



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRIA Y DOCTORADO EN
INGENIERIA

FACULTAD DE INGENIERIA

**CONSTRUCCIÓN DE UN LASER DE PULSOS
ULTRACORTOS PARA APLICACIONES EN
METROLOGÍA**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTOR EN INGENIERIA

ELECTRICA – INSTRUMENTACION

P R E S E N T A :

HECTOR ALFONSO CASTILLO MATADAMAS



TUTOR:

Dr. RAFAEL QUINTERO TORRES

2010



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Roberto Ortega Martínez

Secretario: Dra. Martha Rosete Aguilar

Vocal: Dr. Rafael Quintero Torres

1^{er}. Suplente: Dr. Miguel Garcia Rocha

2^{do}. Suplente: Dr. Eric Rosas Solís

Lugares donde se realizó la tesis:



Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada
(CFATA – UNAM) Juriquilla, Querétaro



Centro Nacional de Metrología (CENAM)
El marqués, Querétaro.

TUTOR DE TESIS:

Dr. Rafael Quintero Torres

FIRMA

A mi esposa Alma por su apoyo incondicional en el tiempo que invertí en estos estudios, gracias por tu entusiasmo y alegría compartidos.

A Karlita y Mabel por darme el incentivo para esforzarme en una forma divertida

Agradezco en especial al Dr. Rafael Quintero su esfuerzo y disposición para transmitirme su vasta experiencia en los aspectos técnicos así como su paciencia con mi forma de aprender.

Al Dr. Hector Nava, Dr. Ignacio Hernandez y Dr. Miguel Viliesid así como a mis compañero de la División de Metrología Dimensional del CENAM les agradezco por apoyarme institucional y personalmente para la realización de este proyecto.

A los miembros de mi comité revisor, el Dr. Roberto Ortega, Dra. Marta Rosete, Dr. Eric Rosas y Dr. Miguel García, gracias por sus comentarios que me ayudaron a depurar este trabajo.

CONTENIDO

	Pagina
1. INTRODUCCION	1
1.1 Motivación	
1.2 Evolución de los peines de frecuencia.	
2. FUNDAMENTOS DE LASERES DE PULSOS ULTRACORTOS	11
2.1. Propagación de ondas en medios materiales	
2.2. Descripción de haz Gaussiano	
2.3. Formación de pulsos, imagen en frecuencia y tiempo	
2.4. Propagación de pulsos en los medios	
2.5. Matrices ABCD para la propagación de rayos	
2.6. Formación de pulsos, los mecanismos físicos dentro del láser	
3. PRINCIPALES PARÁMETROS DE DISEÑO DE LÁSERES DE PULSOS ULTRACORTOS	43
3.1. Cristales de Cr:LiSAF y Ti:Zafiro: El medio de ganancia con efecto no lineal	
3.2. Efecto no lineal del cristal : Kerr Lens	
3.3. Eficiencia de bombeo y control de la calidad del haz en láseres bombeados axialmente	
3.4. Simulación y construcción del bombeo óptico para Cr:LiSAF y Ti:Za	
3.5. Ejemplo de cálculo para un arreglo simple usando matrices ABCD	
4. CAVIDAD RESONANTE	78
4.1. Diseño y construcción de la cavidad resonante	
4.2. Diseño de una cavidad en “V”	
4.3. Disposición de los elementos ópticos de la cavidad del láser	

- 4.4. Sensibilidad de Kerr Lens y búsqueda de pulsos
- 4.5. Corrección de la dispersión de la velocidad de grupo

5. DESEMPEÑO DEL LASER EN APLICACIONES METROLOGICAS DE PULSOS CORTOS 124

- 5.1. Ancho del pulso por medio de auto correlación
- 5.2. Peines de frecuencia con fibras microestructuradas
- 5.3. Mediciones por medio de la técnica de Z-scan

6. CONCLUSIONES156

- 6.1. Conclusiones sobre la estabilidad de operación en KLML
- 6.2. Contribuciones técnicas del trabajo de investigación
- 6.3. Innovaciones del trabajo con respecto a desarrollos similares
- 6.4. Lista de publicaciones y actividades de investigación relacionada con la tesis

ANEXO I - Cámara CCD para medición de haz láser

ANEXO II - Ejemplo de programa de MatLab para simulación de haz de bombeo

ANEXO III - Expresiones para la dispersión de la luz en un medio

ANEXO IV – Publicaciones derivadas del trabajo de investigación

RESUMEN

En esta tesis se describen los elementos fundamentales y parámetros de operación de láseres de pulsos ultracortos. Se proponen las herramientas y procedimientos necesarios para el diseño y la construcción de este tipo especial de láseres con medios de ganancia de Cr:LiSAF y Ti:Zafiro. Se evalúa el desempeño en particular de una cavidad resonante de baja frecuencia de repetición de 30 MHz y pulsos con ancho temporal menor de 70 fs usando medio activo de Cr:LiSAF. Para la generación de los pulsos cortos se utilizó la técnica de Kerr lens mode locking usando el comportamiento no lineal del cristal.

Se reporta el desempeño del láser que fue construido en dos aplicaciones metrológicas; a) la medición de índice de refracción no lineal de los materiales telurio de cadmio, disulfuro de carbono y óxido de titanio. b) el ensanchamiento espectral por auto modulación en fibra estructurada de 590 nm a 940 nm con lo cual se obtiene un peine de frecuencias que puede ser usado para la medición de frecuencia absoluta de láseres estabilizados usados en metrología primaria.

Se concluye acerca de los factores que limitan la estabilidad del láser y el método propuesto para la optimización de la compensación de la dispersión de velocidad de grupo dentro de la cavidad, así como las ventajas del uso de láseres DPSS para el bombeo óptico de Cr:LiSAF.

ABSTRACT

This thesis describes the fundamentals and operational parameters of ultrashort pulse lasers. Tools and procedures are proposed for the design and construction of this special type of laser which use the gain media Cr:LiSAF or Ti:Sapphire. The performance of the laser is evaluated in particular for a resonant cavity of low repetition frequency of 30 MHz and temporal pulse width less than 70 fs using the laser crystal of Cr:LiSAF. Kerr lens mode locking was the technique used for the generation of ultra short pulses using the non linear behavior of Cr:LiSAF crystal.

The performance of the built laser was reported in two metrological applications; a) the measurement of nonlinear refractive index of cadmium telluride, carbon disulfide and titanium dioxide materials. b) The spectral broadening by automodulation in photonic crystal fiber from 590 nm to 940 nm which allows to obtain a frequency comb that can be used to measure absolute frequency of stabilized lasers used in primary metrology.

The conclusions are about the factors that limit the stability of the laser and a proposed method for optimizing compensation of group velocity dispersion inside the cavity, and the advantages of using DPSS lasers for optical pumping of Cr:LiSAF

CAPITULO 1 – INTRODUCCION

El segundo y el metro son en la actualidad las unidades del sistema métrico decimal con la menor incertidumbre en su realización. La realización de la definición de ambas unidades está basada en fuentes de ondas electromagnéticas de alta estabilidad: relojes atómicos y láseres, los cuales se encuentran en diferentes regiones del espectro electromagnético.

Para el caso de la definición del metro existen múltiples realizaciones a partir de láseres estabilizados a alguna transición atómica [1.1]. El orden de estabilidad obtenido para los muy extendidos láseres He-Ne estabilizados al $^{127}\text{I}_2$ es de 10^{-13} para corto periodo, y su emisión se encuentra en la región de frecuencias ópticas en aproximadamente 473 THz (emisión en el espectro visible, color rojo).

Para la realización del segundo se cuenta con los bien establecidos patrones primarios de radiofrecuencia basados en Cesio y Rubidio. Este tipo de patrones denominados comúnmente relojes atómicos, operan con una incertidumbre de corto periodo en el orden de 10^{-15} y su frecuencia nominal se encuentra en el intervalo de las microondas [1.2].

Existen en la actualidad relojes (osciladores) de mayor estabilidad, basados en iones atrapados como fuentes de frecuencias ópticas, los cuales ofrecen estabilidad prevista en 10^{-18} [1.3]. Sin embargo de acuerdo a la última definición del metro en 1983 [1.1], estas fuentes ópticas y los láseres para medición de longitud, deben trazar sus valores de frecuencia absoluta a la actual definición del segundo para asegurar la incertidumbre de las mediciones realizadas con estos patrones. Cabe mencionar que, aun cuando la incertidumbre ofrecida actualmente para la disseminación de la unidad de longitud es muy adecuada y no requiere disminución en el nivel primario, existen otras aplicaciones en ciencia por ejemplo en astronomía y radioastronomía, en donde la incertidumbre por estabilidad del oscilador en la medición de tiempo es aun un factor que limita el alcance de las mediciones.

1.1 Motivación

En el pasado, realizar mediciones absolutas de frecuencias ópticas era una tarea sumamente difícil, en el entendido de que la determinación de la frecuencia absoluta de un láser o cualquier fuente óptica requiere la medición de frecuencia en el orden de centenas de tera Hertz, usando osciladores cuya frecuencia de referencia se encuentra en giga Hertz como es el caso de los relojes atómicos de Cesio.

Para el ejercicio de la medición absoluta de frecuencia, es necesario el funcionamiento simultáneo de diferentes patrones primarios (láseres), a fin de realizar una cadena ininterrumpida de multiplicadores de frecuencia y controles de fase. De esta forma, la medición se iniciaba a partir de los patrones en radio frecuencia que realizan la definición del segundo y la frecuencia era escalada hasta alcanzar los valores de las frecuencias ópticas de los láseres.

En la actualidad, algunos laboratorios de metrología primaria en el mundo (BIPM-Paris, PTB-Alemania, NIST-Estados Unidos, y otros) realizan la medición absoluta de sus patrones de frecuencia óptica, usando sistemas desarrollados recientemente y comúnmente llamados peines de frecuencia. Estos sistemas están basados en láseres de pulsos ultracortos de estado sólido o fibra y emplean fenómenos no lineales como el amarre de modos “mode-Locked Kerr-Lens” (MLKL) y automodulación en fibra para cubrir un amplio espectro de frecuencias ópticas.

El elemento fundamental en un sistema de peines de frecuencia es el láser de pulsos ultracortos que genera una emisión de modos coherentes cada uno de ellos separados una frecuencia fija. El pequeño peine de frecuencias obtenido del láser de pulsos ultracortos es extendido espectralmente por medio de una fibra micro estructurada. De tal forma que el tema de peines de frecuencia tiene su inicio en el diseño, construcción y la operación de láseres de pulsos ultracortos.

Con los sistemas basados en peines de frecuencias, la duración del experimento de medición de frecuencia absoluta ya no es un problema y prácticamente se puede calibrar cualquier fuente de frecuencia óptica, específicamente láseres con emisión en el intervalo de frecuencias visibles o en el cercano infrarrojo. La menor incertidumbre que se puede alcanzar en estas mediciones está limitada por el patrón de radio frecuencia usado y características de estabilidad y ruido del láser de pulsos ultracortos.

En los sistemas de peines de frecuencia, la frecuencia de repetición del láser pulsado ultracortos está referida a un oscilador patrón que es usualmente un reloj atómico, maser de hidrógeno u otra fuente ultra estable. Esta frecuencia de repetición es proporcional a la separación en frecuencia de los modos o frecuencias del láser pulsado, los cuales con utilizados como regla para medir frecuencia óptica absoluta por medio del método de mezclado de ondas (método heterodino).

El ancho espectral del láser pulsado, es ampliado por medio de fibras con micro estructura (photonic crystal fiber) hasta alcanzar un ancho mayor a una octava (en lenguaje musical), lo que significa que en el espectro se encuentran los modos con frecuencia ν y 2ν simultáneamente, con lo que se logra cubrir prácticamente todo el

espectro visible con modos de frecuencia separados entre si por el valor conocido de la frecuencia de repetición del láser.

La aplicación metrológica de los láseres de pulsos cortos tiene impacto directo en el mantenimiento y desarrollo de patrones de longitud y tiempo, razón por la cual en el Centro Nacional de Metrología (CENAM) en Querétaro, México. Existe un creciente interés en la investigación y desarrollo de este tipo de sistemas desde su diseño hasta la operación robusta como patrones caracterizados que permitan la medición de frecuencia absoluta de los láseres estabilizados que conforman la realización actual de la definición del metro.

Adicionalmente, los peines de frecuencia se convierten en fuentes de frecuencias ópticas de alta estabilidad en un amplio espectro, lo cual permite la construcción de láseres estabilizados en frecuencia para uso en espectroscopia en prácticamente cualquier región del espectro visible y abre la posibilidad de aplicaciones en el área química y de la salud por mencionar algunas.

1.2 Evolución de los peines de frecuencias

En las últimas décadas a partir de la invención del Láser en 1960, han evolucionado en forma independiente muchas áreas de la ciencia que se vieron beneficiadas con esta nueva herramienta, la cual introdujo desde sus inicios una tecnología en constante evolución y diversificación de aplicaciones.

Áreas de la ciencia en procesos ultra rápidos, óptica no lineal, espectroscopia y metrología de tiempo finalmente convergieron en una tecnología de importancia metrológica singular a la que se denomina actualmente tecnología de peines de frecuencia.

La historia de esta evolución no puede ser mejor contada que por sus protagonistas. En específico la extraordinaria historia escrita en el primer capítulo del libro de Jun Ye and Steven T. Cundiff [1.4], editado un año antes de que John Hall (JILA, USA) y Theodor Hänsch (Garching, Alemania) recibieran el premio Nobel de física en 2005 por sus contribuciones en el área de la teoría cuántica de la coherencia óptica aplicada a peines de frecuencias. Una selección de fragmentos de esta historia escrita por estos dos pioneros de la espectroscopia se transcriben traducida al español a fin de poner en contexto el salto metrológico que significó la tecnología de peines de frecuencia.

John L. Hall¹ and Theodor W. Hänsch² (2004)

¹ *JILA, National Institute of Standards and Technology and University of Colorado*

² *Max-Planck-Institut für Quantenoptik*

“En los últimos cinco años, el progreso en la estabilización de láseres, mediciones de frecuencia óptica, desarrollo y estabilización de láseres pulsados en femtosegundos, óptica no lineal y temas relacionados, ha sido sorprendente e inesperado. La emoción rodea la rápida evolución en estos ámbitos desde 1999, dándonos una idea de lo que debió de haber sido después de 1927 cuando las primeras ideas de mecánica cuántica fueron introducidas. Con la óptica y láseres sin embargo, la explosión del conocimiento está llena desde hace años de detallada y minuciosa investigación en los campos independientes de estabilización de láseres, desarrollo de láseres ultrarrápidos y óptica altamente no lineal [1.5]. La coalescencia de estos campos ha provisto cinco años de descubrimientos casi sin precedentes, mientras que al mismo tiempo un nuevo milenio en materia de metrología ha generado avances de valor fundamental en su ámbito directo y áreas relacionadas. Para dar solo dos ejemplos: (1) La precisa sincronización de láseres de picosegundos y femtosegundos [1.6], permite la medición de superficies al nivel de moléculas individuales usando microscopia y espectroscopía anti Stokes Raman [1.7] (2) el uso de peines de pulsos estabilizados, permite la disseminación de tiempo y frecuencia [1.8] sobre grandes distancias por medio de fibras ópticas. Esto último ofrece una nueva capacidad a los metrólogos e investigadores interesados en el desarrollo de nuevos aceleradores y grandes arreglos de radio telescopios.....

