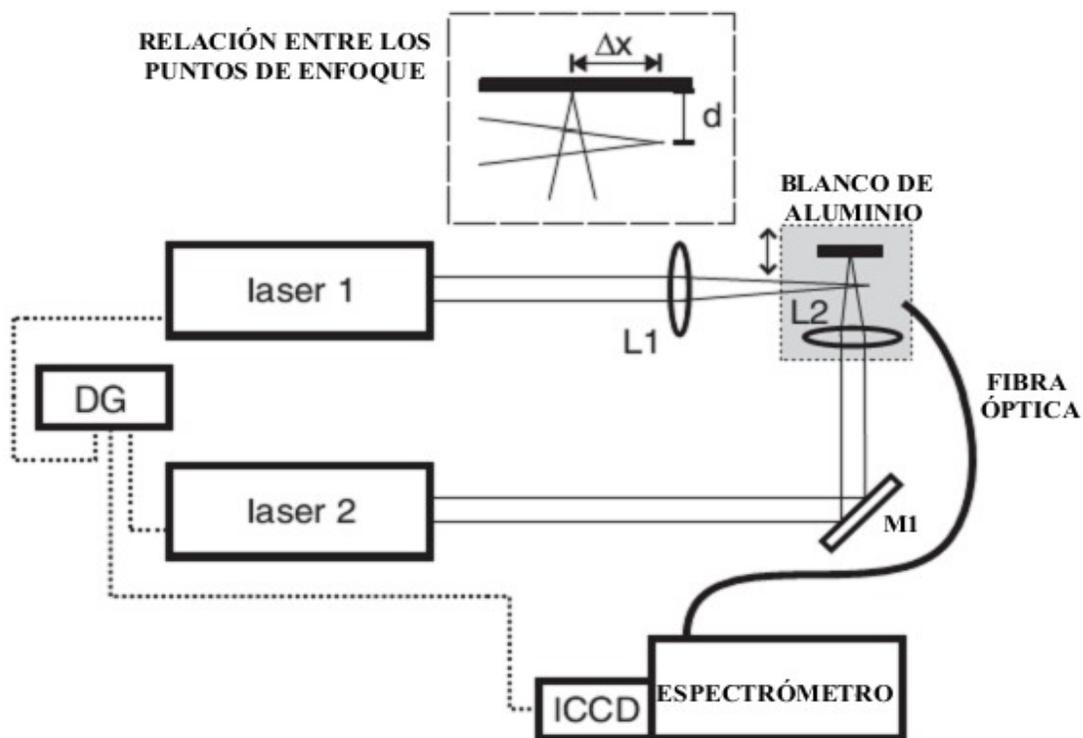


Figura 7.8. Arreglo experimental para LIBS utilizando la técnica de doble pulso ortogonal ODP.

En el arreglo experimental anterior, el proceso de pre-ablación se lleva a cabo por medio del láser 1 Surelite III de Continuum, el cual entrega pulsos de 5 ns de duración configurados a 100 mJ de energía pico a una frecuencia de disparo de 2 Hz. El pulso de éste láser se enfoca a una distancia d , la cual varía de 0.5 a 5 mm a lo

largo de la normal al blanco, de manera paralela a la superficie del blanco por medio de la lente L1 con distancia focal de 10 cm. El pulso de ablación lo proporciona el láser 2, mod. Brio de Quantel, cuyo pulso tiene una duración de 5 ns y una energía seleccionada de 60 mJ pico, el cual se enfoca sobre la superficie del blanco por medio de la lente L2 con distancia focal de 7.5 cm, de ésta forma se producen cráteres de 250 μm de diámetro promedio. Los láseres y el sistema de diagnóstico fueron sincronizados a través de un generador de retardos mod. 575-8C de Berkley Nucleonics. La luz emitida por el plasma fue canalizada por medio de un cable de fibra óptica acoplado a un espectrómetro de 50 cm de distancia focal, mod. SpectraPro 2500 de Acton Research, utilizando una red de difracción de 1800 líneas/mm. La luz dispersada en el espectrómetro es canalizada por medio de una cámara ICCD mod. PiMAX 1024X1024 de Princeton Instruments la cual está sincronizada con el pulso de disparo del láser 2. El tiempo de exposición de la cámara se configuró en 30 μs y el tiempo de retraso desde el inicio del plasma fue de 500 ns para reducir la emisión continua de Bremsstrahlung y de los procesos de recombinación radiativa [26]. Varias líneas de emisión de Al, Mg y Si fueron analizadas en este experimento [25]. El espectro del plasma de ablación obtenido por la técnica de ODP-LIBS se muestra en la figura 5.10, mientras que el espectro obtenido con la técnica de multi-pulso MP-LIBS utilizando el láser construido, por el autor, se muestra en al figura 5.11; el arreglo experimental de ésta última se muestra en la siguiente figura:

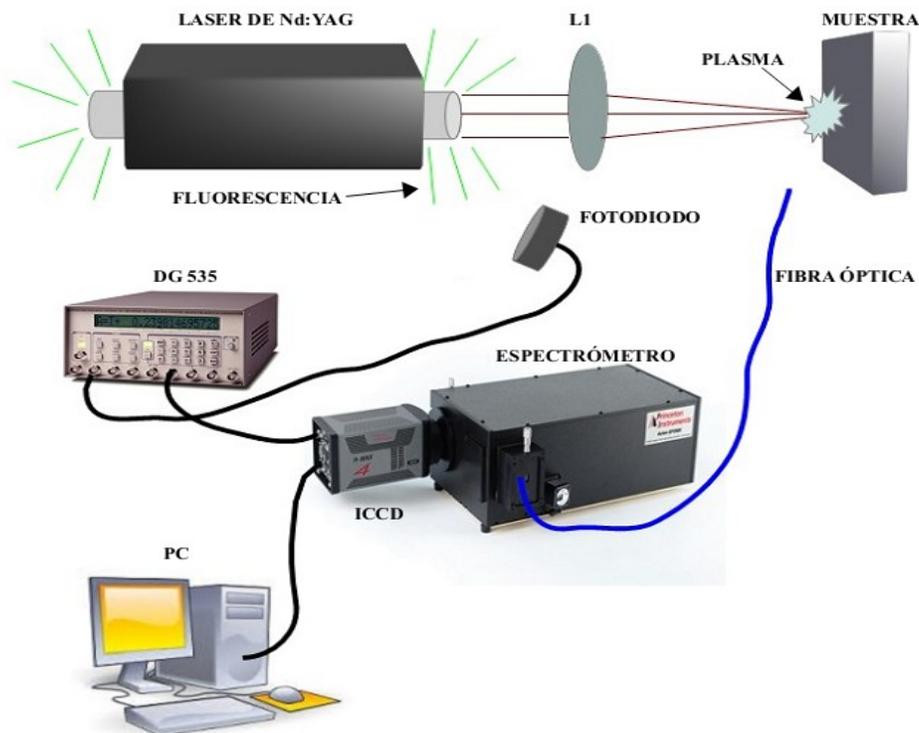


Figura 5.9. Arreglo experimental LIBS por medio de la técnica de multi-pulso utilizando el láser de Nd:YAG construido por el autor.

En el arreglo experimental anterior, el pulso de salida del láser de Nd:YAG con una frecuencia de disparo de 2 Hz es enfocado por medio de la lente L1, de 5.0 cm de distancia focal, sobre una muestra similar de aluminio utilizada en la técnica de ODP-LIBS. La luz es colectada por medio de un cable de fibra óptica hacia el espectrómetro SpectraPro 2500 utilizando una red de difracción de 1200 líneas/mm. La activación de la cámara ICCD (PiMAX 1024X1024) se lleva a cabo por medio del generador de retrasos DG535 de SRS, 500 ns posteriores a la señal de fluorescencia detectada por el fotodiodo (Thorlabs Mod. DET410). De manera similar al montaje anterior, el tiempo de exposición de la cámara se configuró en 30 μ s y el tiempo de retraso desde el inicio del plasma fue de 500 ns para reducir la emisión continua de Bremsstrahlung y de los procesos de recombinación radiativa. A continuación se muestran los espectros obtenidos por cada montaje experimental:

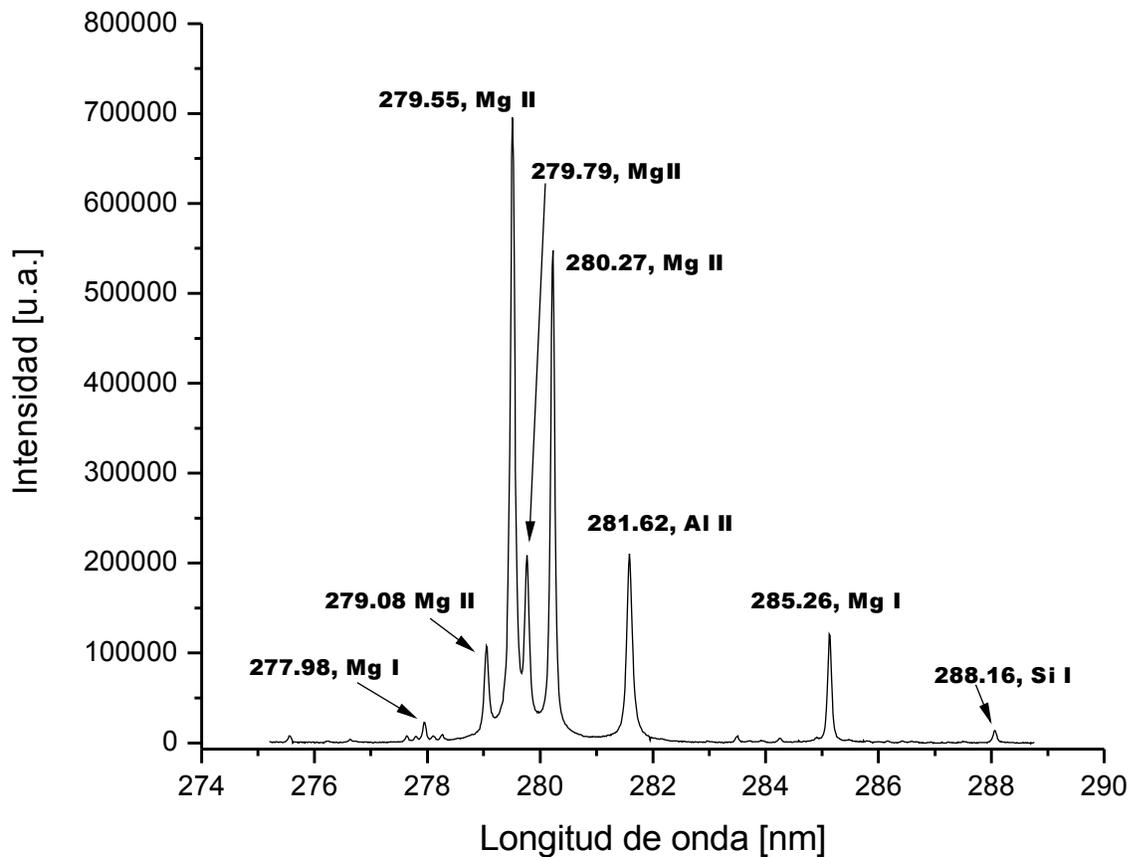


Figura 5.10. Espectro del plasma de ablación de una muestra de aluminio obtenido por R. Sanginés *et. al.* [25] con la técnica ODP-LIBS.

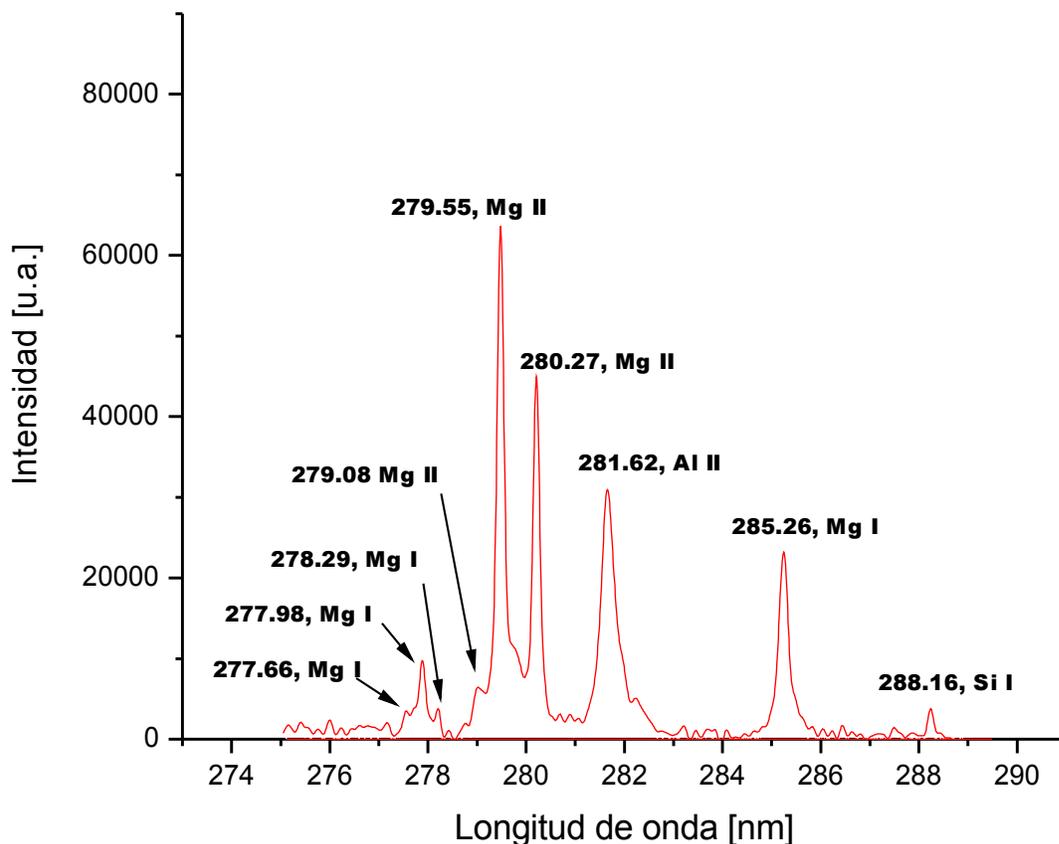


Figura 5.11. Espectro del plasma de ablación de una muestra de aluminio obtenido con el láser construido, por el autor, utilizando la técnica MP-LIBS.

La asignación atómica e iónica se lleva a cabo por medio de la base de datos de líneas atómicas del *National Institute of Standard and Technology* NIST [27]. Estas bases de datos muestran, además de las líneas de emisión, las intensidades relativas medidas por distintos métodos de excitación y algunas constantes espectroscópicas. Es importante a la hora de caracterizar un **material incógnita**, asegurarse que en el espectro aparezcan al menos varias líneas de emisión características de cada elemento. Cuanto mayor sea el número de líneas de emisión que pueda asignarse a un mismo elemento, mayor será la certeza que se tenga sobre su identificación. cuando en el espectro aparecen líneas que son asignadas a elementos diferentes, se debe observar el grado de ionización al que podría corresponder cada una de ellas. En las condiciones experimentales en las que habitualmente se desarrollan los experimentos de LIBS la emisión suele corresponder a elementos neutros y una vez ionizados. Es

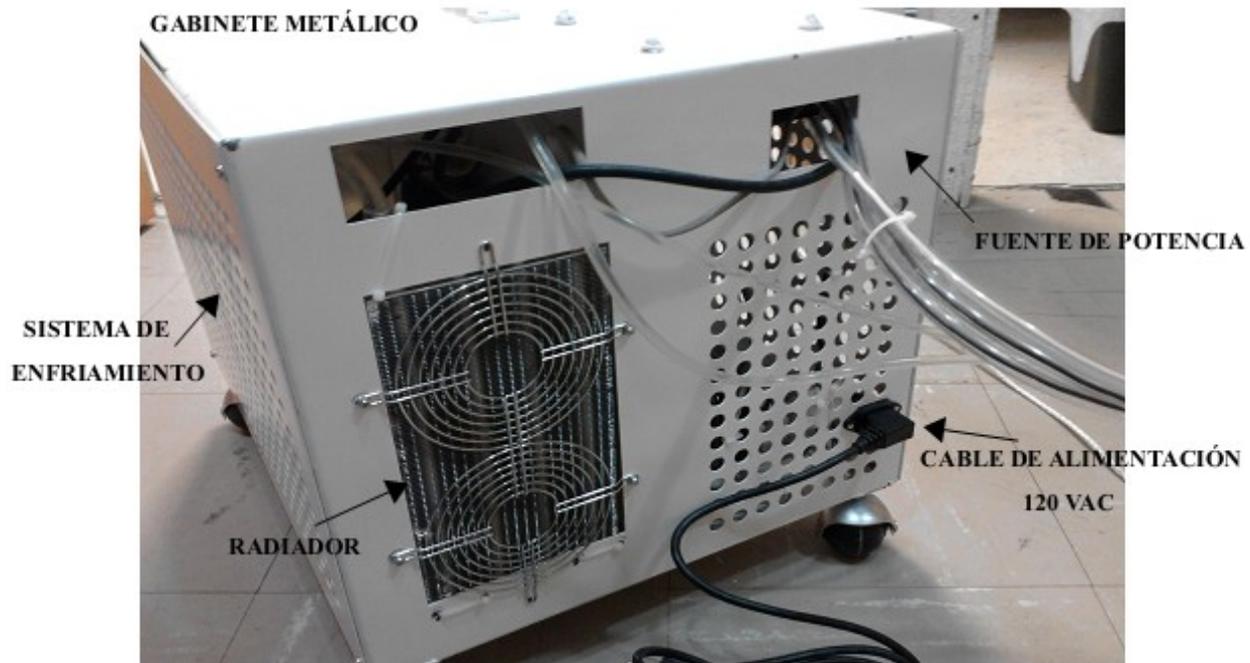
extremadamente raro encontrar líneas de emisión correspondientes a transiciones que provengan del elemento con grados de ionización mayor que 1 [28].

En los espectros anteriores se muestra sólo una pequeña región del espectro de emisión del plasma de ablación, la elección de esta región se debe al hecho de que ésta cuenta con el mayor número de líneas de emisión de distintos elementos, generalmente los elementos principales que constituyen a la muestra analizada. Para los propósitos comparativos entre las fuentes de excitación es que se seleccionó ésta región para la comparación de resultados experimentales. Cabe destacar que para el análisis completo de la muestra se deben analizar amplias regiones del espectro de emisión del plasma de ablación que presentan las líneas de emisión más intensas. En ambos espectros se observa que la mayor parte de líneas de emisión corresponden al magnesio neutro Mg I y una vez ionizado Mg II, mientras que también se observa la presencia de líneas de aluminio una vez ionizado Al II y silicio neutro Si I. Además de que en ambos espectros se observa una relación similar entre las intensidades relativas de las diferentes líneas de emisión. Aunque también es notorio el aumento en la intensidad relativa de algunas líneas que no se encuentran claramente visibles en el otro espectro, tal es el caso de la línea 279.79 de Mg II en la figura 5.10 que no es claramente distinguible en la figura 5.11. El material utilizado para el análisis fue una aleación de aluminio comercial 6463, los análisis completos realizados por R. Sanginés *et. al.* [25] demuestran que el material ésta formada por un **98% de Al, 0.8% de Mg, 0.5% de Si**, y 0.2% de Cu, Fe y otros elementos.