....El desarrollo histórico de láseres pulsados y de onda continua (cw) diverge desde sus inicios. El láser de estado sólido de rubí de Ted Maiman involucraba descargas en el orden de kilojoules por parte de las lámparas de bombeo a tasas de repetición desde cero a una por minuto. (la alta densidad de iones implantados en el láser forzaban ese nivel de potencia). En contraste el láser de gas de Ali Javan tenía mucha menores márgenes de ganancia y requería estabilidad temporal para permitir el incremento gradual al nivel de umbral del láser. Desde los 60's hasta cerca de 1990, las comunidades de láseres pulsados y cw continuaron divergiendo. El láser cw era preferido para mejorar la estabilidad de los láseres porque era la mejor característica que estos tenían, contrapuesta con la habilidad de hacer agujeros en navajas Gillette lo cual era una especificación popular para los láseres pulsados. Con los años los grupos de láseres cw aprendieron a estabilizar sus láseres en la escala de miliwatts, llegando eventualmente a los niveles subHert. Algunos miembros de la comunidad de láseres pulsados escalaron a niveles de energía de kiloJoules en pulsos de nanosegundos orientados a aplicaciones en fusión e incluso mayores descargas de energía podrían ser liberadas a objetivos móviles hostiles.

.....Por otro lado, la comunidad de investigación universitaria prefería láseres pulsados con alta frecuencia de repetición que podían mejorar las respuestas no lineales, posibilitando el promediado de señales formadas por muchos pulsos, y reduciendo el impacto destructivo de la radiación de prueba en los sistemas de medición. Así comenzó la búsqueda de medios láser que se comportaran suficientemente estables y libres de ruido, permitiendo de este modo pulsos repetibles aun a altas frecuencias de repetición. Primero llegó el láser He-Ne con amarre de modos (*mode locked*) seguido por láseres de argón con amarre de modos activo que fueron explotados comercialmente y que ofrecían pulsos en nanosegundos a 100 MHz de repetición. A mediados de los 70's se introdujeron láseres de colorante, con amarre de modos en picosegundos y bombeo sincronizado. La aproximación de peines a la medición de frecuencia era probablemente inevitable, aunque a más de 20 años de distancia.

.....En Stanford, el equipo de Hansch demostró por primera vez en 1977 un láser de colorante con amarre de modos 'en femtosegundos' (con pulsos de ancho menor a un picosegundo) [1.9]. Sus progresos en investigación de láseres avanzaron muy cercanos a la invención de técnicas espectroscópicas en la región sub-Doppler como parte de su trabajo en espectroscopía de precisión del más simple de los sistemas atómicos, el hidrógeno. Los pulsos del nuevo láser de colorante del grupo pronto fueron usados en un experimento histórico para demostrar la realidad de Fourier: trenes de pulsos estables – igualmente espaciados en tiempo – representados como peines estables formados por componentes de frecuencia. A finales de los 70's Veniamin Chebotayev en Novosibirsk había también empezado a pensar acerca de trenes de pulsos estables y repetitivos. A pesar de que los primeros experimentos no pudieron verificar el espaciamiento del peine de frecuencias, Eckstein, Ferguson y Hansch [

1.10] usaron una estructura de peine para medir algunos intervalos de frecuencia finos e hiperfinos en átomos de sodio en 1978. Este artículo clásico ayudó a definir el impacto en el futuro de los láseres ultrarrápidos en mediciones de precisión. Posteriormente, a medida que el trabajo en Garching progresaba con los años, un sueño apareció clara e insistentemente: Si tan solo pudiéramos medir la frecuencia óptica directa y exactamente.

.....En el mediano tiempo, la comunidad de láseres ultrarrápidos continuó trabajando hacia el mejoramiento de la estabilidad de trenes de pulsos cortos. Investigadores desarrollaron varios láseres de estado sólido, como Nd:YAG con amarre de modos bombeado por cw que fue atractivo por su estabilidad. No obstante, pulsos menores de 30 ps eran difíciles de obtener debido a las limitaciones propias del ancho espectral del medio de ganancia del láser. Eventualmente la "inteligente y bella princesa" (el láser de Zafiro impurificado con Titanio) fue introducido y desarrollado junto con el importante descubrimiento de amarre de modos

por 'Kerr Lens' por Winson Sibbet en St. Andrews [1.11]. Esas invenciones cambiaron los láseres de femtosegundos de delicados artilugios a simples y robustos dispositivos. Poco después láseres comerciales de Ti:Za en femtosegundos estuvieron disponibles a principios de los 90's ofreciendo pulsos menores de 100 fs. Hacia 1994 el grupo de Garching adquirió un láser Mira de Coherent para experimentos en metrología de frecuencias.....

.....A principios de los 90's cuando la mayoría de los investigadores trabajaban fervientemente para acortar el ancho de los pulsos, algunos soñadores empezaron a pensar en pulsos tan cortos que su representación a través de Fourier podría expandirse desde la radio frecuencias hasta el visible. Esta idea sonaba como ciencia ficción para uno de los autores (JLH) y una posibilidad para otro (TWH). Claro que el auto ensanchamiento espectral era bien conocido. Enfocando potentes pulsos amplificados en agua u otros sólidos, uno podía básicamente generar un continuo de luz blanca. Tal vez una muestra de vidrio podría fundirse y recristalizarse a una frecuencia de 100 MHz, emitiendo un espectro térmico similar en cada ciclo. Sin embargo para formar un peine de frecuencias coherente en la dirección correcta, la sincronización tendría que ser estable al nivel de 0,3 fs. Mas bien parecía claro que aun era necesario un proceso mas suave, en el cual pulsos menos potentes puedan distorsionar las funciones de onda atómicas pero no romper los enlaces químicos. Entonces las frecuencias atómicas son tan altas como cuando el pulso se retira y la calma regresa; el siguiente pulso estaría en posibilidad de generar justo el mismo efecto en el sistema. En este caso la coherencia de fase de la fuente de pulsos podría asegurar que las frecuencias generadas por no linealidad estaría mutuamente coherentes pulsos a pulso.....

..... poco después, el mundo se puso de cabeza por Jinedra Ranka, Robert Windeler y Andrew Stentz. Durante una sesión de artículos enviados fuera de tiempo en el CLEO 1999, anunciaron que habían demostrado que luz blanca podía ser producida en una forma revolucionaria, usando una fibra internamente estructurada que incorporaba cierto número de hoyos de aire [1.12]. Mostraron imágenes en donde el oscuro pulso rojo que entraba a la fibra gradualmente se transformaba a si mismo en verde y azul, ocurriendo también el ensanchamiento en la dirección del infrarrojo. Pronto fue descubierto que el *supercontinuum* podía también obtenerse en fibras estrechadas (tapered fibers) [1.13]....

.....sabiendo que los pulsos necesarios eran suficientemente débiles para no dañar la fibra y que todos los componentes de frecuencia estarían acoplados entre ellos a velocidad de propagación casi constante, predijimos que la salida de la fibra sería un *peine espectral de frecuencias coherentes*. Por supuesto, para precisión metrológica esta idea tendría que ser probada. La primera pregunta que se presentó entonces fue: ¿Cómo podemos obtener un poco de esa 'fibra de arco iris

mágico' . nuestros esfuerzos combinados con amigos, colegas y administradores de los laboratorios Bell no funcionaron, aparentemente debido a los abogados ahí presentes. Afortunadamente para el equipo de JILA, su mas reciente colega reclutado, Steve Cundiff había estado en un grupo muy cercano en alguna parte de los laboratorios Bell, y por alguna razón desconocida el equipo de JILA obtuvo una muestra de la 'fibra mágica' para hacer pruebas en noviembre de 1999. El equipo de Garching se puso en colaboración con el poderoso equipo de fibras de P.St.J. Russell en la universidad de Bath (UK) quien había estado trabajando con fibras micro estructuradas y estrechadas. Los nuevos resultados surgieron inmediatamente [1.13,1.14] y la competencia por publicaciones inició en serio. (desde entonces muchas alternativas a la fibra mágica han surgido, incluyendo generación de súper continuo con fibras estrechadas [1.13], osciladores láser ensanchados a una octava sin necesidad de fibras internas, láseres de fibra con amarre de modos usando algunas fibras ordinarias altamente no lineales y esquemas incorporando generación de diferencia de frecuencias a fin de determinar la frecuencia de corrimiento de portadora envolvente (carrier envelope Offset) con peines ensanchados menos de una octava.....

...La experiencia del equipo de Boulder en JILA con patrones de frecuencia permitió tomar el innovador descubrimiento de las propiedades de la fibra de Ranka et al. El equipo de Boulder fue el primero en medir (y controlar) la frecuencia de corrimiento de portadora envolvente con un peine $\nu - 2\nu$ auto referenciado [1.15]. Con este método, determinaron la frecuencia de corrimiento de las líneas del peine con respecto a las armónicas de la frecuencia de repetición y algunas frecuencias ópticas fueron confirmadas. En algunos meses el grupo intento también generar pulsos con forma controlada, en donde el corrimiento de fase portadora envolvente estaba bajo control del experimentador pulso a pulso ...

.... En resumen , los peines de frecuencia óptica nos han dado una confortable altura metrológica para empujar ideas acerca de nuevos patrones de frecuencia óptica y para la medición de interesantes constantes físicas. Sentimos confianza de que la nueva metrología basada en aritmética entera y peines de frecuencia será suficiente para revelar deficiencias en nuestras ideas de espectroscopía y sus implementaciones.”

John L. Hall¹ and Theodor W. Hänsch² (2004)

Referencias del Capítulo

- 1.1 T J Quinn, "Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2001)", (2003), *Metrologia*, **40** 103-133
- 1.2 Leo Hollberg, et al, "Optical frequency standards and measurement", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **37**, (2001).
- 1.3 D.J. Wineland et al. "Frequency standards in the optical spectrum". Berlin-Germany:Springer-Verlag, pp 123-133. (1989)
- 1.4 Jun Ye and Steven T. Cundiff , "Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications", Kluwer Academic Publishers / Springer (2004).
- 1.5 J. L. Hall, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, 1136-1144 (2000).
- 1.6 R. K. Shelton, L. S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, and J. Ye, *Science*, **293**, 1286-1289 (2001).
- 1.7 E. O. Potma, D. J. Jones, J. X. Cheng, X. S. Xie, and J. Ye, *Opt. Lett.* **27**, 1168-1170 (2002).
- 1.8 J. Ye, J. L. Peng, R. J. Jones, K. W. Holman, J. L. Hall, D. J. Jones, S. A. Diddams, J. Kitching, S. Bize, J. C. Bergquist, L. W. Hollberg, L. Robertsson, and L. S. Ma, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1459-1467 (2003).
- 1.9 A. I. Ferguson, J. N. Eckstein, and T. W. Hänsch, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 5389-5391 (1978).
- 1.10 J. N. Eckstein, A. I. Ferguson, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 847-850(1978).
- 1.11 D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, *Opt. Lett.* **16**, 42-44 (1991).
- 1.12 J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25-27 (2000).
- 1.13 T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. S. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415-1417 (2000).
- 1.14 J. K. Ranka and R. S. Windeler, in *Opt. Photonics News*, 2000), Vol. 11, p.20-25; J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 796-798 (2000).
- 1.15 D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science* **288**, 635-639 (2000); S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102-5105 (2000).

CAPÍTULO 2 – FUNDAMENTOS DE LÁSERES DE PULSOS CORTOS

En este capítulo se presentan los conceptos generales que permiten explicar los fenómenos asociados a los pulsos ultracortos, la propagación en los medios y su interacción con la materia. Se inicia con la propagación de ondas electromagnéticas en medios, continuando con la descripción de un haz Gaussiano y la formación de pulsos en el tiempo y las frecuencias. Después se describe la propagación de una onda electromagnética desde el punto de vista de la constante de propagación para definir la velocidad de fase, de grupo y la dispersión de la velocidad de grupo para terminar con la propagación de estos pulsos de manera general.

Las matrices ABCD son descritas como una herramienta fundamental que permiten manejar la propagación de manera estructurada y serán usadas en la metodología del diseño de láseres. Finalmente se analizan los fenómenos involucrados en la formación de pulsos en una cavidad láser y los posibles modos de operación del dispositivo.

2.1 Propagación de ondas en medios materiales

La ecuación de onda en un medio se deriva directamente de las ecuaciones de Maxwell para el campo eléctrico y magnético, considerando particularmente los parámetros que interactúan entre el campo y el medio físico en que se propagan. La representación matemática de utilidad para la descripción en ingeniería de los procesos involucrados en el fenómeno láser es aquella que considera el comportamiento fenomenológico de la interacción luz materia y representa las interacciones de mayor amplitud, aproximando la descripción detallada. En este sentido la solución básica propuesta para las ecuaciones que representan el campo electromagnético toma la forma de ondas, propagándose en el medio como una función del espacio y del tiempo de acuerdo a la siguiente función $E(r,t)$ [2.1 cap. 7]

$$E(r,t) = \frac{1}{2} [E(r) \exp(i\omega t) + DC]$$

2.1

Para una descripción del medio, la expresión anterior debe considerar las propiedades magnéticas (permeabilidad μ) y permitividad eléctrica en ausencia de movimiento de cargas (ϵ o bien la constante dieléctrica). Adicionalmente debe incluir las pérdidas óhmicas asociadas al movimiento de cargas descritas a través de la conductividad eléctrica (σ) y la susceptibilidad del material a la frecuencia particular de excitación (χ) relacionada con la polarización del medio.

Todas estas relaciones descritas por medio del vector de desplazamiento

$$D = \epsilon E + P = \epsilon [1 + \chi] E \quad 2.2$$

La densidad de corriente

$$J = \sigma E \quad 2.3$$

Y el vector de flujo magnético

$$B = \mu H \quad 2.4$$

A fin de arribar a la expresión de un haz Gaussiano propagándose por el medio se plantean inicialmente las expresiones para ondas planas en medios sin pérdidas y sin fronteras donde se define la constante de propagación de la siguiente manera:

$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} = \frac{\omega}{c} = \frac{n \omega}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \quad 2.5$$

Donde el índice de refracción n es definido como la relación de velocidades de propagación de la onda y se relaciona directamente con las propiedades del medio de acuerdo a lo siguiente:

$$n = \frac{c_0}{v} = \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{\mu_0 \epsilon_0}} \quad 2.6$$

Con v la velocidad de propagación en el medio y el subíndice cero indican propagación en el vacío.

De tal forma que la descripción completa de la onda en 2.1 es la siguiente:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \left[\tilde{E}(z) e^{\pm i(\omega t \pm kz)} \right] \quad 2.7$$

Para incluir los elementos del medio material, la constante de propagación antes señalada considera el corrimiento de la fase al moverse en la dirección z y debe incluir las pérdidas por absorción óhmica en el medio ó ganancia relacionada con las transiciones originadas por la inversión de población en el material. Por lo que la constante de propagación se puede expresar de la siguiente forma de acuerdo a [2.1 cap. 7].

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon \left[1 + \tilde{\chi} - \frac{i\sigma}{\omega \epsilon} \right] \quad 2.8$$

La susceptibilidad del medio $\tilde{\chi}$ al ser una cantidad compleja incluye tanto términos de absorción o ganancia así como al índice de refracción.

2.2. Descripción de haz Gaussiano

Para el caso particular de un láser se espera que si la suma de las pérdidas lineales incluyendo los espejos de la cavidad y el acoplador óptico son mayores que la ganancia, definida por la inversión de la población y relacionada directamente con la susceptibilidad compleja $\tilde{\chi}$, entonces no se puede generar el efecto láser y no se le puede extraer potencia. Solo si la ganancia compensa las pérdidas es que el láser operará como un amplificador balanceando en ganancias y pérdidas con lo que es posible extraer parte de su potencia sin superar la ganancia definida por las propiedades del medio con inversión de población.

La afirmación anterior se puede extrapolar al caso de formación de pulsos a fin de bosquejar de manera intuitiva la posibilidad de pulsos de luz, como se ve en la figura 2.1

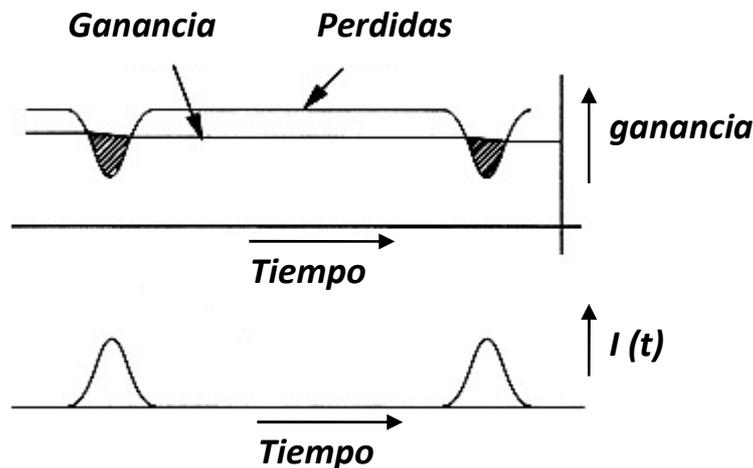


figura 2.1. Formación de pulsos en función de pérdidas-ganancia.

Kerr lensing es un tipo de variación de la relación pérdidas y ganancia, donde la variación del índice de refracción no lineal que tienen los materiales permiten que la propagación del haz sea diferente para alta intensidad respecto al de baja intensidad. Si se minimizan las dificultades para la propagación de alta intensidad, este efecto es equivalente a formar pulsos por las pérdidas de baja intensidad.

La propagación de las ondas electromagnéticas puede ser de características muy variadas, una particularmente simple es la descrita por un haz Gaussiano que además corresponde muy cercanamente a la propagación de la radiación de un láser en ambas representaciones, en el tiempo y el espacio.

A una solución de las ecuaciones de Maxwell en medio homogéneo y para un haz con simetría radial se le conoce como Gaussiano espacial y está definido de la siguiente forma [2.2 sec 2.5]:

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left\{ -i [kz - \eta(z)] - r^2 \left(\frac{1}{\omega^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)} \right) \right\} \quad 2.9$$

Donde $\omega(z)$ es el radio del haz definido en función del diámetro mínimo ω_0 en el punto de enfoque del haz donde el frente de onda es plano de acuerdo a la figura 2.2

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) \quad 2.10$$

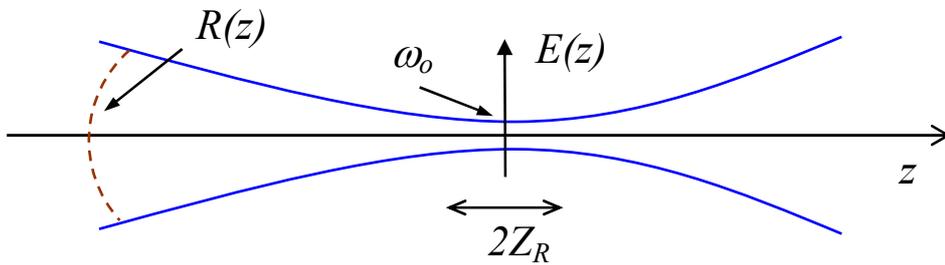


figura 2.2. Esquema para la descripción de haz Gaussiano

Con la curvatura del frente de onda $R(z)$, la fase del haz $\eta(z)$ y la distancia de Rayleigh Z_0 para una longitud de onda al vacío λ_0

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right), \quad \eta(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad z_0 = \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda_0} \quad 2.11$$

Como se verá en las etapas de diseño del láser, los parámetros anteriormente definidos para un haz Gaussiano son fundamentales para la simulación numérica de la propagación del haz.

Una vez definido el haz Gaussiano y su propagación, es conveniente describir los pulsos de haz Gaussiano por medio de los cuales se analizará el fenómeno producido por un láser de pulsos ultracortos. Cabe mencionar que el perfil temporal de los pulsos del láser puede ser ajustado a diversas formas (secante hiperbólica, Lorentzianos, secante cuadrada asimétrica) sin embargo la conveniencia analítica de los pulsos gaussianos radica en la facilidad de la representación en el espacio de las frecuencias por medio de la transformada de Fourier, la cual da origen a otra función gaussiana.

2.3 Formación de pulsos, imagen en frecuencia y tiempo

Dentro de una cavidad pueden sobrevivir tantos modos longitudinales como puedan ser amplificados por el medio de ganancia, en los láseres sintonizables en particular se tienen muchos modos debido a que se elige un medio de ganancia de muy amplio ancho espectral. Cada modo se puede caracterizar por una fase y una amplitud, la amplitud puede ser diferente para cada modo y la fase puede ser aleatoria o tener una cierta correlación relativa como se ve en la siguiente figura:

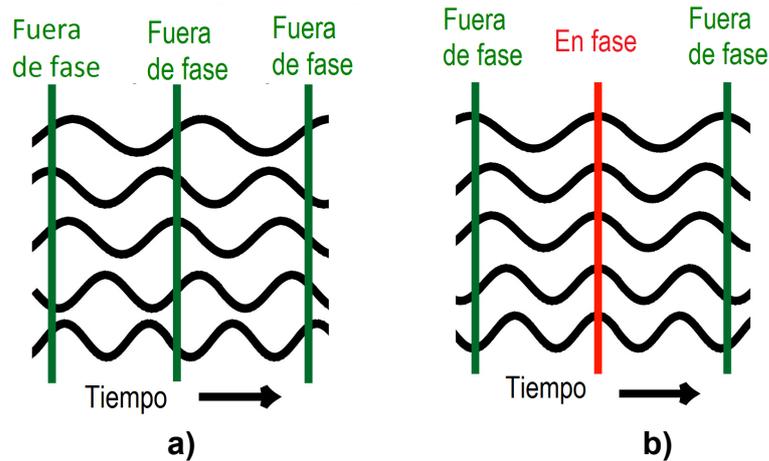


figura 2.3. fase relativa de los múltiples modos longitudinales en un láser sintonizable

En el caso de la figura 2.3a, todos los modos tienen la misma amplitud, diferente frecuencia y tienen fase aleatoria, en la figura 2.3b los modos tienen la misma amplitud, diferente frecuencia y tienen una fase constante a un tiempo definido a lo que se denomina *mode locked* y da origen a pulsos de intensidad.

Un caso de mucha utilidad en metrología es el de dos ondas electromagnéticas de diferente frecuencia, y diferencia de fase constante. Lo anterior se muestra en las siguientes expresiones.

$$E(t) = \text{Re} \left[E_1 e^{i(\omega_1 t + \phi_1)} + E_2 e^{i(\omega_2 t + \phi_2)} \right] \quad 2.12$$

$$I(t) = |E(t)|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + \phi_2 + \phi_1] \quad 2.13$$

El resultado 2.13 muestra una señal modulada oscilando a la diferencia de frecuencias $(\omega_2 - \omega_1)$, lo que es el principio de la formación de pulsos de intensidad basados en modos de frecuencia distinta. El resultado 2.13 mostrado en la figura 2.4 da origen al método de medición de frecuencia más simple, basado únicamente en el mezclado de ondas. En particular para ondas de luz la superposición espacial de ambas señales polarizadas en el mismo plano dan como resultado la diferencia de frecuencia entre ambas lo que posibilita su medición por medio de detectores rápidos convencionales.

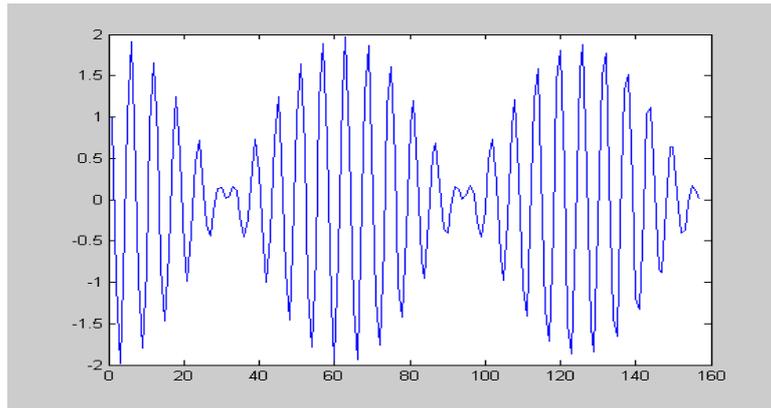


figura 2.4. Mezclado de dos ondas de frecuencia diferente y fase constante

Si se generaliza el análisis anterior, para un número N de modos de frecuencia diferente pero equidistantes entre si con una frecuencia definida de la siguiente forma

$w_0 + n\Delta w$, se tienen las siguiente expresiones

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(w_0+n\Delta w)t} = \frac{e^{iw_0t} (e^{i(N\Delta w)t} - 1)}{e^{i(\Delta w)t} - 1} \tag{2.14}$$

$$I(t) = |E(t)|^2 = \frac{1 - \cos(N\Delta wt)}{1 - \cos(\Delta wt)} \tag{2.15}$$

Estas expresiones representan adecuadamente los modos existentes dentro de la cavidad resonante de un láser sintonizable, con la diferencia de frecuencias entre modos contiguos $\Delta\omega$ definida como la velocidad de la luz dentro de la cavidad lineal dividida entre su longitud.

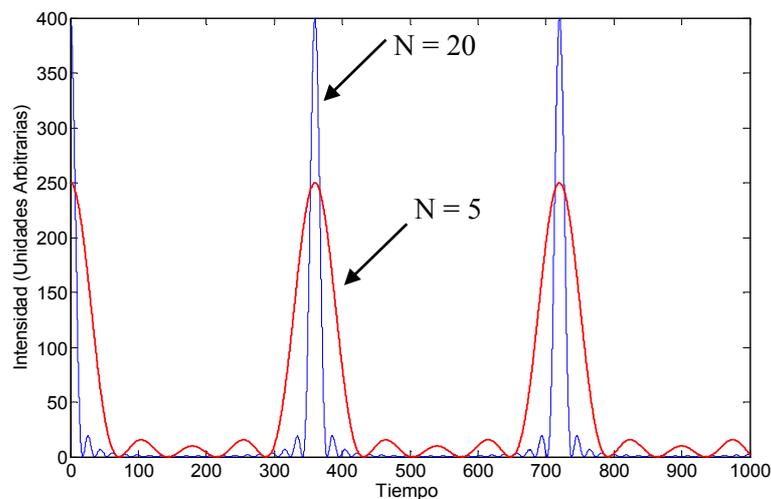
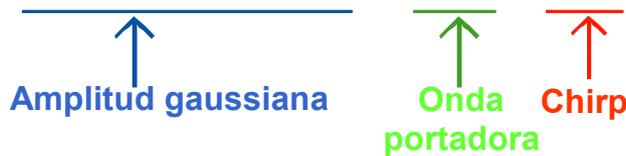


figura 2.5. Formación de pulsos por adición de modos con la misma fase.

Una representación gráfica de la formación de pulsos por medio de la adición de componentes en fase definida de acuerdo a la expresión 2.15 se muestra en la figura 2.5. en esta figura se observa que el ancho de los pulsos es inversamente proporcional al número de modos que lo conforman.

La propagación de pulsos se puede describir por un pulso Gaussiano temporal centrado en $t=0$ y con un corrimiento de frecuencia lineal (*linear chirp*), y que está definido de acuerdo a la siguiente expresión [2.1 cap. 9].

$$\tilde{E}(t) = E_0 \exp[-at^2] \exp[i(\omega_0 t + bt^2)] = \exp[-\Gamma t^2] \exp i\omega_0 t \quad 2.16$$



$\Gamma = a - ib$ y el parámetro a definiendo la forma gaussiana del pulso y b el *chirp* lineal descrito de acuerdo a lo siguiente.

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{d(\omega_0 t + bt^2)}{dt} = \omega_0 + 2bt \quad 2.17$$

El *chirp* entonces es entendido como la variación de la frecuencia de la portadora con el tiempo y se ilustra de acuerdo a la siguiente figura.