Es muy importante observar la similitud entre los espectros obtenidos con cada una de las técnicas de ablación, de la cual se concluye que el láser de Nd:YAG construido funciona como una buena fuente de excitación para muestras, solidas al menos, en el análisis por medio de LIBS.

5.4. Operación del láser de Nd:YAG

Para finalizar el presente trabajo, esta sección tiene el propósito de mostrar el sencillo procedimiento de operación del sistema láser construido. Se muestran unas imágenes de la apariencia física del láser, sus diversos componentes electrónicos y de enfriamiento. La figura 5.12 muestra los pasos para iniciar el funcionamiento del láser de Nd:YAG construido por el autor. Cabe destacar que es conveniente esperar por lo menos 5 minutos posteriores a haber conectado el cable de alimentación de 120 VAC, antes de iniciar la operación del sistema; debido a que se recomienda esperar a que el flujo de agua del sistema de enfriamiento se implemente de forma correcta [23].



(a)



(b)

Figura 5.12. Sistema de encendido del láser de Nd:YAG. (a) Muestra la parte trasera del gabinete metálico que contiene a la fuente de alimentación de la lámpara de destello y al sistema de enfriamiento. (b) Muestra la parte delantera del gabinete metálico donde se pueden observar la frecuencia de disparo del láser y los botones de encendido y apagado del circuito de disparo y de la fuente de potencia.

Para iniciar la operación del láser, posterior a la conexión del cable de alimentación de 120VAC, se deben seguir estos pasos

- i) Encender el circuito de disparo o *trigger*, podrá escucharse una pequeño sonido producido por una descarga de alta tensión que indica el correcto funcionamiento de este sistema.
- ii) Seleccionar la frecuencia de disparo con el interruptor de palanca que se encuentra debajo de la pantalla LCD.
- iii) La pantalla LCD muestra la frecuencia de disparo seleccionada, aunque es fácil observar que la posición izquierda del interruptor anterior corresponde a la frecuencia de disparo de 1Hz, la central a 2 Hz y la derecha a 3 Hz.
- iv) Finalmente se enciende la fuente de potencia, podrán observarse los destellos de la lámpara de xenón y la fluorescencia de la barra de Nd:YAG

Cabe destacar el hecho de que la EMI es un problema por el tipo de disparo externo elegido, y a veces apaga, reinicia o altera la lectura en la pantalla LCD, si esto sucede es conveniente apagar inmediatamente la pantalla mediante un pequeño interruptor de palanca que se localiza bajo el botón de encendido de la fuente de potencia (figura 5.17). Después de seguir los pasos anteriores es recomendable usar gafas protectoras para infrarrojo para observar, mediante la fluorescencia de una tarjeta detectora de infrarrojo, la emisión láser en 1064 nm. La figura 5.13 muestra la emisión láser en 1064 nm mediante el uso de una tarjeta fluorescente a infrarrojo marca ThorLabs.

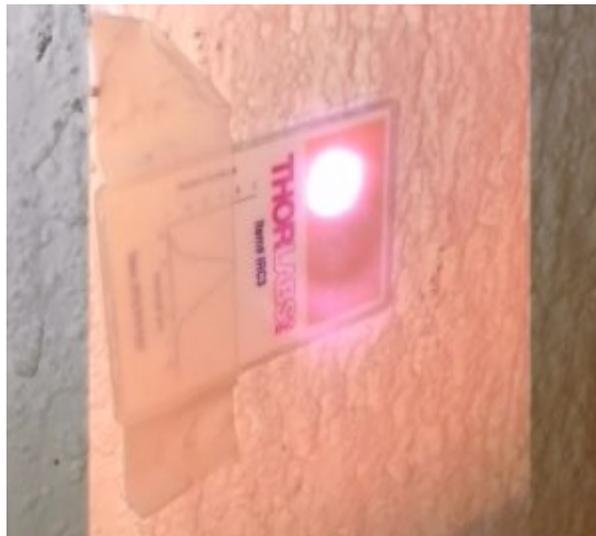


Figura 5.13. Emisión del láser de Nd:YAG en 1064 nm, se puede observar la emisión láser mediante una tarjeta fluorescente en infrarrojo.

Las siguientes imágenes muestran los distintos sistemas y sus componentes del láser de Nd:YAG construido por el autor.

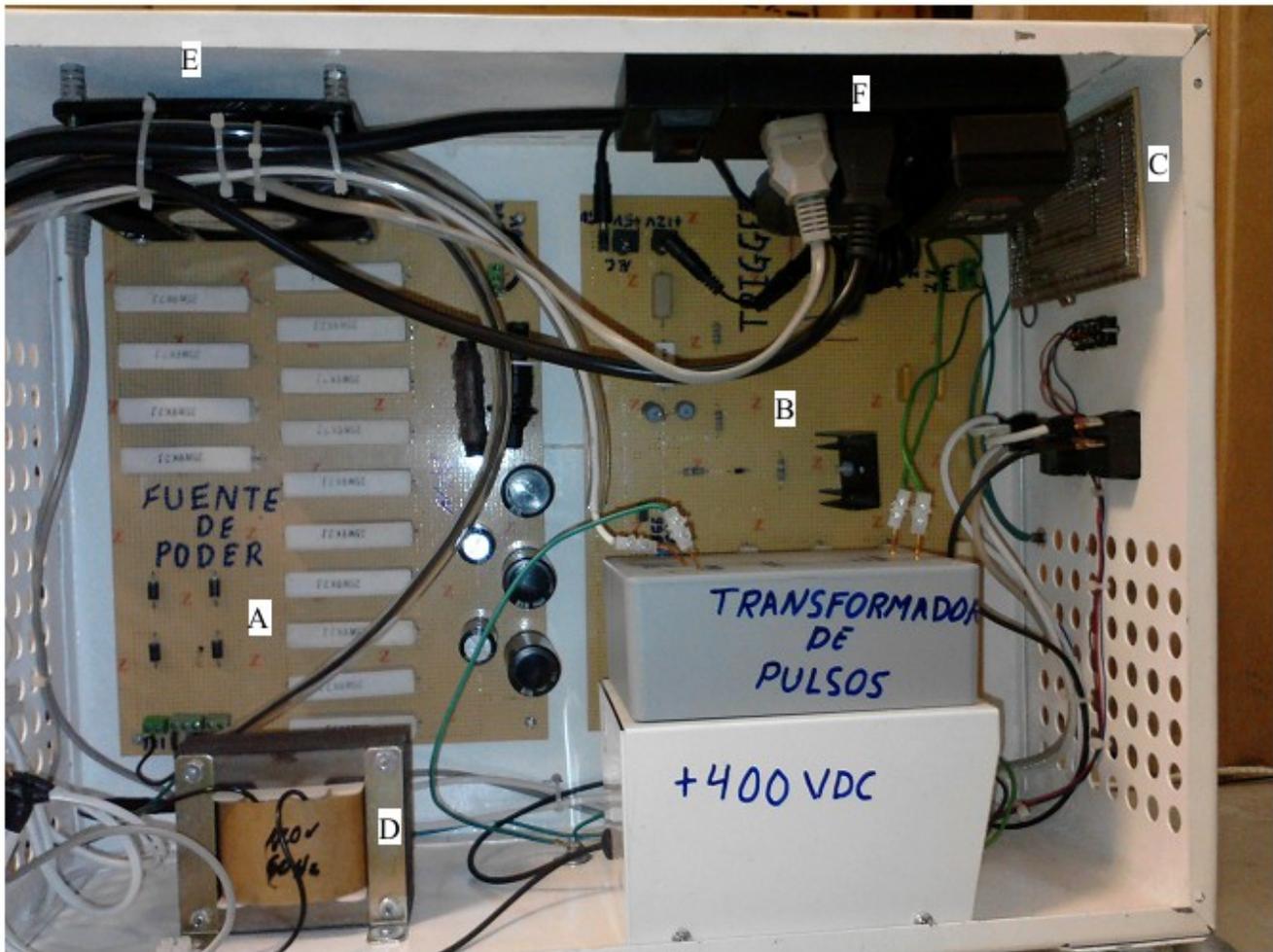


Figura 5.14. Apariencia de la fuente de potencia de la lámpara de destello de xenón.

La figura 5.14 muestra los diversos componentes de la fuente de potencia de la lámpara de destello. La parte **A** la forman los circuitos electrónicos de la fuente de carga de los capacitores y PFN (fuente de poder. **B** la forma el circuito de disparo o *trigger*. **C** es el circuito de acondicionamiento de la pantalla LCD. **D** es el transformador de la fuente de carga de los capacitores. **E** es un ventilador de 120VAC para enfriar las resistencias de la fuente de carga de los capacitores. **F** es un multi-contacto de 6 tomas de 120VAC para reducir el tamaño de las conexiones de diversos componentes. Adicionalmente, se observan los gabinetes que contienen al transformador de pulsos construido, ver sección 4.3.1, y a la fuente de potencia de 400VDC para el circuito de disparo.