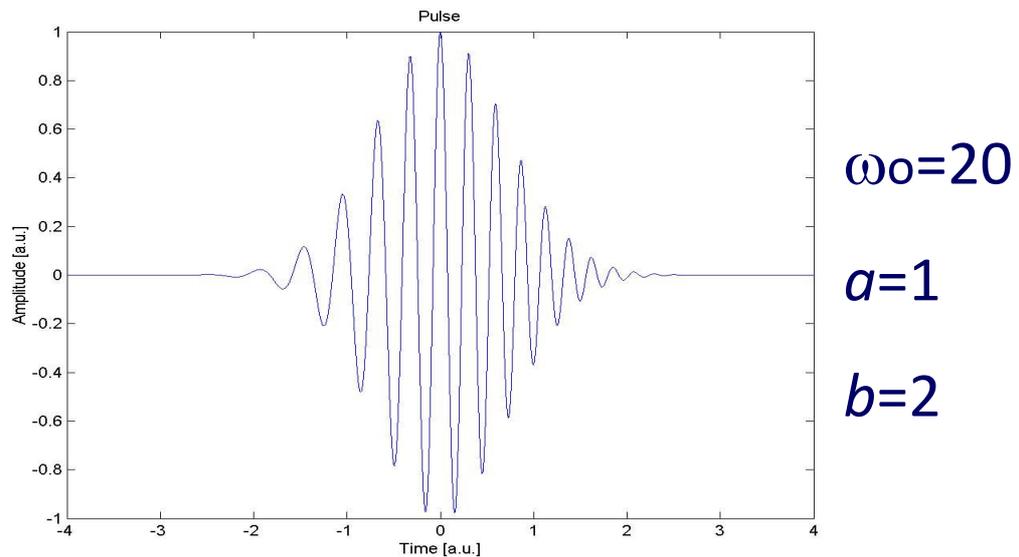


figura 2.6- Representación de $E(t)$ con *chirp* lineal

La Intensidad instantánea se obtiene a partir del producto de los conjugados de la expresión 2.16 con lo que se define un ancho de pulso τ_p *Full Width at Half Maximum* (FWHM) como sigue:

$$I(t) = |E(t)|^2 = \exp(-2at^2) = \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right] \quad 2.18$$

$$\tau_p \equiv \sqrt{\frac{2 \ln 2}{a}} \quad 2.19$$

La representación en frecuencia del pulso Gaussiano muestra su conveniencia ya que la transformada de Fourier de la expresión 2.16 tiene la misma forma gaussiana.

$$\tilde{E}(\omega) = \exp\left[-\frac{a}{4(a^2 + b^2)}(\omega - \omega_0)^2 - i\frac{b}{4(a^2 + b^2)}(\omega - \omega_0)^2\right] \quad 2.20$$

Con una intensidad espectral y fase espectral como sigue.

$$|E(\omega)|^2 = E_0^2 \exp\left[-\frac{a}{2(a^2 + b^2)}(\omega - \omega_0)^2\right] = E_0^2 \exp\left[-(4 \ln 2) \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_p}\right)^2\right] \quad 2.21$$

$$\varphi(\omega) = -\frac{b}{4(a^2 + b^2)}(\omega - \omega_0)^2 \quad 2.22$$

El ancho espectral queda entonces definido para FWHM de la siguiente forma

$$\Delta\omega_p \equiv 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{a \left(1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2\right)} \quad 2.23$$

Las expresiones 2.16 a 2.21 tienen representación instrumental cuando se analiza la señal de intensidad o interferencia de un autocorrelador para los casos de la representación de intensidad temporal de los pulsos, o bien cuando se determina por medio de un analizador de espectros óptico la distribución espectral de los pulsos del láser.

Es quizá esta última representación la más práctica herramienta en el diagnóstico del láser debido a que se puede obtener en tiempo real el análisis espectral sin necesidad de una alineación compleja de la instrumentación como en el caso de la medición temporal de los pulsos por medio del análisis temporal de un autocorrelador. Ambas herramientas serán discutidas y analizadas en los siguientes capítulos.

Finalmente, una medida del *chirp* de un pulso puede ser obtenida por medio del producto del ancho temporal y el ancho espectral de la siguiente forma:

$$\tau_p \Delta\nu_p \equiv \frac{\tau_p \Delta\omega_p}{2\pi} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2} \quad 2.24$$

Para un pulso sin *chirp*, $b=0$, y el pulso al ancho límite inferior tiene un valor como sigue:

$$\tau_p \Delta \nu_p = \frac{2 \ln 2}{\pi} \approx 0,44$$

En general los pulsos cortos siempre conservarán esta relación en ausencia de *chirp*, de tal forma que una evaluación inmediata del ancho del pulso se obtiene a partir de la observación del análisis espectral, cuando el ancho espectral es corto el ancho del pulso debe ser grande, e incluso aun mas ensanchado en presencia de *chirp*.

2.4 Propagación de pulsos en los medios

Desde el punto de vista del diseño de láseres el control de la dispersión provocada en los pulsos cortos al viajar por un medio es un parámetro importante a controlar, sin embargo el uso de los pulsos para las diversas aplicaciones requiere adicionalmente de este control fuera de la cavidad de láser.

El control de la dispersión de los pulsos dentro de la cavidad es discutido en el capítulo 4 pero a continuación se realiza la descripción de esta dispersión y las expresiones para calcularla y compensarla.

La representación del pulso en el espacio y las frecuencias es la siguiente:

$$E(z, \omega) = \tilde{E}(\omega) e^{-ik(\omega)z} \tag{2.25}$$

Donde $\tilde{E}(\omega)$ esta definida por la ecuación 2.20, y la constante de propagación $k(\omega)$ puede ser expandido en series de Taylor de la siguiente manera para un medio dispersivo al ancho espectral representado en el pulso:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega_0)[\omega - \omega_0] + \frac{1}{2}k''(\omega_0)[\omega - \omega_0]^2 + \dots \tag{2.26}$$

Considerando la expansión anterior, a la expresión 2.25 se le puede aplicar la transformada de Fourier para obtener una representación del pulso en el tiempo como función de la propagación en z. Sin embargo la dispersión del pulso en frecuencia queda representada por la funcionalidad que toman los términos de la expresión 2.26, los cuales representan lo siguiente:

$$k(\omega_0) = \frac{\omega_0}{v_\phi(\omega_0)} \tag{2.27}$$

Es la constante de propagación (frecuencia portadora/velocidad de fase). La velocidad de fase entendida como la velocidad de propagación de la onda monocromática a ω_0

$$k'(\omega_0) = \left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} = \frac{1}{v_g(\omega_0)} \tag{2.28}$$

Es el inverso de la velocidad de grupo evaluada para la frecuencia central ω_0 .

$$k''(\omega_0) = \left(\frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial k}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega_0} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right)$$

2.29

Es la dispersión de la velocidad de grupo como función de la propagación en z para el medio dispersivo en que viaja el pulso. La ecuación 2.28 puede expresarse en términos del índice de refracción del medio, así como de la longitud de onda.

Por medio de las relaciones 2.5 operando las ecuaciones 2.28 y 2.29 se obtienen las expresiones para la velocidad de grupo y la dispersión de la velocidad de grupo (GVD). Estas expresiones son derivadas en el apéndice III.

$$\frac{1}{v_g(\omega)} = \frac{1}{c} \left(n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0} \right)$$

2.30

$$GVD \equiv \frac{d}{d\omega} \left[\frac{1}{v_g(\omega)} \right] = \frac{-\lambda_0^2}{2\pi c_0} \frac{d}{d\lambda_0} \left[\frac{1}{c_0} \left(n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0} \right) \right] = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c_0^2} \frac{d^2 n}{d\lambda_0^2}$$

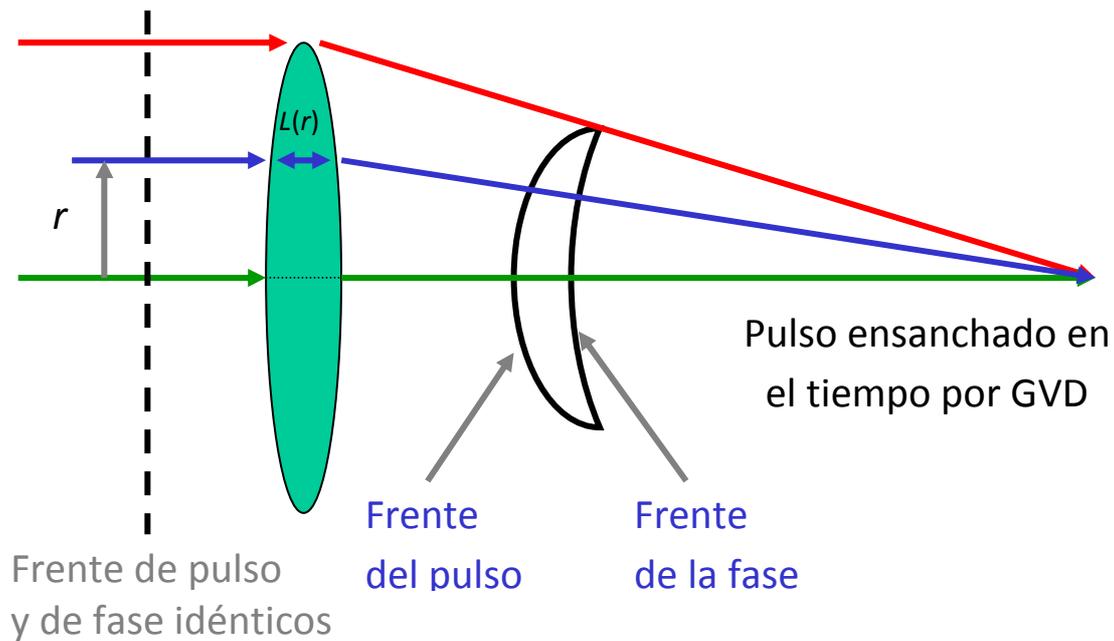
2.31

Las expresiones anteriores permiten calcular la dispersión de la velocidad de grupo de un pulso conociendo el índice de refracción del material en el cual se propaga, los cálculos necesarios y resultados para la compensación de velocidad de grupo en los láser se presentan cuando se analice el diseño de las cavidades resonantes.

Algunos ejemplos de la dispersión en sistemas ópticos se muestran a continuación a manera de ilustración sobre los fenómenos dispersivos que se controlarán en las etapas de diseño del láser.

Dispersión en lentes delgadas

Como se ha mostrado, la representación de los pulsos en el espacio de las frecuencias permite analizar y controlar sus propiedades, los pulsos están definidos por el frente del pulso y por el frente de la fase, y en general los pulsos se ensanchan al pasar por los materiales, la siguiente figura trata de ilustrar este ensanchamiento al pasar por una lente y la dispersión del retraso en el grupo de frecuencias (group delay dispersion, $\Delta T(r)$) como función de los parámetros geométricos de la lente. Esta dispersión del grupo de frecuencias es adicional a la dispersión de la velocidad de grupo por la propagación del pulso en el vidrio de la lente.



2.7. Esquema de ensanchamiento de un pulso al propagarse por una lente

En la figura anterior, se observa que la dispersión de grupo retrasa la llegada del pulso al foco en la parte central respecto a la periferia del pulso, este retraso se puede aproximar partiendo de la expresión 2.28, estableciendo el retraso que produce el material de la lente en el pulso como función de la longitud de material que atraviesa.

$$\Delta T(r) = \left(\frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_g} \right) L(r)$$

Haciendo uso de las expresiones para lente delgada, la expresión anterior se puede reducir en términos geométricos y evaluarla para el radio del haz incidente en la lente [2.3, secc 2.3].

$$\Delta T = -\frac{\theta^2 f}{2c(n-1)} \left(\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)$$

2.32

En particular para una lente delgada en el UV con un fuerte enfoque el retraso ΔT puede ser de hasta 300 fs, que es una estimación del ensanchamiento del pulso. Los efectos de ensanchamiento son en general importantes solo para pulsos muy cortos, (menores de 50 fs) y el efecto se incrementa conforme la longitud de onda disminuye. Para los láseres de Ti:zr y Cr:LiSAF en el infrarrojo cercano, el efecto debido al enfoque de un lente de distancia focal 13 mm en una lente de material BK7 con un diámetro de haz de 0,25 mm produce aproximadamente $\Delta T \approx 0,2$ fs.

Dispersión angular en prismas

La dispersión de elementos angulares es muy útil para la compensación de GVD en las cavidades láser para pulsos con *chirp*. De acuerdo al siguiente diagrama, se obtienen las relaciones para expresar el GVD para un prisma dispersor al que se le

hace incidir pulsos en un ápice. El análisis para obtener el GVD se realiza a partir de la diferencia de fase del grupo de frecuencia a la que denominamos retraso de fase (*phase delay*, $\psi(\omega)$), es importante mencionar que la dispersión generada en este tipo de elemento es obtenida por la difracción de los elementos a diferencia de la dispersión por el tránsito de pulsos en un medio material.

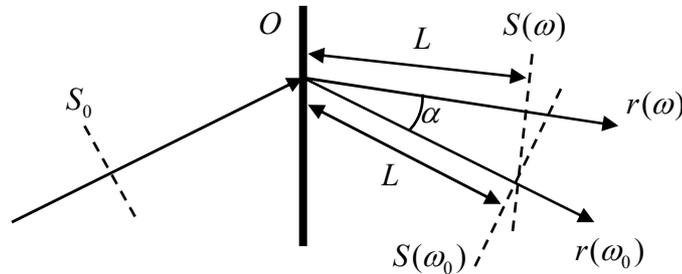


figura 2.8. Dispersión por un prisma

Partiendo del plano S_0 de fase constante, el pulso es introducido en el ápice del prisma o un elemento dispersivo en la posición O , dando como resultado que si la frecuencia ω_0 se propaga una distancia L al plano $S(\omega_0)$ perpendicular al haz de frecuencia ω_0 , entonces la frecuencia ω tiene una diferencia de fase $\psi(\omega)$ proporcional a la distancia entre los planos $S(\omega_0)$ y $S(\omega)$, entonces.

$$\psi(\omega) = \frac{\omega}{c} L \cos \alpha$$

Para el caso particular de los prismas, el retraso de la fase aproximado cuando $\alpha \rightarrow 0$ está dado por la siguiente expresión [2.3, sec 2.5.3]:

$$\left. \frac{d\psi(\omega)}{d\omega^2} \right| = -\frac{L\omega_0}{c} \left(\left. \frac{d\alpha}{d\omega} \right|_{\omega_0} \right)^2$$

De la expresión anterior, se concluye que la dispersión resultante es negativa. En general la GVD por dispersión angular es siempre negativa, a diferencia de la dispersión de GVD por el tránsito del pulso en el material del prisma o elementos dispersor.

Como se analizará en el capítulo 4, las configuraciones con dos prismas ofrecen GVD negativa que se usa para el control de la dispersión dentro de la cavidad del láser.

Dispersión en espejos de penetración variable (*chirp mirrors*)

Espejos Chirp son una alternativa a la generación de GVD negativa, su principal diferencia con respecto a los sistemas de prismas o elementos de dispersión angular

es que la cantidad de GVD producida es constante a una frecuencia central. Por lo que no se pueden construir dispositivos ópticos de control continuo de GVD con estos dispositivos, sin embargo suelen ser simples de introducir en la cavidad del láser como espejos finales o de múltiples reflexiones sin necesidad de controles de translación como en el caso de los prismas.

La siguiente figura tomada de la referencia [2.7], muestra el principio de funcionamiento de este tipo especial de espejo. En el cual se han alternado películas de dieléctrico con alto y bajo índice de refracción construyendo espejos de alta reflexión a diferentes longitudes de onda. La variación gradual de los espesores entre las películas puede producir una modulación del GVD, así como compensar las longitudes de penetración necesarias para las diferentes longitudes de onda a fin de producir un GVD negativo cuasi constante en el ancho espectral especificado para el espejo.

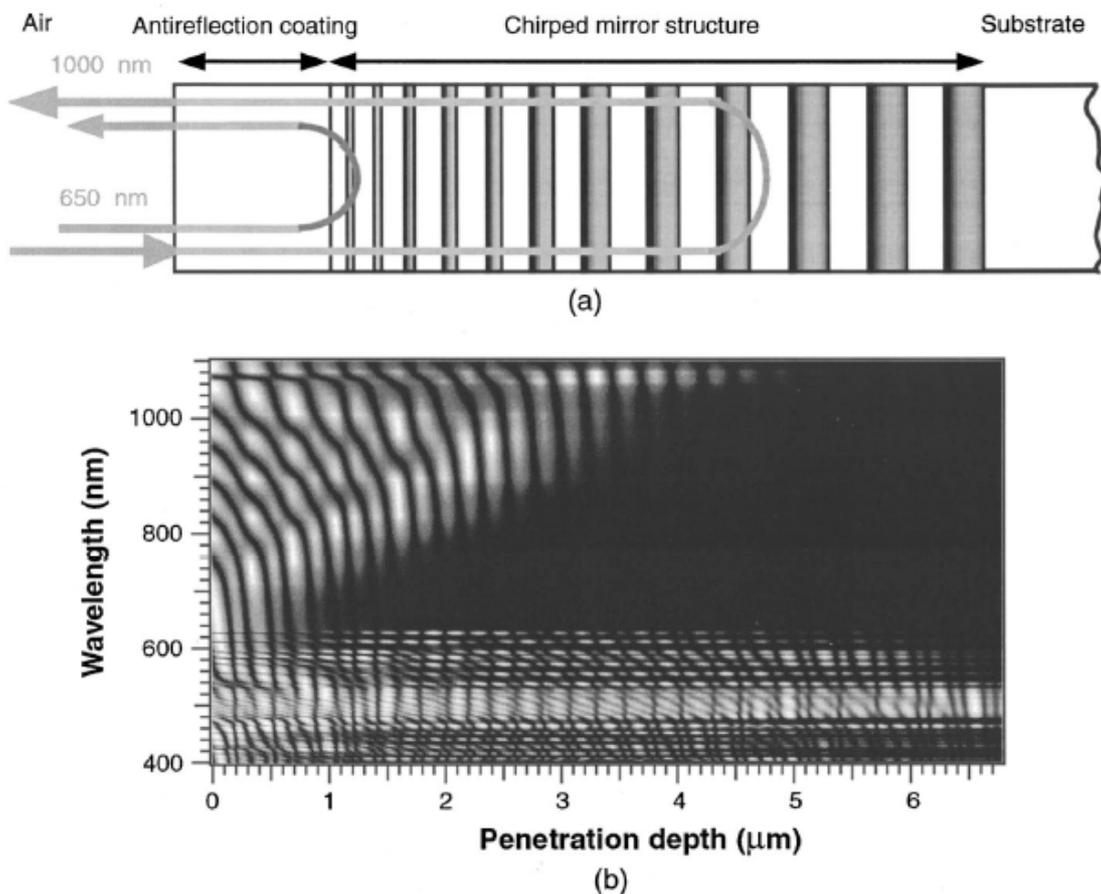
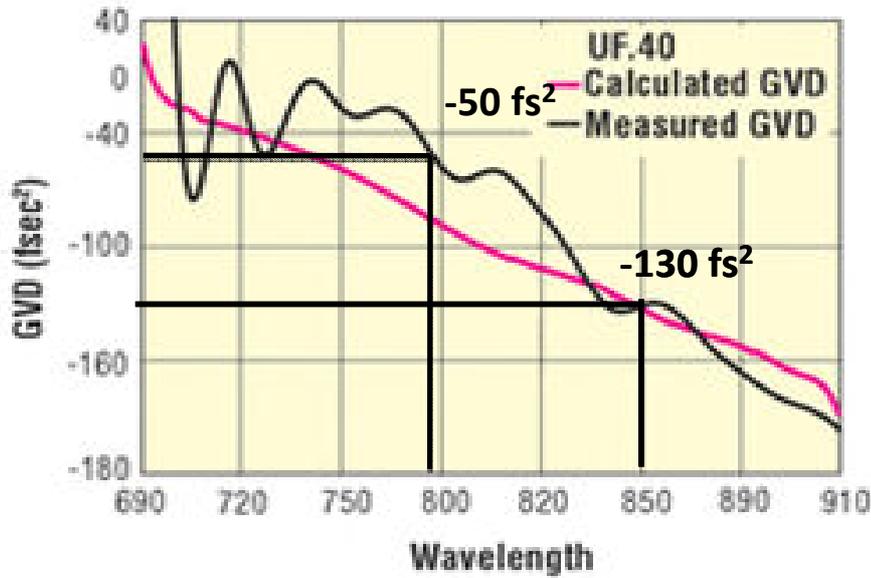


figura 2.9. Espejo de penetración variable *chirp mirror*, a) estructura de un espejo doble de penetración variable, b) Onda estacionaria del campo dentro del espejo.

Las especificaciones de un espejo comercial modelo 10Q20UF.40 de Newport se muestran en la figura 2.10.



2.10. Especificación de GVD para el espejo chirp modelo 10Q20UF.40 de Newport

Aprovechando la modulación periódica de los espesores de los pares de películas dieléctricas de bajo y alto índice de refracción, se puede producir una modulación de la GVD como función de la longitud de onda, como la que se muestra en la figura 2.11. En la grafica se muestran el GVD para dos espejos complementarios que deben ser usados por pares en las cavidades resonantes a fin de producir un efecto promedio de GVD negativa. Este tipo de espejos se han vuelto populares para cavidades de muy alta frecuencia de repetición donde se espera tener el mínimo número de espejos de tal forma que es conveniente contar con el efecto de alta reflexión y compensación del GVD en el mismo elemento.

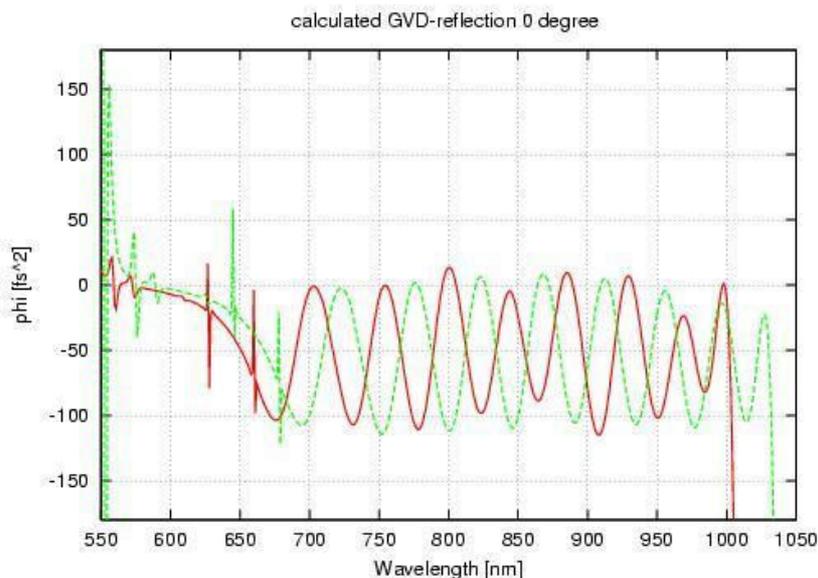


figura 2.11 pares complementarios de espejos chirp

Automodulación y dispersión de pulsos en materiales.

La dependencia del índice de refracción con la intensidad en el caso de un solo haz produce que la polarización no lineal del medio este a la misma frecuencia del haz incidente y modifica la propagación del haz u otras propiedades del mismo haz. Como ejemplos están el auto enfoque (*self-focusing*), el auto desenfoque (*self-defocusing*) y la auto-modulación de la fase (*self-phase modulation*).

La auto-modulación de la fase esta asociada con la variación temporal del índice de refracción inducido y adquiere relevancia únicamente con pulsos ultracortos ya que produce un ensanchamiento del perfil de frecuencia.

La fase de una onda electromagnética se puede representar con la siguiente ecuación, donde la propagación (dispersión) se expresa con el índice de refracción no lineal.

$$\phi(t, z) = \omega t - kz = \omega t - \frac{n\omega}{c} z = \omega t - \frac{[n_0 + n_2 I(t)]\omega}{c} z \quad 2.33$$

La variación temporal de la fase tendrá dos contribuciones, una de ellas solo es importante cuando la variación de la intensidad es grande, generando nuevas frecuencias en consecuencia.

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega - \frac{n_2 \omega z}{c} \frac{dI(t)}{dt} = \omega \pm \Delta\omega \quad 2.34$$

En las fibras, la no linealidad se expresa como el área lo que es claro al ver la siguiente ecuación:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n_2 I d}{\lambda} = \frac{2\pi n_2 P d}{\lambda A_{eff}} = \left(\frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \right) P d = n_f P d \quad 2.35$$

Donde d es la longitud de la fibra, A_{eff} el área efectiva de la fibra a la longitud de onda λ y P la potencia óptica acoplada a la fibra.

Como ejercicio de órdenes de magnitud, para la expansión de los pulsos, se presentan los valores de la GVD [fs^2/m], dispersión de la velocidad de grupo y el producto del GVD por la distancia GDD [fs^2] (dispersión de retraso de grupo), para diferentes materiales.

$GVD_{\text{aire}}=20$ [fs²/m] @ 800nm, $GVD_{\text{fusedsilica}}=36.11$ [fs²/mm] @ 800nm, $GVD_{\text{LakL21}}=59.46$ [fs²/mm] @ 800nm, $GVD_{\text{sf10}}=159.2$ [fs²/mm] @ 800nm y $GVD_{\text{bk7}}=50.6$ [fs²/mm] @ 800nm.

El ensanchamiento de un pulsos que contiene GDD se obtiene a partir de la siguiente expresión con la que se han calculado los valores de la tabla

$$\tau_{out} = \frac{\sqrt{\tau_{in}^4 + 16(\ln 2)^2 GDD^2}}{\tau_{in}}$$

2.36

	GDD=1fs ²	GDD=10fs ²	GDD=100fs ²	GDD=1000fs ²
$\tau_{in} = 1$ [fs]	$\tau_{out} = 3$ [fs]	$\tau_{out} = 28$ [fs]	$\tau_{out} = 277$ [fs]	$\tau_{out} = 2770$ [fs]
$\tau_{in} = 10$ [fs]	$\tau_{out} = 10$ [fs]	$\tau_{out} = 10.4$ [fs]	$\tau_{out} = 30$ [fs]	$\tau_{out} = 277$ [fs]
$\tau_{in} = 100$ [fs]	$\tau_{out} = 100$ [fs]	$\tau_{out} = 100$ [fs]	$\tau_{out} = 100$ [fs]	$\tau_{out} = 104$ [fs]

tabla 2.1 ensanchamiento de un pulso por dispersión del retraso de grupo

2.5 Matrices ABCD para la propagación de rayos

Una descripción de la propagación de la luz que es muy simple pero que resulta ser muy poderosa es la descripción de los haces como rayos, que siempre viajan en línea recta, se refractan y reflejan de acuerdo a la óptica geométrica y solo requieren de su posición e inclinación en un punto para determinar la nueva posición en cualquier punto.

Si x_i y θ_i son la posición y el ángulo en la posición $z=0$, entonces x_f y θ_f serán la posición y el ángulo en la posición arbitraria z .

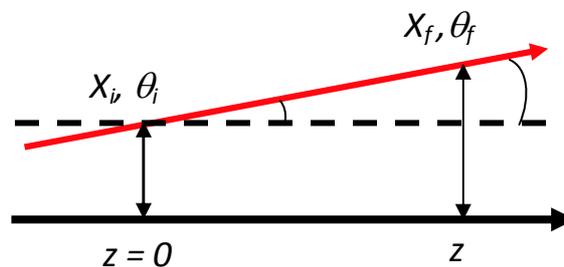


figura 2.12. Representación de la propagación de un rayo para matrices ABCD

Lo anterior se puede resumir en las ecuaciones siguientes:

$$x_f = x_i + z \theta_i$$

$$\theta_f = \theta_i$$

2.37

Y reescribiendo en notación matricial:

$$\begin{bmatrix} x_f \\ \theta_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ \theta_i \end{bmatrix}$$

2.38

En forma generalizada, la matriz se puede construir por medio de derivadas para describir correctamente dependencias puntuales de los parámetros con el desplazamiento. Las derivadas se pueden escribir como en el siguiente diagrama.

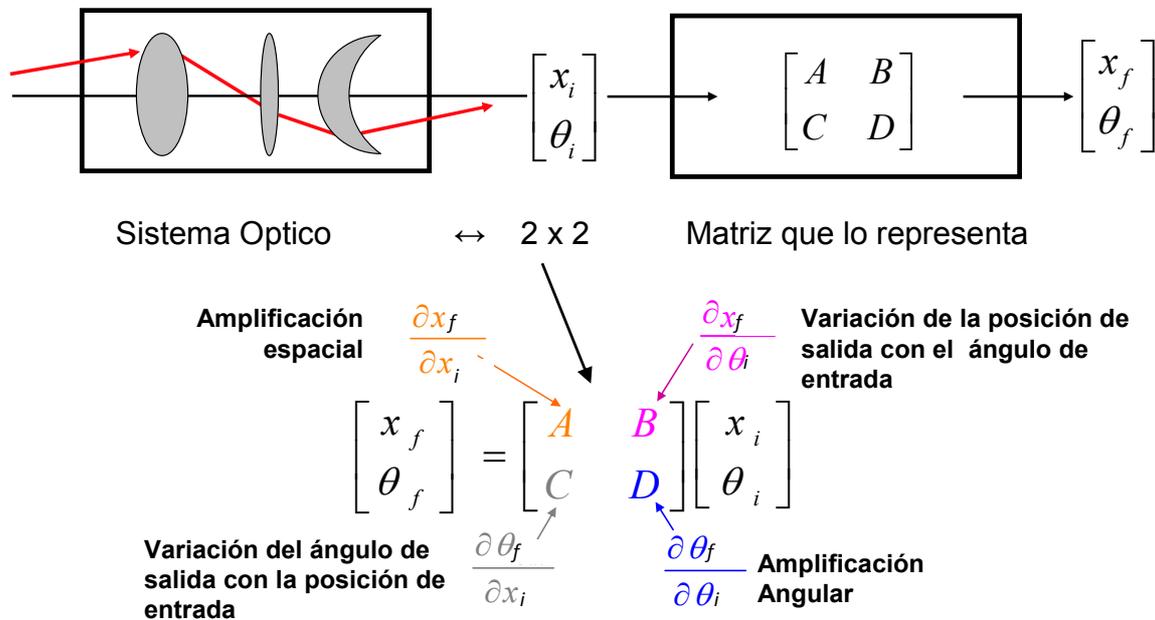


figura 2.13 Esquema de la representación de las matrices ABCD para sistemas ópticos

Se pueden determinar en forma sencilla los elementos de matriz para los sistemas ópticos más simples, en particular para los análisis necesarios en la simulación de cavidades resonantes, se utilizarán interfaces dieléctricas con curvatura esférica para lentes y espejos así como propagación lineal en un medio.