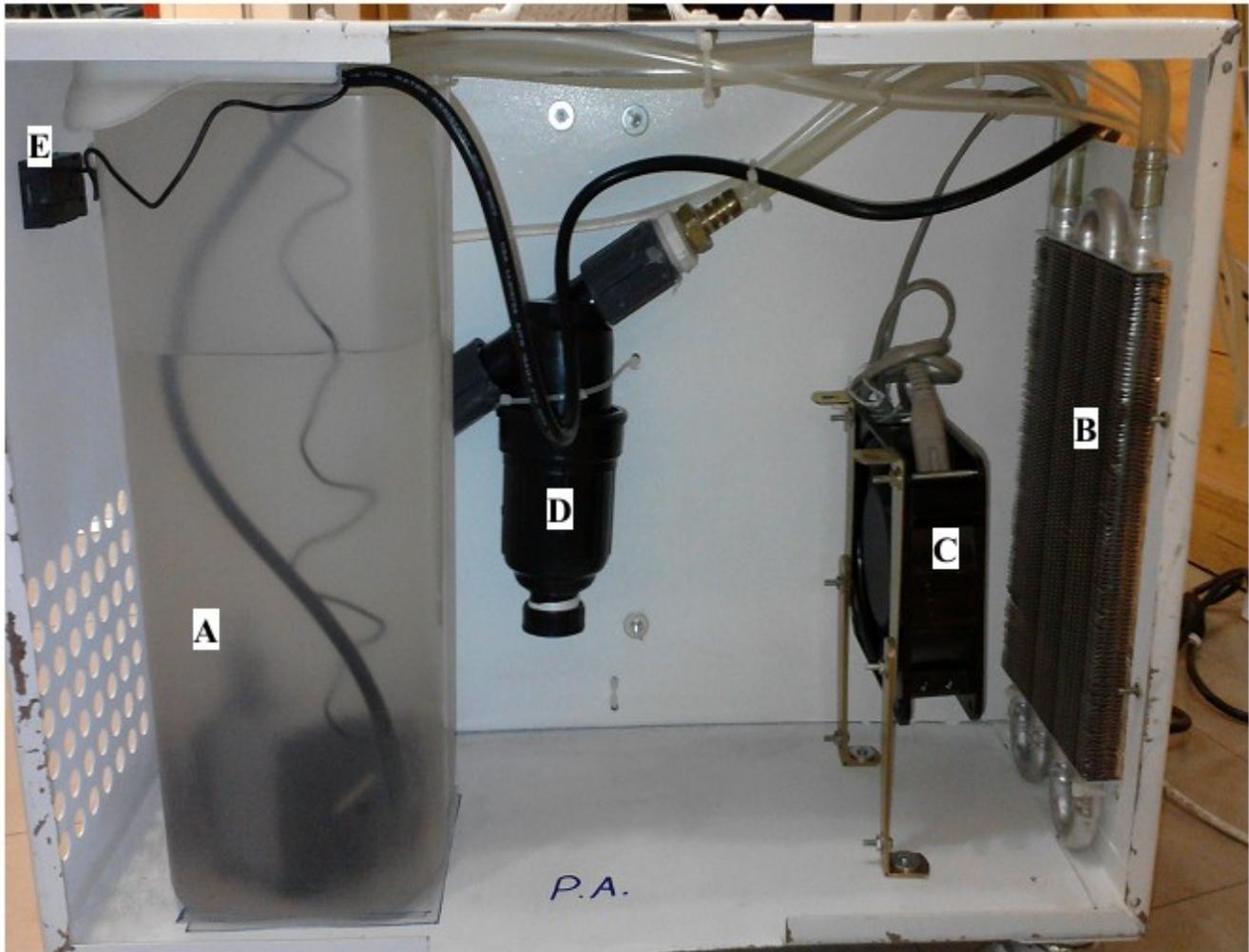


Figura 5.15. Apariencia del sistema de enfriamiento.

La figura 5.15 muestra los componentes del sistema de enfriamiento implementado. **A** muestra un pequeño recipiente para almacenar el agua destilada, en su interior se encuentra la bomba sumergible utilizada para hacer fluir el agua a través de la cavidad reflejante. **B** es el radiador para cajas automáticas de acero inoxidable. **C** es el ventilador para mejorar la disipación de calor en el radiador. **D** es un filtro para agua de malla plástica fina. **E** es un termómetro ambiental implementado para medir la temperatura del agua destilada, el sensor se encuentra dentro del tanque de agua.

La siguiente figura muestra el interior del gabinete para la cavidad reflejante y resonante. Cabe destacar el hecho de que sus dimensiones permiten la inclusión de espejos, *Q-Switch* u otro componente óptico para el trabajo a futuro. El gabinete está hecho en acrílico para aislar eléctricamente la cavidad reflejante del medio externo.

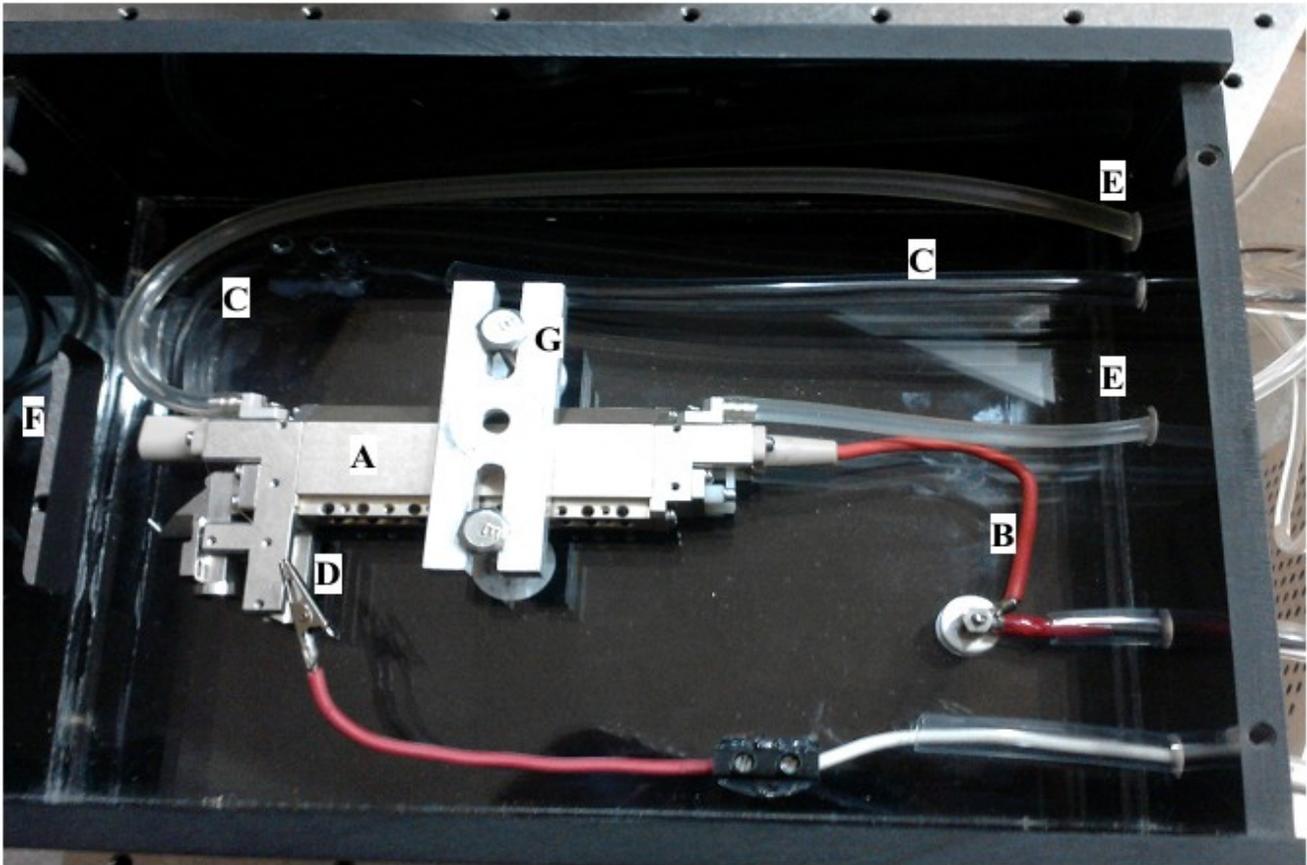


Figura 5.16. Colocación de la cavidad reflejante y resonante del láser de Nd:YAG en un gabinete de acrílico junto con sus conexiones eléctricas y de enfriamiento.

En la figura 5.16 se observa el interior del gabinete de acrílico que contiene a la cavidad reflejante y resonante o la “cabeza del laser” de Nd:YAG. **A** es la cavidad reflejante que tiene en su interior a la lámpara de destello y la barra de Nd:YAG, ver sección 5.1. **B** es la conexión entre el cátodo de la lámpara de destello y el circuito PFN. **C** es la conexión a tierra de la lámpara de destello. **D** es la conexión entre el alambre de cobre que se encuentra alrededor de la lámpara de destello y el circuito de disparo o *trigger*. **E** son mangueras de nivel de 1/8 de pulgada por las cuales fluye agua destilada hacia la cavidad reflejante. **F** es la ranura de salida del gabinete para la emisión láser. **G** es el mecanismo de sujeción de la cavidad reflejante al gabinete de acrílico, entre la cavidad reflejante y la tapa inferior del gabinete hay un pequeño espacio construido para evitar que la sujeción de la cavidad se realice de manera externa al gabinete. La figura 5.17 muestra los diferentes perfiles del láser de Nd:YAG contruido por el autor. Cabe señalar que las dimensiones del gabinete metálico son: 40 X 37 X 50 cm, con una división interna para separar la fuente de potencia del sistema de enfriamiento. Mientras que las dimensiones del gabinete de acrílico son: 17 X 8 X 25 cm con una división interna para que la sujeción de la cavidad reflejante se realice en el interior del gabinete.