Por ejemplo para una interfaz dieléctrica definida de acuerdo al diagrama siguiente:

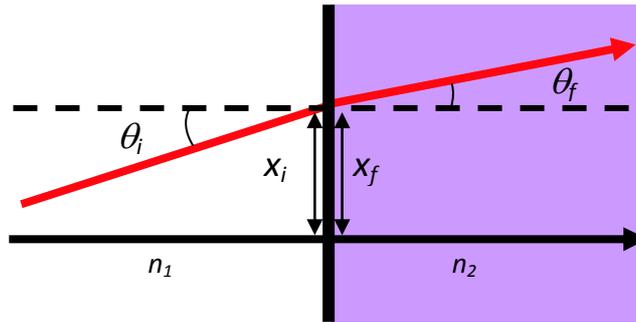


figura 2.14. Esquema de interfase dieléctrica para evolución con matrices ABCD

Por continuidad se tiene que las alturas no varían en el punto de incidencia.

$$x_f = x_i$$

Y el ángulo θ_f se puede relacionar por medio de la ley de Snell: $n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_f)$

Si los ángulos de refracción son pequeños es válida la aproximación: $n_1 \theta_i = n_2 \theta_f$ lo que produce las relaciones:

$$x_f = x_i$$

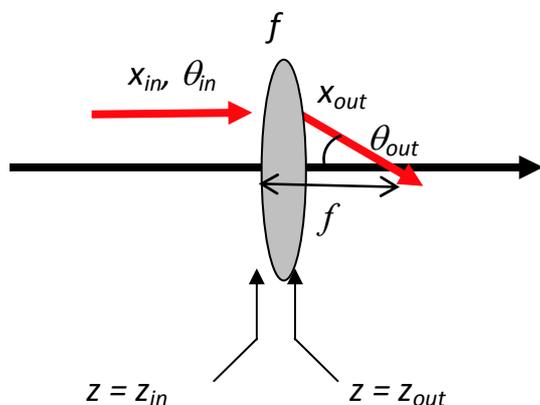
$$\theta_f = (n_1 / n_2) \theta_i$$

Y en notación matricial

$$M_{interface} = \begin{bmatrix} x_f \\ \theta_f \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1 / n_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ \theta_i \end{bmatrix}$$

2.39

Para una lente delgada donde el espesor de la lente es idealmente cero y con longitud focal f , se tiene para el plano de la lente:



$$\tan \theta_f = \frac{x}{f} \quad \therefore \quad \theta_f \approx \frac{x}{f}$$

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial x} = \frac{1}{f}$$

figura 2.15 esquema para análisis con matrices ABCD de lente delgada

El signo negativo en las siguientes expresiones para la distancia focal f es debido a la dirección de la curvatura de la superficie de la lente.

Adicionalmente se tiene que para los sistemas de lentes la invariancia óptica esta definida por la relación $x_2\theta_f = x_1\theta_i$, que evaluada para el punto de incidencia del rayo en la lente $x_f = x_i$ da como resultado que $\frac{\partial\theta_f}{\partial\theta_i} = 1$

Las ecuaciones para rayos de la lente delgada quedan entonces de la siguiente forma

$$\begin{aligned}x_f &= x_i \\ \theta_f &= (-1/f) x_i + \theta_i \\ M_{lente} &= \begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix}\end{aligned}$$

2.40

Por analogía para un espejo esférico con distancia focal $R/2$

$$M_{espejo} = \begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix}$$

2.41

Para un espejo esférico con distancia focal $R/2$ y rotado un ángulo θ se tienen dos matrices de acuerdo al plano de incidencia. Para el plano de incidencia del espejo se tiene:

$$M_{espejo} = \begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R \cos \theta & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix}$$

2.42

Y para el plano normal al de incidencia:

$$M_{espejo} = \begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos \theta / R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix}$$

2.43

Finalmente para una superficie esférica de material dieléctrico y radio de curvatura R .

$$M_{espejo} = \begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (n_2 - n_1) / n_2 R & n_1 / n_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix}$$

2.44

Las ecuaciones 2.38 a la 2.44 serán usadas para las evaluaciones necesarias en las etapas de diseño del láser.

Superficies múltiples se pueden trabajar a través de multiplicaciones sucesivas de sus matrices y los parámetros de salida se obtienen a partir de la matriz resultante como función de los parámetros de entrada.

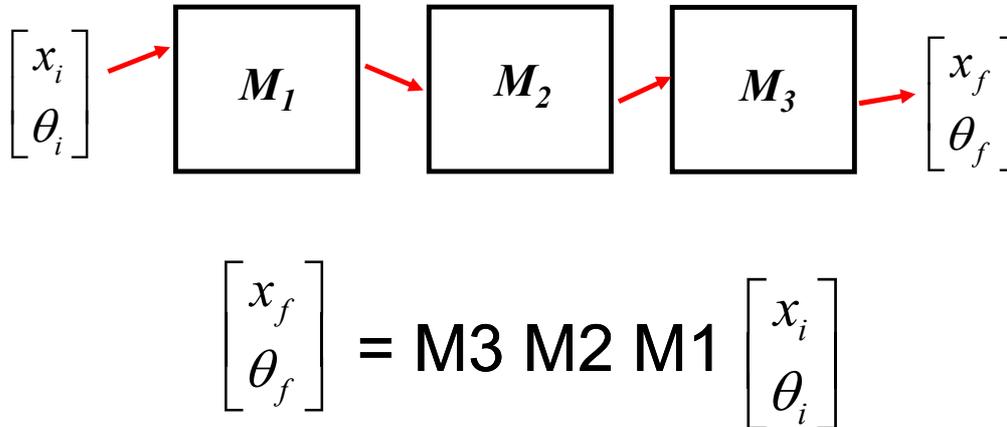


figura 2.16 Propagación de un haz por medio de matrices ABCD.

En la figura 2.16 se muestra la mecánica bajo la cual se puede realizar la propagación del haz a través de las matrices que representan cada región del espacio en que se propaga.

Matrices ABCD, haces gaussianos en el espacio

Como se vio en la definición del campo, un haz Gaussiano tiene una representación de acuerdo a la ecuación 2.9, la cual puede ser expresada de la siguiente forma [2.2, sec 2.6]:

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left\{ -i[kz - \eta(z)] - i \frac{kr^2}{2q(z)} \right\} \quad 2.45$$

Con el radio complejo $q(z)$ despejado de las expresiones 2.9 y 2.45.

$$\frac{1}{q(z)} \equiv \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \quad 2.46$$

Es posible describir la propagación de un haz Gaussiano por un sistema óptico con las herramientas de matrices ABCD, únicamente empleando el parámetro $q(z)$ como sigue:

$$q_f = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D} \quad 2.47$$

La ecuación 2.47 será ampliamente usada para modelar la trayectoria de haces gaussianos en el diseño del bombeo óptico y de cavidades de los láseres.

Matrices geométricas y dispersivas para sistemas ópticos

Los efectos de la dispersión en conjunto con los efectos geométricos pueden ser representados por las matrices de Kostenbauder [2.4] que representan uno de los formalismos para evaluar los sistemas ópticos que usan pulsos cortos o anchos de banda grandes. Este formalismo es quizá el más extendido y puede ser útil para modelar sistemas dispersivos complejos ya que ofrece el análisis de la propagación de los pulsos en términos geométricos como el formalismo convencional de las matrices ABCD así como en el dominio temporal (retrazo de fase) para conocer el comportamiento en conjunto de los sistemas ópticos dispersivos.

La matriz de Kostenbauder es una matriz cuadrada de 4 x 4 con los parámetros de entrada y salida de las matrices ABCD posición x , ángulo θ , tiempo t , y frecuencia ν . Cada uno de los términos de la matriz está definido de acuerdo a lo siguiente:

$$\begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \\ t_{out} \\ \nu_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x_{out}}{\partial x_{in}} & \frac{\partial x_{out}}{\partial \theta_{in}} & \frac{\partial x_{out}}{\partial t_{in}} & \frac{\partial x_{out}}{\partial \nu_{in}} \\ \frac{\partial \theta_{out}}{\partial x_{in}} & \frac{\partial \theta_{out}}{\partial \theta_{in}} & \frac{\partial \theta_{out}}{\partial t_{in}} & \frac{\partial \theta_{out}}{\partial \nu_{in}} \\ \frac{\partial t_{out}}{\partial x_{in}} & \frac{\partial t_{out}}{\partial \theta_{in}} & \frac{\partial t_{out}}{\partial t_{in}} & \frac{\partial t_{out}}{\partial \nu_{in}} \\ \frac{\partial \nu_{out}}{\partial x_{in}} & \frac{\partial \nu_{out}}{\partial \theta_{in}} & \frac{\partial \nu_{out}}{\partial t_{in}} & \frac{\partial \nu_{out}}{\partial \nu_{in}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \\ t_{in} \\ \nu_{in} \end{bmatrix}$$

2.48

Los términos comunes con las matrices ABCD se encuentran en las posiciones (1,1), (1,2), (2,1) y (2,2) como se muestra en la siguiente matriz.

$$\begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \\ t_{out} \\ \nu_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B & 0 & E \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \\ t_{in} \\ \nu_{in} \end{bmatrix}$$

2.49

Los términos adicionales son los siguientes:

$$G = \frac{\partial t_{out}}{\partial x_{in}}, \text{ es el cambio longitudinal del frente del pulso.}$$

$$H = \frac{\partial t_{out}}{\partial \theta_{in}}, \text{ Cambio angular del frente del pulso,}$$

$$\text{Término (3,3)} = \frac{\partial t_{out}}{\partial t_{in}} = 1 \text{ el parámetro tiempo es Invariable (lineal).}$$

$$E = \frac{\partial x_{out}}{\partial v_{in}}, \text{ dispersión lineal de la frecuencia.}$$

$$F = \frac{\partial \theta_{out}}{\partial v_{in}}, \text{ dispersión angular de la frecuencia}$$

$$I = \frac{\partial t_{out}}{\partial v_{in}}, \text{ dispersión de la velocidad de grupo.}$$

$$\text{El término (4,4)} = \frac{\partial v_{out}}{\partial v_{in}} = 1, \text{ invariancia de la frecuencia para elementos lineales.}$$

Debido a que las propiedades geométricas del rayo no dependen del tiempo, los parámetros $\frac{\partial x_{out}}{\partial t_{in}} = \frac{\partial \theta_{out}}{\partial t_{in}} = 0$.

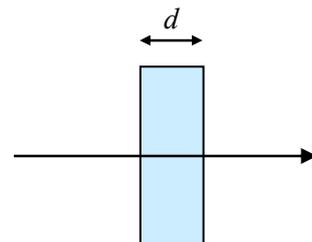
Debido a que los términos (4,1), (4,2), (4,3) se refieren a la frecuencia central y dicha frecuencia de referencia es invariante en un elemento sin efectos no lineales (elemento lineal), entonces

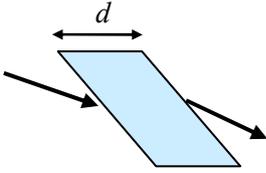
$$\frac{\partial v_{out}}{\partial x_{in}} = \frac{\partial v_{out}}{\partial \theta_{in}} = \frac{\partial v_{out}}{\partial t_{in}} = 0$$

Con lo que se conforma la matriz 2.49

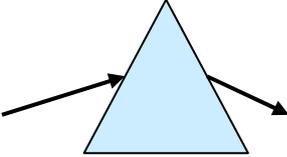
Algunas estructuras simples tienen las matrices siguientes:

$$M_{placa_dispersora} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{d}{n} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -2\pi d \frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial v} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$



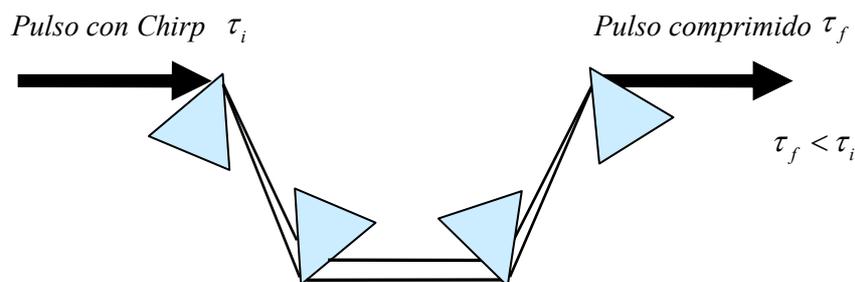
$$M_{placa_Brewster} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{d}{n^3} & 0 & -\frac{d}{n^3} \frac{\partial n}{\partial \nu} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{d}{n^3 \lambda} \frac{\partial n}{\partial \nu} & 1 & \frac{d}{n^3 \lambda} \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)^2 - 2\pi d \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial \nu_g}{\partial \nu} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$


Con d el espesor de la placa

$$M_{prisma_Brewster} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{d}{n^3} & 0 & \frac{d}{n^3} \frac{\partial n}{\partial \nu} \\ 0 & 1 & 0 & 2 \frac{\partial n}{\partial \nu} \\ 2 \frac{1}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial \nu} & 2 \frac{d}{n^3 \lambda} \frac{\partial n}{\partial \nu} & 1 & \frac{d}{n^3 \lambda} \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)^2 - 2\pi d \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial \nu_g}{\partial \nu} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$


Compresor con cuatro prismas simétricos con el mismo índice de refracción.

$$M_{compresor_4prismas} = \begin{bmatrix} 1 & 2l_1 + l_2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -2 \frac{l_1}{\lambda} \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)^2 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$



Las matrices de Kostenbauder pueden ser usadas para simulación de haces gaussianos, en cuyo caso la expresión 2.47, toma la forma siguiente [2.3, secc.2.7]:

$$\tilde{Q}_f = \frac{\begin{pmatrix} A & 0 \\ G & 1 \end{pmatrix} \tilde{Q}_i + \begin{pmatrix} B & E/\lambda \\ H & I/\lambda \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} C & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tilde{Q}_i + \begin{pmatrix} D & F/\lambda \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}$$

La expresión 2.50, junto la definición del radio complejo para haz Gaussiano permite la evaluación de sistemas dispersivos complejos. Sin embargo desde el punto de vista del diseño, la optimización del ancho de pulso de un láser de pulsos ultracortos, es conveniente evaluarla experimentalmente debido a los múltiples factores de influencia. Por esta razón, los cálculos aproximados para la compensación de GVD con espejos de penetración variable o prismas se pueden obtener en forma independiente sin recurrir a las matrices de Kostenbauder. Evaluando el desempeño del láser por auto correlación o ancho espectral como se mostrará en los capítulos 4 y 5.