(a)



(b)

Figura 5.17. Vista trasera (a) y delantera (b) del láser de Nd:YAG construido por el autor.

Conclusiones y trabajo a futuro...

Conclusiones. Hay varias características importantes del sistema láser construido, las cuales se en listan a continuación:

- Se construyó la fuente de potencia para un sistema láser de Nd:YAG el cual emite un tren de pulsos con duración aproximada de 250 μ s a una longitud de onda de 1064 nm, y con frecuencia de disparo variable de 1, 2 y 3 Hz.
- El circuito de descarga del sistema tiene la característica de ser críticamente amortiguado, con todas la ventajas que esto conlleva.
- Tiene la ventaja de que la optimización del sistema no depende de la alineación de la cavidad resonante, pues la barra del Nd:YAG es en sí misma la cavidad resonante, con lo que la energía y el tiempo de duración de los pulsos dependen sólo de la fuente de bombeo óptico del sistema.
- La energía promedio en cada una de las frecuencias de disparo resultan ser prácticamente estables: 306 \pm 7 mJ a 1 Hz, 183 \pm 1 mJ a 2 Hz y 101 \pm 4 mJ a 3 Hz.
- Pese a no contar con un sistema de control de temperatura, el sistema ha demostrado mantener una estabilidad considerable en los valores de energía promedio respecto a las variaciones de temperatura en el laboratorio, esto debido al relativamente sencillo sistema de enfriamiento implementado.
- Por otro lado, debido a la naturaleza multi-pulso del sistema láser, éste presenta las condiciones necesarias para funcionar como fuente de excitación de materiales sólidos para ser analizados por medio de la Espectroscopía de Plasmas Inducidos por Láser [29]. Esto permite la reducción de los complejos arreglos experimentales utilizados normalmente como el de doble pulso DP-LIBS, en el cual son necesarios dos láseres de pulsos cortos (unos pocos nanosegundos de duración), sincronizados entre sí, para generar un plasma de ablación en la muestra.
- Finalmente, se destaca el hecho de los costos de producción del sistema, los cuales se encuentran al rededor de los \$10,000, además de que los materiales utilizados en la construcción de los diferentes sistemas del láser, son de fácil acceso en el país.

El tiempo de construcción del sistema fue cercano a los 10 meses incluyendo las revisiones bibliográficas correspondientes. Por lo que si requiera la construcción de un sistema similar, el tiempo de construcción del mismo tendría una duración muy inferior al tiempo anterior, y seguramente un costo de construcción igualmente menor. Cabe destacar el hecho de que los costos de producción son inferiores a los de un sistema láser comercial con características similares al aquí construido.

Trabajo a futuro. Hay varios puntos que vale la pena destacar sobre el funcionamiento del sistema láser construido, pues omitirlos llevaría pensar que se cuenta con un sistema equiparable a uno comercial. Debemos recordar que el principal propósito de construcción del mismo tiene la finalidad de servir como fuente de excitación para la implementación de la técnica LIBS, aunque la prueba realizada en el capítulo 7 muestre resultados favorables, se deben mencionar las desventajas encontradas en él mismo.

- La principal desventaja que presenta el sistema, es el hecho de que la barra de Nd:YAG es super-radiante por lo cual es en sí misma la cavidad resonante, pues eso impide la inclusión de diversos dispositivos ópticos en la misma. A principios de éste trabajo se compró un absorbente saturable pues se tenía la idea de construir un láser pulsado con conmutador de Q pasivo del tipo Cr⁴⁺:YAG [1], con la finalidad de aumentar la potencia pico de los pulsos de salida. Pero debido a la propiedad super-radiante de la barra de Nd:YAG, esto no fue posible. Sin embargo, se puede intentar remover el recubrimiento 100% reflejante de uno de los extremos de la barra, con la finalidad de inhibir que la barra de Nd:YAG sea en sí misma una cavidad resonante a 1064 nm. Esto permitiría la inclusión del absorbente saturable o tal vez de un conmutador de Q activo como una celda de Pockells en la cual se pueda tener control sobre los pulsos de salida.
- Respecto al circuito de disparo, se puede mejorar la eficiencia de disparo evitando la EMI producida por el disparo externo utilizado en éste trabajo. Esto puede llevarse a cabo mediante la implementación de un circuito de disparo en serie, ver capítulo 3. Su implementación comprende la construcción de otro transformador de pulsos en el cual el secundario del mismo debe tener el valor de inductancia adecuado, 161 μ H, para remplazar la inductancia del circuito PFN y mantener la condición de corriente críticamente amortiguada en la lámpara de destello. En éste contexto, el circuito construido para el disparo externo puede seguir siendo el mismo y sólo se requiere modificar al transformador de pulsos.
- Resulta muy interesante el hecho de que éste sistema tenga las características necesarias para funcionar como una fuente de excitación para la aplicación de LIBS. El siguiente paso sería la caracterización de otros materiales conocidos, incluso de detección de contaminantes en líquidos, el cual es uno de los temas de investigación del Dr. Martin Sobral y su grupo estudiantes. Y de resultar favorables las pruebas anteriores se podrían intentar estudios en materiales incógnita.

Código fuente del PIC16F84A

El código fuente que controla al microcontrolador PIC16F84A fue escrito y depurado en el programa MPLAB IDE 8.0 de Microchip technology inc.

```

    __CONFIG    __CP_OFF & __WDT_OFF & __PWRTE_ON & __XT_OSC

    LIST P=16F84A
    INCLUDE <P16F84A.INC>

    CBLOCK 0x0C
    ENDC

    #DEFINE SHOOT PORTA, 3    ;definición del puerto A3 como salida del pulso

    ORG 0
    NOP
    GOTO START

    INCLUDE <lib4blcd.inc>    ;inclusión de la libreria para controlar al LCD
START    CLRF PORTA
        CLRF PORTB
        CALL LCD_Inicializa    ;sub-rutina que prepara al LCD para mostrar los mensajes
        CALL LCD_Linea1    ;sub-rutina para indicar que el mensaje se muestre en la primera línea del LCD
        MOVLW MSG1    ;carga en el registro de trabajo la dirección del primer mensaje "U.N.A.M."
        CALL LCD_MESSAGES    ;sub-rutina para mostrar el mensaje apuntado por W (línea anterior)
        CALL LCD_Linea2
        MOVLW MSG2    ;carga en el registro de trabajo la dirección del primer mensaje "C.C.A.D.E.T."
        CALL LCD_MESSAGES
        MOVLW .50    ;carga al registro de trabajo con 50 decimales para mostrar los mensajes anteriores -
        CALL Delay_Xseconds    ;durante 5 segundos
        CALL LCD_Borra    ;limpia la pantalla del LCD para mostrar nuevos mensajes
        CALL LCD_Linea1
        MOVLW MSG3    ;carga en el registro de trabajo la dirección del primer mensaje "Laser Nd:YAG"
        CALL LCD_MESSAGES
        CALL LCD_Linea2
        MOVLW MSG4    ;carga en el registro de trabajo la dirección del primer mensaje "Fout = ? Hz"
        CALL LCD_MESSAGES
        MOVLW .20
        CALL Delay_Xseconds
        CALL SET_PORTS    ;sub-rutina para ajustar los puertos de entrada y salida
        NOP    ;loop principal en donde mediante polling se sensan los pines designados como -
RL_SHOOT    ;entrada para actualizar la salida

```

```

BCF SHOOT ;se empieza por un estado bajo del pulso
MOVLW .9 ;se carga en W la posición en donde se muestra la frecuencia
CALL LCD_PosicionLinea2 ;coloca el puntero en la posición indicada
BTFSC PORTB , 0 ;sensa portb0, si es 1 muestra y genera pulso de 3 Hz
GOTO SHOW_THREE
BTFSC PORTB , 1 ;sensa portb1, si es 1 muestra y genera pulso de 2 Hz
GOTO SHOW_TWO
BTFSC PORTB , 2 ;sensa portb2, si es 1 muestra y genera pulso de 1 Hz
GOTO SHOW_ONE
GOTO RL_SHOOT

SHOW_ONE MOVLW '1' ;sub-rutina para mostrar y actualizar la salida a 1 Hz
CALL LCD_Caracter
CALL Delay_200us
NOP
CALL ONE_DOWN ;llamada para generar el estado bajo del pulso del 99%
BSF SHOOT ;ajusta el estado del pin PA3
CALL TIME_UP ;llamada para generar el estado alto del pulso del 1%
NOP
GOTO RL_SHOOT

SHOW_TWO MOVLW '2' ;sub-rutina para mostrar y actualizar la salida a 2 Hz
CALL LCD_Caracter
CALL Delay_200us
NOP
CALL TWO_DOWN ;llamada para generar el estado bajo del pulso del 98%
BSF SHOOT ;ajusta el estado del pin PA3
CALL TIME_UP ;llamada para generar el estado alto del pulso del 2%
NOP
GOTO RL_SHOOT

SHOW_THREE MOVLW '3' ;sub-rutina para mostrar y actualizar la salida a 2 Hz
CALL LCD_Caracter
CALL Delay_200us
NOP
CALL THREE_DOWN ;llamada para generar el estado bajo del pulso del 97%
BSF SHOOT ;ajusta el estado del pin PA3
CALL TIME_UP ;llamada para generar el estado alto del pulso del 3%
NOP
GOTO RL_SHOOT

ONE_DOWN ;sub-rutina de duracion 990086 us incluyendo las sentencias call and return
MOVLW .9
CALL Delay_Xseconds
MOVLW .9
CALL Delay_Xmseconds
RETURN

TWO_DOWN ;sub-rutina de duracion 490065 us incluyendo las sentencias call and return
MOVLW .4
CALL Delay_Xseconds
MOVLW .9
CALL Delay_Xmseconds
RETURN

```

```
THREE_DOWN                                ;sub-rutina de duración 320033 us incluyendo las sentencias call and return
    MOVLW .3
    CALL Delay_Xseconds
    MOVLW .2
    CALL Delay_Xmseconds
    RETURN

TIME_UP                                    ;sub-rutina de duración 10013 us incluyendo las sentencias call and return
    MOVLW .1
    CALL Delay_Xmseconds
    RETURN

END
```

Pulsos de salida del PIC16F84A

La siguiente figura muestra la forma de los pulsos de salida generados por el microcontrolador PIC16F84A, estos pulsos tiene un voltaje de 5V, un tiempo en alto de 10 ms y un tiempo en bajo que depende de la frecuencia de disparo seleccionada por el usuario.