2.6 Formación de pulsos, los mecanismos físicos dentro del láser

Los láseres de pulsos ultracortos de estado sólido, generalmente se diseñan de acuerdo al mecanismo físico por medio del cual se generarán los pulsos del láser dentro de la cavidad. De tal forma que el “amarre de modos” (mode locking , ML) puede darse por métodos activos y pasivos. En particular, las cavidades resonantes para generar pulsos por métodos pasivos tienen gran interés debido a que el proceso de “mode locking”, no requiere energía adicional al bombeo óptico del láser, como en el caso de los métodos activos donde un dispositivo modulador intracavidad “igual” la fase de los modos longitudinales para producir el ML. En este sentido, los métodos pasivos basados en cristales no lineales, ya sea como medio de ganancia del láser o independientemente del medio de ganancia, producen láseres pulsados más robustos, que han generado los pulsos más cortos obtenidos hasta ahora. Un par de ejemplos de ML pasivo basado en Kerr lens con medio no lineal incorporado al medio de ganancia y con medio no lineal fuera del medio de ganancia se pueden revisar en las referencias [2.5 y 2.6].

Un método pasivo para la generación de pulsos, que puede involucrar un mecanismo no lineal en el mismo medio que produce la ganancia, es el método de “Kerr Lens”, el cual aprovecha el fenómeno Kerr generado en el material no lineal. El fenómeno Kerr, se produce por la variación del índice de refracción del medio de ganancia con la variación de intensidad del campo electromagnético presente. A mayor intensidad de campo, mayor cambio en el índice de refracción neto en el material, el cual generalmente es un cristal, de tal forma que el índice de refracción neto como primera aproximación esta dado por: $n = n_0 + n_2 I$, con n_0 el índice de refracción lineal y n_2 el índice de refracción no lineal dependiente de la intensidad I . Diversos fenómenos se producen dentro de un cristal con índice de refracción no lineal en presencia de altas intensidades de luz (campo), sin embargo la refracción producida por los cambios del índice de refracción es de interés debido a que puede producir fenómenos de auto enfoque y dar origen a *Kerr Lens*. Los fenómenos antes descritos se pueden representar a través de ecuaciones del estado de ganancia y pérdidas dentro de la cavidad de láser como a continuación se indica.

Absorción y amplificación de luz dentro de la cavidad láser

Dentro del medio de ganancia las ondas electromagnéticas experimentan pérdidas por absorción de diferente tipo y amplificación. Este último fenómeno de amplificación, da origen a la radiación útil emitida por el láser fuera de la cavidad. Por esta razón, la descripción cuantitativa de la amplificación de fotones dentro de la cavidad permite conocer entre otros parámetros la eficiencia esperada del medio de ganancia del láser, la absorción de la energía de bombeo así como los regímenes de operación continuo o pulsado del láser.

Para los fines del diseño de láseres, la mayoría de los parámetros mencionados relacionados con la absorción y amplificación de luz deben ser medidos experimentalmente como se mostrara en los siguientes capítulos. En esta sección son presentados los resultados teóricos necesarios para describir los fenómenos que se producen principalmente por la interacción entre la potencia de bombeo y los parámetros espectroscópicos del medio de ganancia.

Se considera que una onda electromagnética monocromática de frecuencia ν en un medio de ganancia contiene N_2 y N_1 átomos por unidad de volumen en los niveles energético 2 y 1. Si entre estos niveles se realiza una transición radiativa que origina los fotones de energía $h\nu$ contenidos dentro de una cavidad resonante, entonces se puede representar la potencia con la siguiente expresión [2.2, cap.6]

$$P = V(N_2 - N_1)Wh\nu \tag{2.51}$$

Donde V es el volumen y W la tasa de transiciones inducidas definida como

$$W = \frac{c^2 I}{8\pi n^2 h\nu^3 t_e}$$

Con t_e es el tiempo entre transiciones espontáneas. La expresión 2.51 da cuenta de la potencia que se suma en forma coherente dentro de la cavidad debida a la amplificación de fotones generada por la onda electromagnética a su paso por el medio con inversión de población $N_2 > N_1$, la variación de intensidad como función de la longitud en la dirección de propagación de la onda (Z) es la siguiente:

$$\frac{dI}{dz} = (N_2 - N_1) \frac{c^2 g(\nu) I}{8\pi n^2 \nu^2 t_e} \tag{2.52}$$

Con solución de la forma:

$$I(z) = I_0 e^{\gamma(\nu)z} \tag{2.53}$$

Con $\gamma(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{c^2 g(\nu)}{8\pi n^2 \nu^2 t_e}$ e $I_0 = I(z = 0)$

La ecuación 2.53 es relevante tanto para absorción con $\gamma(\nu)$ negativo como para amplificación cuando existe la inversión de población. En el primer caso, para un medio sin inversión de población y flujo constante en el tiempo y definido en el espacio La intensidad toma la forma $I(z) = I_0 e^{-\alpha(\nu)z}$ con $\alpha(\nu) = (N_1 - N_2)\sigma(\nu)$ el coeficiente de absorción que es obtenido experimentalmente con la medición extinción de bombeo en el cristal (capítulo 3) y función de la sección de absorción transversal (*absortion cross section*).

En el caso de la amplificación el término $(N_1 - N_2)$ es positivo cuando el bombeo alcanza un flujo que compensa la emisión espontánea en el material, lo que se muestra en la figura 2.17 para la Potencia de salida del láser como función del bombeo y la potencia espontánea emitida P_e .

En el punto de intersección cuando la potencia de salida es mayor a cero, la velocidad de bombeo (R) es idéntica a la velocidad de bombeo de umbral (R_t), y la potencia de salida del láser crece por encima de la potencia emitida en forma espontánea.

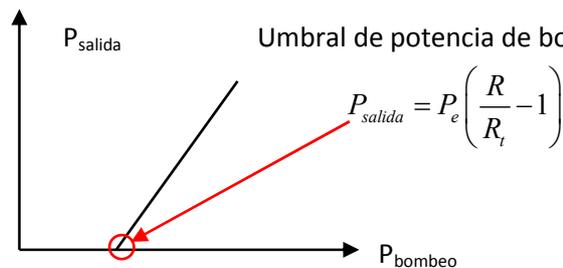


figura 2.17 Umbral de potencia de bombeo para obtener operación CW del laser

El láser siempre trabaja en el equilibrio entre pérdidas y ganancia, de tal forma que cualquier mecanismo físico dentro de la cavidad que aumente las pérdidas o la ganancia necesariamente altera la potencia de salida del láser e incluso la inhibe como en el caso de la formación de pulsos.

Sin importar el mecanismo físico de origen, la respuesta en pérdidas-ganancia y la formación del pulso siguen un camino idéntico, el efecto Kerr es un camino posible sumamente rápido, el caso de los absorbentes saturables es otro caso pero con respuesta lenta con respecto al efecto Kerr. El láser en todo caso puede ser descrito por un modelo que represente la dinámica de las pérdidas y ganancia dentro de un medio no lineal que produce variaciones en estos parámetros como función de la intensidad o energía de un pulso.

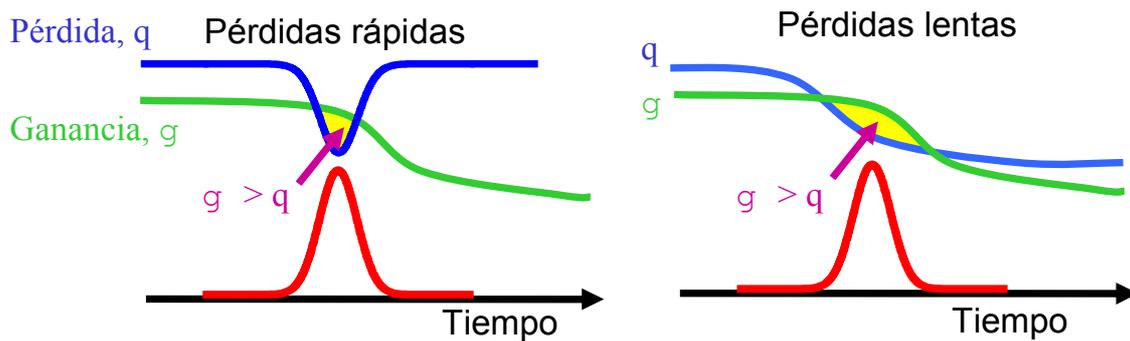


figura 2.18 formación de pulso en función de perdidas-ganancia

Partiendo de las ecuaciones de rapidez de cambio de energía (*rate equations*) para un medio de al menos dos niveles energéticos, se propone un par de expresiones para describir la potencia promedio del láser [2.8, 2.3 secc 5.3.1], donde la forma de los pulsos no es importante ya que el cambio en la potencia promedio tiene una escala temporal mucho mayor que la duración de los pulsos τ o que el tiempo necesario en recorrer la cavidad T . La dinámica de la potencia promedio, que es función de la energía del pulso W esta definida por el factor de ganancia después de recorrer la cavidad g y por las pérdidas no lineales q y lineales l al recorrer la cavidad.

$$\frac{dW}{dt} = \frac{g-l-q}{T} W \quad 2.54$$

Y

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{g-g_0}{\tau_L} - \frac{W}{W_L \tau_L} g \quad 2.55$$

g_0 es el factor de ganancia sin acción láser que resulta proporcional a la fluencia de bombeo y al factor de traslape de modos entre el bombeo y el láser (acoplamiento del bombeo). El medio de ganancia tiene un tiempo de vida medio τ_L y una energía de saturación efectiva W_L . Las pérdidas no lineales están descritas por $q = a(W - W_0)^2$ y pueden incluir los mecanismos de pérdidas inducidas como transparencia fotoinducida, absorción saturable inversa; absorción de dos fotones, portadores libres y efecto Kerr asistido por aperturas físicas.

El modelo de pérdidas requiere de un coeficiente de interacción no lineal, (a) que representa la variación de la pérdida máxima y la energía de umbral W_0 por encima de la cual actúa el efecto no lineal.

Si se propone una solución al sistema de ecuaciones 2.54 y 2.55 para el inicio de la operación del láser cuando existe sola la potencia por emisión espontánea en el medio de ganancia la energía $W = W_{esp}$ y la energía en la cavidad es muy pequeña con

respecto a la energía del umbral no lineal entonces $W_{esp} \ll W_0$ y $(W - W_0)^2 \approx W_0^2$, también la ganancia $g = g_0$, de tal forma que realizando separación de variables se obtiene las siguientes soluciones.

$$W(t) = W_{esp} \exp\left(\frac{g_0 - l - aW_0^2}{T} t\right) \quad 2.56$$

Y

$$g(t) = g_0 \exp\left(-\frac{W_{esp}}{W_{esp} \tau_L} t\right) \quad 2.57$$

Derivado de las soluciones 2.56 y 2.57, se obtiene que el láser inicia su operación si la ganancia en la cavidad está por encima del valor $g_0 = l + aW_0^2$ sin embargo para diferentes valores de g_0 función de las condiciones del bombeo, el láser puede operar con ganancia oscilatoria.

Las expresiones 2.54 y 2.55, representan convenientemente la condición de operación del láser para *Mode locking* continuo y estable (CWML) equivalente a la condición de onda continua CW del láser en ausencia de pulsos. En esta condición se debe cumplir

que $\frac{dg}{dt} = 0$, $\frac{dW}{dt} = 0$ y la ganancia inicial toma el valor de $g_0 = l \left(1 + \frac{W_0}{W_L}\right)$

Existe también el comportamiento oscilatorio sugerido de las soluciones 2.56 y 2.57, el cual explica la operación en *Q-Switch Mode locking*, QML, por lo que a intervalos de tiempo periódicos, las pérdidas aumentan por encima de la ganancia e inhiben la operación del láser apagando la potencia de salida. Esta última condición es indeseable para un láser de pulsos cortos estable orientado a metrología de frecuencia, pero puede ser de interés para aplicaciones de caracterización de materiales.

La evaluación numérica de las expresiones 2.54 y 2.55, mostrada en la figura 2.19 permite visualizar el comportamiento de la potencia de salida del láser así como la ganancia-pérdidas. La evaluación fue realizada en Matlab resolviendo el sistema de dos ecuaciones diferenciales y evaluándolas con las condiciones iniciales representativas para los cristales de Ti:Za y Cr:LiSAF

No se presenta una diferencia notable en el comportamiento del modelo con respecto a la diferencia entre los tiempo de vida media entre los cristales ya que ambos se encuentran en el orden de μs , sin embargo la frecuencia del QML cambia como función de τ_L , W_L y W_0

Los valores típicos de los parámetros para ambos cristales son los siguientes y Tiempo de recorrido (1/frecuencia de repetición) $T = 1/(30e6)$ s, pérdidas lineales $l = 30\%$, tiempo de vida media en las transiciones radiativas de TiZa $\tau_L = 3,2 \mu s$, de

Cr:LiSAF $\tau_L=67 \mu\text{s}$, energía de saturación efectiva $W_L=3 \text{ nJ}$, coeficiente de interacción no lineal $\alpha=5 \times 10^{-4} \text{ nJ}^{-2}$, energía de umbral no lineal $W_0=15 \text{ nJ}$.

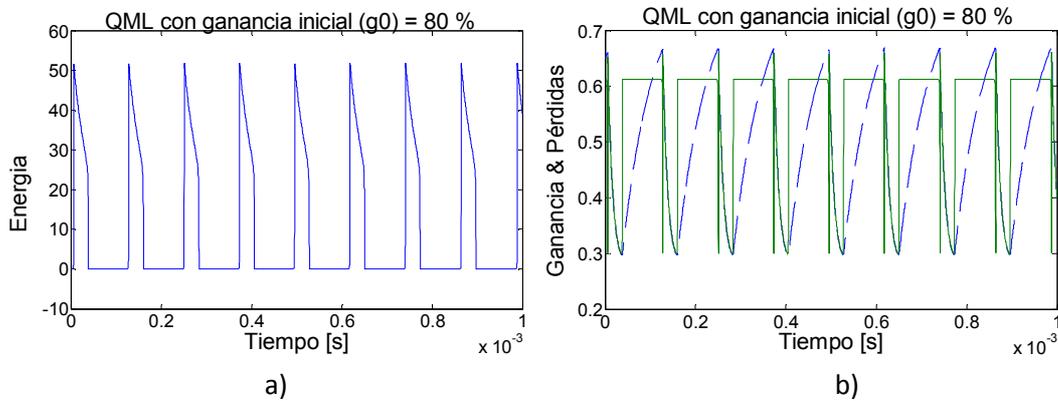


figura 2.19. energía del pulso con el tiempo, $g_0=0.8$, a) energía del pulso b) línea discontinua ganancia, continua pérdidas

Para el caso en que $g_0=0.9$ se obtiene el comportamiento de CWML mostrado en la figura 2.20:

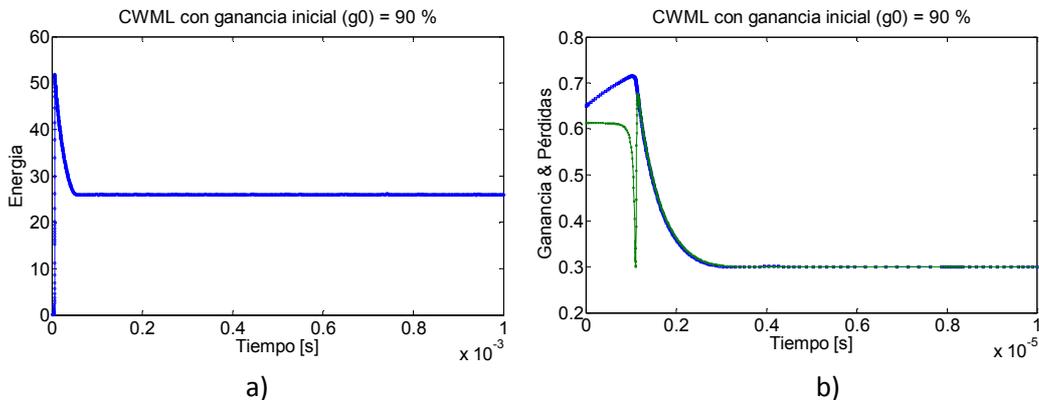


figura 2.20 energía del pulso con el tiempo, $g_0=0.8$, láseres de a) energía del pulso b) línea discontinua ganancia, continua pérdidas

Aclaración sobre las unidades en sistema internacional y CGS

Debido a la abundancia de resultados en los trabajos de investigación relacionados con mediciones de magnitudes no lineales de materiales, es conveniente incluir el siguiente compendio de relaciones entre las unidades mas usadas en la bibliografía [2.9].