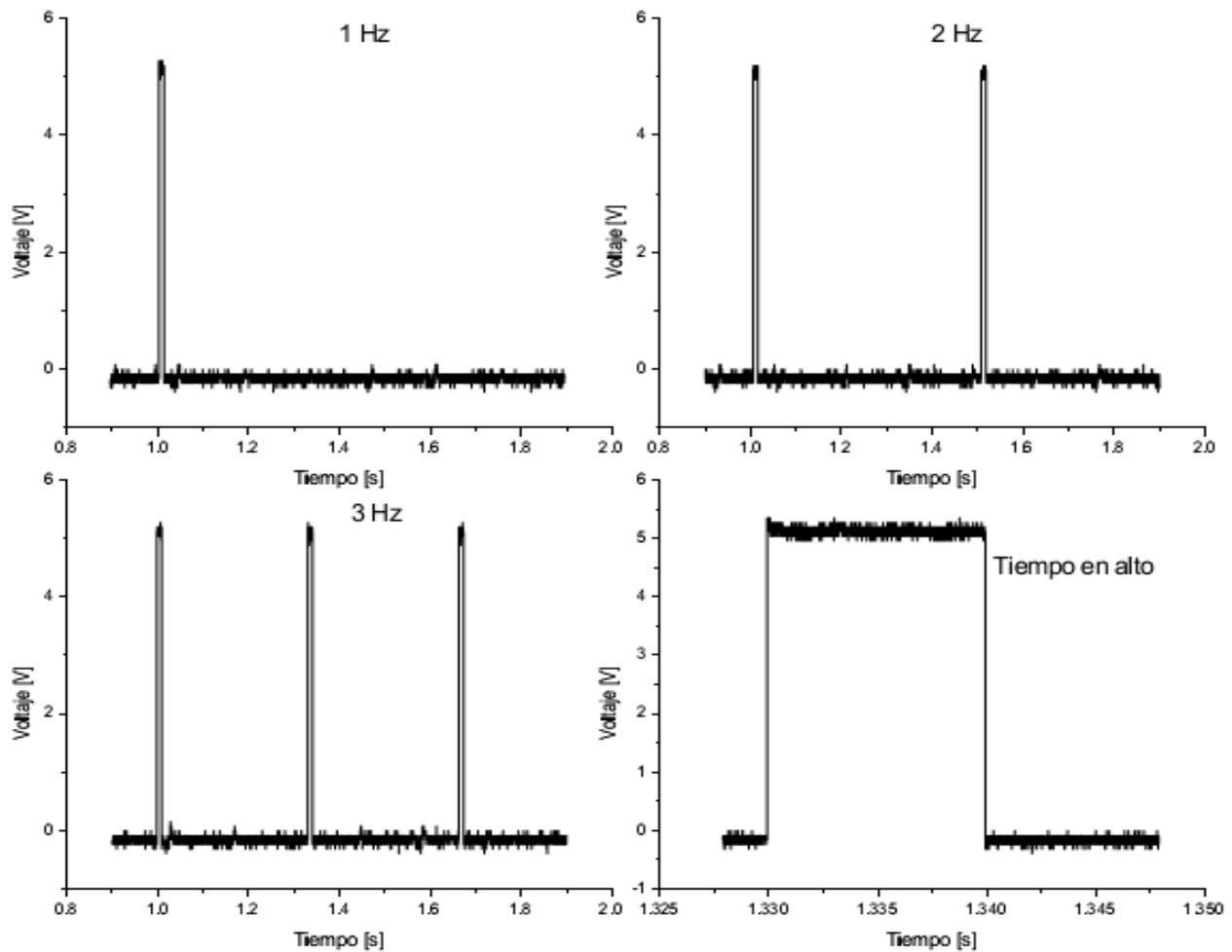


Figura b1. Pulsos de salida del microcontrolador PIC16F84A.

Funcionamiento de la bobina Rogowsky

La bobina Rogowsky es un dispositivo electrónico, usado como transductor para medir corriente alterna o pulsos rápidos de corriente. 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. Su principio de funcionamiento se deduce por medio de la ley de Ampere [21]:

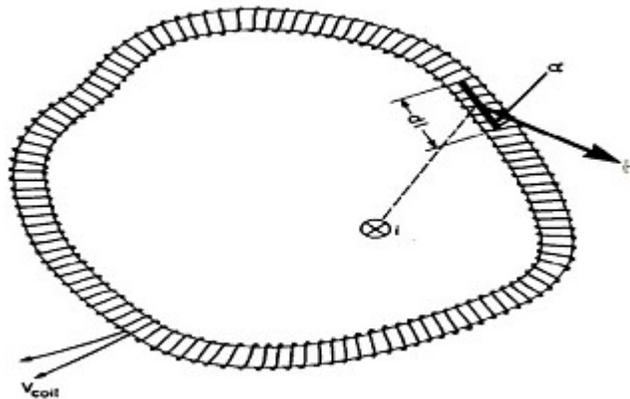


Figura c1. Principio físico de la bobina Rogowsky

La figura c1 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, α el ángulo entre el campo H y el elemento dl , se tiene:

$$\oint H \cos(\alpha) dl = i \quad (C1)$$

Y el flujo de campo magnético ésta dado por:

$$\Phi = \int d\Phi = \mu_0 n A \int H \cos(\alpha) dl = \mu_0 n A i \quad (C2)$$

Para una corriente que varia en el tiempo el voltaje de salida ésta dado por el cambio en el flujo de corriente:

$$V_{coil} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\mu_0 n A \frac{di}{dt} = -M \frac{di}{dt} \quad (C3)$$

Donde M es la inductancia mutua entre el conductor y la bobina, en la ecuación anterior se muestra que el voltaje de salida de la bobina es proporcional a la derivada de la corriente del conductor. La señal de voltaje en la expresión (C3) es analizada e integrada mediante el programa Kaleida Graph 3.6, de esta manera se obtiene la señal de corriente de entrada a la lámpara de destello.

Introducción a la espectroscopía de plasmas inducidos por láser *LIBS*

La espectroscopía de plasma inducido por láser, es una técnica de espectroscopía de emisión atómica (AES) que emplea un plasma generado por láser como fuente de excitación, vaporización y atomización. Debido a que el plasma se forma por radiación óptica enfocada, éste método presenta muchas ventajas sobre otras técnicas de AES que usan dispositivos alternos (como electrodos y bobinas) para formar la fuente de excitación-vaporización. Entre sus ventajas se encuentra el hecho de poder analizar muestras *in situ* y remotamente sin necesidad de preparar dicha muestra. En su forma más básica, una medición LIBS se lleva a cabo formando un plasma sobre o dentro de la muestra y entonces se colecta y analiza espectralmente la luz del plasma [30]. El Análisis cualitativo y cuantitativo es realizado por el monitoreo de la posición e intensidad de las líneas espectrales. Aunque la técnica de LIBS tiene 51 años de existencia, su principal interés se centra en la física de la formación del plasma. Desde entonces sus capacidades analíticas han sido más evidentes. Unos pocos instrumentos basados en LIBS han sido construidos pero no tuvieron un uso extenso. Aunque recientemente, se tiene un interés renovado en este método para un amplio rango de aplicaciones. Esto se debe principalmente al considerable desarrollo de los dispositivos tecnológicos (láseres, espectrómetros, detectores) usados en los instrumentos LIBS así como a la emergente necesidad de llevar a cabo mediciones bajo condiciones no factibles con métodos analíticos convencionales. Una revisión a los textos de LIBS muestra que el método tiene una sensibilidad de detección de muchos elementos que es comparable o incluso excede las características de otros métodos de campo-extendido.

D.1 Interacción de láseres pulsados con la materia

Cuando la radiación electromagnética emitida por un láser pulsado incide sobre la superficie de un material se producen diversos fenómenos, entre ellos reflexión, transmisión, dispersión y absorción. La energía absorbida

por el material puede a su vez dar lugar a la emisión de luz (fluorescencia, fosforescencia), calentar el material, fundirlo, producir vaporización, desencadenar reacciones químicas, generar un plasma. La presencia y eficiencia de uno u otro fenómeno dependerá de las propiedades del material, de la irradiancia del láser (definida como la potencia por unidad de área, medida en W/cm^2) y de su longitud de onda. La duración del pulso láser puede variar típicamente entre unas decenas de microsegundos (10^{-6} s) a unos pocos femtosegundos (10^{-15} s). En general, se denomina láseres de pulsos largos a aquellos cuya duración es del orden de los microsegundos o superiores. Láseres de pulsos cortos a aquellos cuya duración es del orden de los nanosegundos y láseres de pulsos ultracortos a aquellos cuya longitud temporal de pulso es del orden de los picosegundos o femtosegundos.

En el caso de materiales sólidos no transparentes si la irradiancia es menor a $10^4 \text{ W}/\text{cm}^2$ la superficie del material absorberá parte de la luz (el resto es reflejado o dispersado por la superficie), en una región que puede variar entre 1 a $100 \mu\text{m}$ dependiendo del material y de la longitud de onda del láser. La energía absorbida interactúa con los electrones de las especies que constituyen el material (átomos, moléculas), excitándolos, por ejemplo aumentando la energía cinética de los electrones libres en metales, o generando vibraciones en dieléctricos. La desactivación de estas especies puede dar lugar a la emisión de luz (fluorescencia o fosforescencia) o generar calor. Con estos valores de irradiancia cualquier cambio a nivel molecular o atómico que pueda presentarse en la muestra será reversible, siempre y cuando no se produzca algún tipo de reacción química irreversible.

Si se aumenta la irradiancia entre 10^5 y $10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$, la luz absorbida puede generar cambios de fase en el material. Por ejemplo si el tiempo de duración del pulso láser es menor que el tiempo de difusión del calor en el material, la región donde impacta el láser se puede derretir y fundir. El tiempo en el que la energía absorbida se transforma en calor depende del tipo de material, pero típicamente para metales es del orden de 10^{-13} s, y en el caso de no metales entre 10^{-6} s y 10^{-12} s. Con estos valores de irradiancias se pueden realizar soldaduras y texturizado de superficies. Si la irradiancia es superior a los $10^9 \text{ W}/\text{cm}^2$ el material se vaporiza violentamente y se produce el fenómeno de ablación, el cual se describe a continuación.

D.1.1. Ablación láser

El término ablación láser se refiere al proceso de remoción de material desde una superficie sólida cuando la misma es irradiada con un haz láser de adecuada irradiancia. En general el proceso de ablación esta acompañado por otros dos fenómenos: la generación de luz y de sonido.

La emisión de luz se produce porque el material que interactúa con el láser es vaporizado violentamente, se rompen los enlaces de las estructuras que ligan a los átomos y estos se excitan e ionizan formando un plasma. Este plasma es extremadamente caliente (se ponen en juego temperaturas del orden de los 15000 K). El incremento violento de la temperatura (a razón $750 \text{ K}/\mu\text{s}$) produce un incremento igualmente violento de la

presión, del orden de 10^8 Pa, generándose así una diferencia de presiones entre la zona del plasma y la atmósfera que rodea a este. Este proceso genera una onda de choque que se percibe como un chasquido. El registro de la onda sonora que se produce durante la ablación láser ha dado lugar a la técnica LAIP (*Photoacoustic Induced by Laser Ablation*), que puede ser aplicada por ejemplo para el control de calidad de limpieza de superficies o como método para determinar umbrales de ablación láser [31].

El umbral de ablación es un parámetro que se define como la mínima potencia por unidad de área necesaria para producir ablación. Este parámetro depende de las propiedades del material, y de las características de la emisión del láser, particularmente la duración del pulso y la longitud de onda de irradiación. Las propiedades del material que determinan los valores de irradiancia umbral son básicamente su absorción a la longitud de onda de irradiación, el tipo de enlace químico que lo caracteriza y su tensión de evaporación. Cuando se trabaja con láseres de pulsos cortos es común determinar los umbrales de ablación en términos de fluencia láser, la que se define como la energía del pulso por unidad de área y puede estar expresada como J/cm^2 .

D.1.1.1. Ablación con láseres de pulsos cortos

La ablación con láseres de pulsos cortos genera cráteres que suelen no tener límites perfectamente definidos, con crestas y con material re-depositado en los bordes y el fondo proveniente de re-solidificación. La Figura d.1 muestra un ejemplo de esta situación, para el caso de una muestra de cobre metálico ablacionada con un láser de 10 nanosegundos de duración de pulso. Dado que, la región de ablación suele ser de mayor superficie y volumen que el cráter formado, se define una zona afectada por el calentamiento (ZAC). Esta ZAC no solo se manifiesta superficialmente, si no también volumétricamente hacia el interior del material, por ejemplo a través de microfisuras o si el material es cristalino presentando zonas amorfizadas. Este fenómeno ocurre debido a que el pulso láser incidente tiene una duración temporal mayor que el tiempo de difusión térmica del calor en el material.

En lo que respecta al plasma generado por láseres de pulsos cortos se ha demostrado que durante los primeros nanosegundos de vida del mismo hay interacción con la zona final del pulso láser que lo generó [31]. Esta interacción se denomina apantallamiento y provoca una disminución en la eficiencia de la energía depositada sobre la muestra. En otras palabras disminuye la eficiencia de ablación.



Figura d.1. Cráter producido por la ablación de una muestra de cobre metálico con un láser pulsado de 10 nanosegundos. Se observa el material redepositado y las crestas formadas.

D.2. Arreglo experimental de LIBS

En la figura d.2 se muestra un diagrama en bloque de la instrumentación que normalmente se emplea en experimentos LIBS. El mismo está compuesto por una fuente de excitación; un sistema de recolección de la luz, un sistema de análisis de la radiación emitida y un sistema de detección de la luz [28]. A continuación se describirán brevemente cada uno de estos bloques y los dispositivos que los conforman.

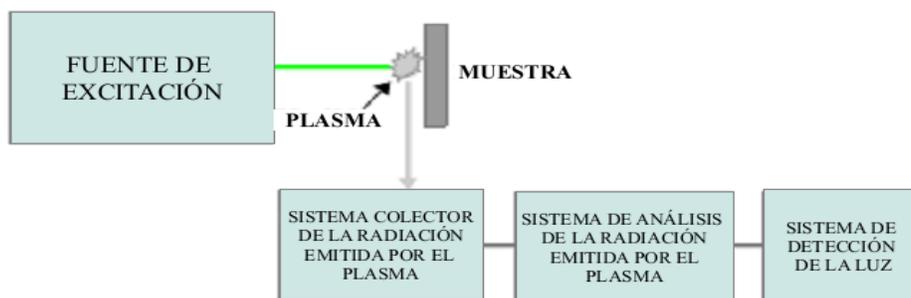


Figura d.2. Diagrama de bloques de la técnica LIBS.

D.2.1. La fuente de excitación

Las fuentes de excitación más comúnmente empleadas en experimentos LIBS son los láseres de pulsos cortos cuya duración es típicamente del orden de los nanosegundos y en los últimos años se ha dado un gran incremento en las publicaciones que emplean láseres de femtosegundos, particularmente de Ti:zafiro. Dentro de los láseres de nanosegundos, los más ampliamente utilizados son los de estado sólido de Nd:YAG, si bien existen trabajos realizados con otro tipo de láseres, e incluso con láseres de microsegundos.

Excitación con láseres de nanosegundos. Los sistemas de pulsos cortos más utilizados son los láseres de estado sólido de Nd:YAG. Estos láseres emiten pulsos que pueden tener una duración entre 5 y 20 ns y potencias de emisión que pueden ir desde los 10 MW hasta 1 GW. El láser de Nd:YAG emite a una longitud de onda de 1064 nm y mediante la adición de cristales no lineales, es posible obtener emisión en 532, 355, 266 nm. Estos láseres pueden emitir un tren de pulsos largos (μs) en lo que se llama régimen libre (*free running*) o en un pulso corto de nanosegundos (*Q-switch*). El mecanismo de *Q-switch* puede ser de dos tipos: activo (requieren de una diferencia de potencial externa para funcionar) o pasivos (no requieren de estimulación externa). Los *Q-switch* activos generalmente consisten de un cristal tipo KDP (KH_2PO_4) que posee propiedades electro-ópticas (cambio del índice de refracción en función del campo eléctrico aplicado). En tanto que los dispositivos tipo *Q-switch* pasivos son absorbentes saturables, que dejan pasar la radiación cuando han alcanzado la saturación. Los sistemas con *Q-switch* pasivos tienen la posibilidad de emitir múltiples pulsos con unos cuantos microsegundos de separación entre ellos.

Excitación con trenes de pulsos. Una forma diferente de implementar la técnica LIBS que permite mejorar algunos parámetros analíticos, es utilizar múltiples pulsos láser como método de excitación. En la metodología de doble pulso, se emplea un segundo láser aplicado con un cierto retardo respecto del primero para re-excitar la región donde el primer pulso generó el plasma. La excitación con doble pulso puede ser aplicada o bien empleando dos láseres y un generador de retardo electrónico, o bien empleando una misma fuente láser que emite dos pulsos con un retardo del orden de las decenas de microsegundos. La técnica LIBS con doble pulso puede también implementarse con diferentes configuraciones de los pulsos láseres incidentes, entre las que se encuentra la excitación con pulsos colineales y también con pulsos ortogonales entre sí. En una implementación de al menos 2 pulsos se tiene que un primer pulso produce ablación del material a analizar o bien de la atmósfera circundante. Un segundo pulso impacta con el material ablacionándolo. La diferencia temporal de estos 2 pulsos es típicamente del orden de los microsegundos. Otra forma de implementar LIBS en configuración multipulsos, es aprovechando la ventaja de emisión múltiple que presentan los láseres pulsados que se implementan con un

Q-switch tipo pasivo. Este tipo de dispositivo tiene la característica de emitir múltiples pulsos láser con una separación temporal entre ellos del orden de los $2 \mu\text{s}$.

La excitación con pulsos múltiples fue reportada por primera vez en 1969, pero no fue hasta 1985 que se demostró la mejora en los límites de detección de LIBS mediante el empleo de este tipo de configuración de excitación. A partir de ese momento se han reportado varios trabajos donde se muestra que el empleo de más de un pulso incrementa la intensidad de emisión de las líneas de elementos neutros y una vez ionizados. Esto permite mejorar los límites de detección alcanzándose valores del orden de las partes por millón o sub-ppm. Las mejoras se explican en el hecho de que hay una mayor cantidad de material ablacionado, un incremento en el volumen del plasma y un recalentamiento del plasma generado por la interacción con el segundo pulso láser incidente [28].

D.2.2. Sistemas colectores de la radiación emitida por el plasma

La recolección de la luz que se genera en el plasma, como consecuencia de la interacción del láser con el material en estudio debe ser realizada de la manera más eficiente posible. Esta recolección generalmente se realiza empleando alguno de los siguientes sistemas: 1) un sistema de lentes que enfocan la radiación directamente en la rendija de entrada del monocromador, 2) utilizando una fibra óptica que recoge directamente la luz del plasma y la conduce al monocromador.

La fibra óptica presenta la desventaja de disminuir la resolución espectral del sistema de detección. Esto se debe, a que al utilizar una fibra óptica para llevar la luz hasta el monocromador, no es posible utilizar la rendija de entrada del monocromador, con lo cual la resolución del instrumento de detección en general será menor si se compara con el caso de enfocar la luz con un sistema de lentes y emplear el menor tamaño posible de rendija del monocromador. Por lo tanto, si se desea realizar experimentos donde se deban determinar constantes espectroscópicas de los parámetros del plasma y por lo tanto se requiere de la mayor resolución posible que presente el instrumento de detección, el sistema de recolección más adecuado en este caso son los sistemas compuestos por lentes.

Por otro lado, si se está realizando un experimento con el objetivo de determinar la composición cualitativa o cuantitativa de un determinado material, sería más adecuado utilizar una fibra óptica. En este caso la resolución no es un factor determinante, debido a que el objetivo es poder identificar líneas de emisión espectral, lo que puede ser realizado sin mayores inconvenientes mediante el empleo de fibra óptica.

D.2.3. Análisis de la radiación emitida por el plasma

Los sistemas de análisis de la luz pueden estar basados en filtros interferenciales o monocromadores. Los sistemas que emplean filtros, transmiten luz en un rango acotado de longitudes de onda, que normalmente es de aproximadamente 10 nm. Los espectrómetros modernos tienen la posibilidad de ser equipados con varias redes de difracción de diferentes características. De esta manera se dota al equipo de una cierta versatilidad, ya que una sola red puede tener un gran número de líneas por mm y presentar una buena resolución espectral, pero con ella se tiene solo un rango limitado del espectro. Por el contrario, una red con pocas líneas por mm presentará una resolución menor pero un rango más amplio que en el caso anterior. En la realización de experimentos LIBS, la aplicación específica que se requiera decidirá qué tipo de red de difracción resulta la más adecuada para el experimento en cuestión. Entre los más importantes se encuentran los siguientes:

- Espectrómetro Czerny-Turner
- Espectrómetro Echelle
- Espectrómetro Cross-Czerny-Turner

D.2.4. Sistemas de detección de luz

Se han utilizado diversos sistemas para la detección de la luz dispersada, entre ellos fotomultiplicadores, diodos, etc. Sin embargo hoy en día prácticamente casi todos los sistemas LIBS, tanto los desarrollados en laboratorio como los comerciales utilizan dispositivos CCD o *Charge Coupled Device*.

El detector CCD. Un CCD es una disposición matricial o lineal de píxeles que se adosa, por ejemplo, a la salida de un monocromador. En esta aplicación la función primaria de un detector tipo CCD es la de convertir los fotones de una determinada longitud de onda en una señal eléctrica que pueda ser manipulada por un sistema electrónico digital. Los píxeles están compuestos de un material que emite electrones cada vez que sobre él inciden fotones. Los electrones emitidos son proporcionales a la cantidad de fotones incidentes y quedan atrapados en un pozo de potencial eléctrico. Mediante la manipulación adecuada de este pozo de potencial se logra que transmitan la carga hacia un sistema amplificador (en la mayoría de los casos este amplificador se encuentra montado sobre el mismo chip). La señal generada es enviada generalmente, a una computadora, permitiendo de esta manera visualizar los espectros.

Bibliografía

- [1] W. Koechner-M. Bass: *Solid-state laser: A graduate text*, Springer-Verlag, New York Inc., 2003.
- [2] MC Gerverey John D.: *Introduction to moder physics*, 1ª ed., cap. 2, Academic Press Inc., New York, 1975.
- [3] Resnick-Halliday-Krane: *Física*, vol. 2, 5ª ed., CECSA, México D.F, 1998.
- [4] Marshall Samuel L.: *Laser: Tecnology and aplicaciones* , vol. 1, cap. 2, McGraw- Hill Book Company, New York, 1972.
- [5] Smith-Thompson: *Óptica*, 1ª ed., Limusa, México, 1979.
- [6] E. Hecht- A. Zajac: *Optics*, 2ª ed., Adison Wesley, E.U.A, 1986.
- [7] R.C. Powell: *Physics of Solid-State Laser Materials*, Springer, New York, 1998.
- [8] L.G. DeShazer,-S.C. Rund-and B.A. Wechsler: *Laser crystals, inHandbook of LaserScience and Technology*, ed. by M.J. Weber, CRC Press, Boca Raton, FL, 1987,Vol. 5, pp. 281–338.
- [9] Ciftan M.-C. F. Luck-C. G. Shafer-H. Statz: *Proc. IRE*, 49:960 (1961).
- [10] Bownes C.: *Appl. Opt.*, 4:103 (1965).
- [11] *An overview of flashlamps an cw arc lamps*, Technical bulletin3. Sunnyvale, CA:ILC technology, 1986.
- [12] J. H. Goncz: *Instr. Society Of American. Trans.* **5**, 1, (1966).
- [13] M. S. Mangir-D. A. Rockwell: *Measurements of heating and energy storage in flashlamp pumped Nd:YAG and Nd doped phosphate laser glasses*, IEEE Journal of Quantum Electron. **22**, 574-578, 1986.
- [14] Hernández V. José: *Diseño a implementación de un circuito de disparo aplicado al bombeo óptico para el desarrollo de un láser de estado sólido de baja potencia*, Tesis de maestría, posgrado de ingeniería UNAM, México D.F., 2006.
- [15] Albert P. Malvino: *Principios de electrónica*, 6ª ed., McGraw Hill, España, 1999.
- [16] Sears-Semansky-Young-Freedman: *Física universitaria*, Ed. Pearson, México, 2005.
- [17] Alex D. McLeod: *Desing considerations for triggering of flashlamps*, APP_Perkin Elmer, 2003.
- [18] Gene E. Tye-Joseph M.: *Laser flash lamp triggering circuit*, Appl. No. **1944**, General Electric Co., 1987.
- [19] J. P. Markiewicz - J. L. Emmett: *Desing of flashlamps driving circuits*, IEEE J.Quantum Electronics, vol. **QE-2**, No. 11, 1966.
- [20] A. Hakki-F. Syouf-H. Warzkozak: *Desing a series laser trigger transformer*, Damascus University Journal, Vol. **27**, No. 2, 2011.
- [21] R. G. Wangsness: *Campos electromagnéticos*, Ed. Limusa, Mexico, 1998.
- [22] L. A. García Villarreal: *Construcción y caracterización de un láser pulsado multi-iónico de xenón*, tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM, México 2010.
- [23] Vashay vitramon: *Surelite laser training*, Laser technical especifications, Continuum Corp. Junio, 2004.

- [24] <http://www.mtrugby.com/products/ceramic-laser-reflectors>
- [25] R. Sanginés - H. Sobral – E. Zauco: *The effect of sample temperature on the emission line intensification mechanisms in orthogonal double-pulse Laser Induced Breakdown Spectroscopy*, *Spectrochimica Acta Part B* **68**, 40-45, 2012.
- [26] A. De Giacomo – R. Gaudiso – M. Dell'Aglio – A. Santagata: *The role of the continuum radiation in Laser Induced Plasma Spectroscopy*, *spectrochim. Acta Part B.* **65**, 385-350, 2010.
- [27] http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- [28] Alvira Fernando: *Espectroscopía de plasmas inducidos por láser (LIBS) aplicada a la caracterización de piezas únicas y productos de interés industrial*, Tesis doctoral, Universidad Nacional de la Plata, La plata Argentina, 2011.
- [29] K. Elsayed – H. Imam – A. Hsrfoosh – Y. Hassebo – Y. Elbas – M. Aziz – M. Mansour: *Desing and construction of Q-Switched Nd:YAG laser systems for LIBS measurements*, *Optics and laser technology* **44**, 130-135, 2012.
- [30] Miziolek A.-Palleschi V.-Schechter I.: *Laser induced breakdown spectroscopy, fundamentals and aplicaciones*, Cambridge University press, New york, 2006.
- [31] R. E. Russo-X. L. Mao-C. Liu-J. Gonzalez, *Journal of analytical atomic spectrometry*, **19**, 9 1084 (2004).