La relación entre la intensidad de la luz y el campo eléctrico en SI y cgs es la siguiente:

$$I \left[\frac{W}{m^2} \right] = 2\varepsilon_0 n_0 c |E|^2; E[V/m] \quad I \left[\frac{erg}{s \text{ cm}^2} \right] = 2n_0 c |E|^2; E[sV/cm]$$

Y la definición del índice de refracción no lineal es:

$$\Delta n = n_2^I I \quad [-] \quad \text{índice no lineal de intensidad.}$$

$$\Delta n = 2n_2 |E|^2 \quad [-] \quad \text{índice no lineal de campo.}$$

También la polarización se puede expresar en el sistema internacional o en cgs

$$P = \varepsilon_0 (\chi + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E \cdot E + \dots) E \quad \chi[-]; \quad \chi^{(2)} \left[\frac{m}{V} \right]; \quad \chi^{(3)} \left[\frac{m^2}{V^2} \right] \quad \text{SI}$$

$$P = (\chi + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E \cdot E + \dots) E \quad \chi[-]; \quad \chi^{(2)} \left[\frac{cm}{sV} \right]; \quad \chi^{(3)} \left[\frac{cm^2}{sV^2} \right] \quad \text{cgs}$$

$$\chi^{(n)} [SI] = \frac{4\pi}{(c \cdot 10^4)^{n-1}} \chi^{(n)} [cgs]$$

$$\begin{array}{cc} n_2^I [SI] \left[\frac{m^2}{W} \right] & n_2^I [cgs] \left[\frac{s \text{ cm}^2}{erg} \right] \\ n_2 [SI] \left[\frac{m^2}{V^2} \right] & n_2 [cgs] \left[\frac{cm^2}{sV^2} \right] \end{array}$$

$$1[J]=10^7 \text{ [erg]} \quad 1[m^2]=10^4[cm^2] \quad 1 \text{ [sV]}=c \cdot 10^2 \text{ [V]} \quad c = 299 \ 792 \ 458 \text{ [m/s]}$$

$$n_2^I = \frac{n_2}{\varepsilon_0 n_0 c} \quad [SI] \quad n_2^I = \frac{4\pi n_2}{n_0 c} \quad [cgs]$$

$$n_2^I [SI] = 10^3 n_2^I [cgs] \quad n_2 [SI] = \left(\frac{1}{c \cdot 10^4} \right)^2 n_2 [cgs]$$

El factor 4π se incluyó en cgs en el índice no lineal.

Ejemplo: con $n_0=2$ y los valores de n_2 siguientes

$$n_2 [SI] = 5.3124E - 21 \left[\frac{m^2}{V^2} \right] \quad n_2 [cgs] = 4.7812E - 12 \left[\frac{cm^2}{sV^2} \right] \text{ o [esu]}$$

Entonces

$$n_2^I[SI] = 1E - 18 \left[\frac{m^2}{W} \right] \quad n_2^I[cgs] = 1E - 21 \left[\frac{scm^2}{erg} \right]$$

$$\chi_{xxxx}^{(3)}[SI] = 1.4166E - 20 \left[\frac{m^2}{V^2} \right] \quad \chi_{xxxx}^{(3)}[cgs] = 1.0146E - 12 \left[\frac{cm^2}{sV^2} \right] o [esu]$$

Polarización electrónica:

$$n_2 = \left(\frac{3}{4n_0} \right) \chi_{xxxx}^{(3)} [SI] \quad n_2 = \left(\frac{3\pi}{n_0} \right) \chi_{xxxx}^{(3)} [cgs]$$

Absorción por electrones libres:

$$n_2^I = \frac{-e^2 \tau_R \alpha_0}{2m_e \epsilon_0 n_0 \hbar \omega^3} [SI] \quad n_2^I = \frac{-2\pi e^2 \tau_R \alpha_0}{m_e n_0 \hbar \omega^3} [cgs]$$

Térmico:

$$n_2^I = \frac{\tau \alpha}{\rho C} \left(\frac{dn}{dT} \right) [SI] \quad n_2^I = \frac{\tau \alpha}{\rho C} \left(\frac{dn}{dT} \right) [cgs]$$

Absorción no lineal

$$\beta[SI] = \left[\frac{m}{W} \right] \quad \beta[cgs] = \left[\frac{scm}{erg} \right]$$

$$\chi^{(3)}[SI] = \left[\frac{m^2}{V^2} \right] \quad \chi^{(3)}[cgs] = \left[\frac{cm^2}{sV^2} \right]$$

$$\beta[SI] = 10^5 \beta[cgs]$$

$$\beta[SI] = \left[\frac{3\pi}{\epsilon_0 n^2 c \lambda} \right] \text{Im}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad \beta[cgs] = \left[\frac{48\pi^3}{n^2 c \lambda} \right] \text{Im}(\chi_{xxxx}^{(3)})$$

Referencias del capítulo

- 2.1 A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books 1986.
- 2.2 Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, USA, 1997
- 2.3 J.C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press, 2006.
- 2.4 A. G. Kostenbauder, "Ray-pulse matrices: a rational treatment for dispersive optical systems," *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 1148-1157 (1990).
- 2.5 Sadao U, Kenji T. "Development of a diode-pumped Kerr-Lens Mode-Locked Cr:LISAF Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**, (2003).
- 2.6 Xiaohong Han and Heping Zeng, "Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser with an additional intracavity nonlinear medium, *Optics Express*, **16** 18875-18880 (2008)
- 2.7 G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, U. Keller, "Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics", *SCIENCE*, **286**, 1507-1512 (1999)
- 2.8 R. Quintero-Torres, E. Vázquez-Cerón, E. Rodríguez-Rodríguez, Andreas Stintz and J. C. Diels "Multiple quantum wells for passive ultra short laser pulse generation", *phys. stat. sol.* **2**, 3015–3018 (2005)
- 2.9 Sutherland, Richard L, *Handbook of nonlinear optics*, by R.L. Sutherland. 2nd ed., rev. and expanded, 2003

CAPÍTULO 3 - PRINCIPALES PARÁMETROS DE DISEÑO DE LÁSERES DE PULSOS ULTRACORTOS

Los conceptos anteriormente expuestos toman forma, son reducidos y finalmente aplicados a diversos fenómenos que se manifiestan en el fenómeno láser y específicamente en los parámetros de diseño para la construcción de láseres de pulsos ultra cortos, los cuales requieren en general de un medio de ganancia para el láser, un sistema de bombeo óptico y una cavidad resonante dentro de la cual se desarrollan diversos fenómenos físicos que dan origen a los pulsos ultracortos. Cada uno de estos elementos requiere de un estudio particular de sus características, y adicionalmente de una evaluación de su operación en conjunto.

En este capítulo se detallan los elementos que se consideran más importantes antes de formular un diseño de la cavidad resonante. Cada uno de estos elementos aporta al desempeño del láser en conjunto de tal forma que es necesario conocer los fenómenos y condiciones bajo los cuales pueden ser optimizados.

El análisis se inicia con la evaluación de las características del medio de ganancia del láser, para continuar con los fenómenos asociados al bombeo óptico y concluir con una metodología para construir y evaluar el sistema de bombeo óptico.

3.1 Cristales de Cr:LiSAF y Ti:Zafiro: El medio de ganancia con efecto no lineal

El cristal de Cr:LiSAF, con fórmula química $\text{Cr}^{+3}:\text{LiSrAlF}_6$ tiene una amplia banda de emisión de aproximadamente 180 nm y aun cuando es menor que la banda del Titanio Zafiro (Ti:za) de 230nm, ofrece la ventaja del bombeo óptico de bajo costo con láseres semiconductores o bien con láseres (diode pump solid state) DPSS a 671 nm recientemente explotados comercialmente [3.1,3.2,3.4].

Los cristales de Ti:za y Cr:LiSAF comparte la característica común de ser medios de ganancia para láseres de muy amplio espectro lo que implica que con ellos se pueden construir láseres sintonizables o ajustables para emitir dentro de su amplia región de emisión, los espectros de emisión de ambos cristales son mostrados en la figura 3.1 y figura 3.2

Una comparación de las características de los cristales de Ti:za y Cr:LiSAF se muestran en la tabla 3.1 tomada de la referencia [3.7 sec 2.5].

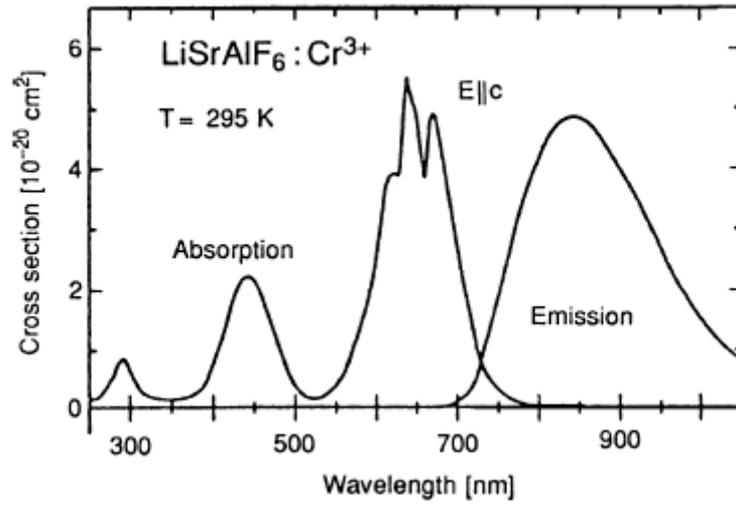


figura 3.1- absorción emisión de Cr:LiSAF [3.5]

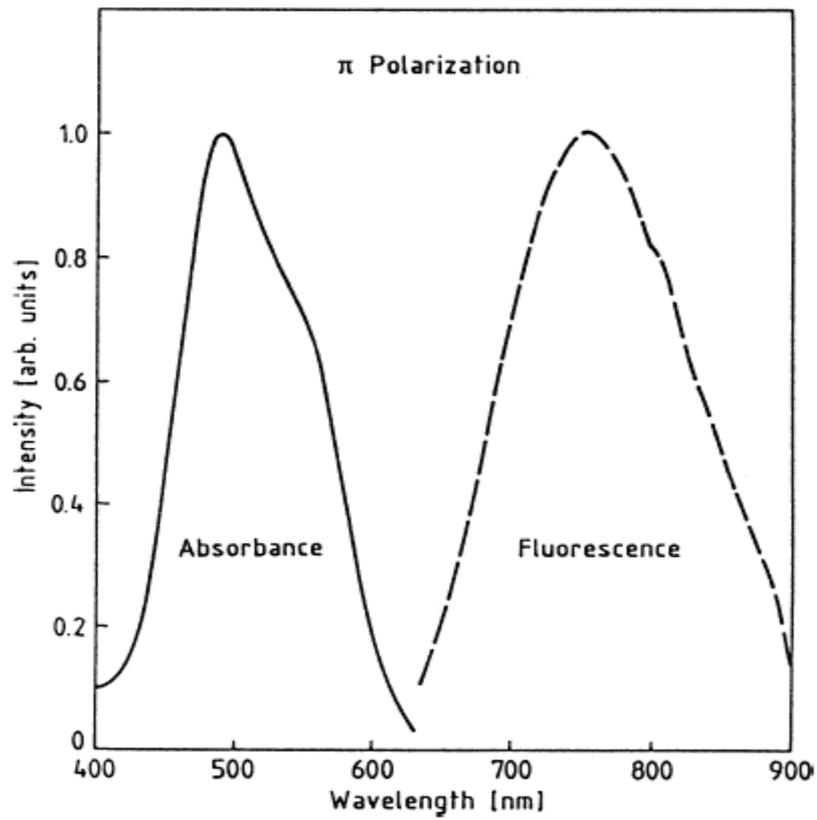


figura 3.2-Absorción – emisión de Ti:za [3.6]

Cristal como medio de ganancia	Cr:LiSAF	Ti:za
Emisión pico (nm)	850	790
Ancho espectral de emisión (nm)	180	230
Factor de emisión (Emission cross section 10^{-19} cm^2)	0,5	4,1
Tiempo de vida de fluorescencia (μs)	67	3,2
Índice de refracción	1,41	1,76
Perdidas por esparcimiento (cm^{-1})	0,002	0
índice de refracción no lineal ($10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$)	3,2	1,5
Conductividad térmica ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	3,09	46,01
Propiedades Físicas y térmicas comparadas con vidrio común	Cr:LiSAF	Vidrio común
Resistencia térmica a la ruptura ($\text{W/m}^{1/2}$)	$\approx 0,4$	≈ 0.4
Resistencia a la fractura (kg/mm^2)	3,9	5
Coefficiente de expansión térmica ($10^{-6}/^\circ\text{C}$)	22	11.4
Módulo de Young (Gpa)	100	50
Micro dureza (kg/mm^2)	197	≈ 500
Tenacidad a la fractura ($\text{MPa m}^{1/2}$)	0,4	0,45

tabla 3.1-Comparación de parámetros relevantes para los cristales de Cr:LiSAF y Ti:za

De la tabla 3.1 resaltan algunas características que hacen una diferencia notable entre los cristales de Cr:LiSAF y Ti:za:

El factor de emisión (emission cross section) para Cr:LiSAF es menor que Ti:za por lo que la ganancia neta del cristal de Cr:LiSAF es menor con respecto a la del Ti:za y con un límite de saturación de ganancia también menor debido principalmente al alto tiempo de vida de la fluorescencia.

El corto tiempo de vida de la fluorescencia del Ti:za con respecto a Cr:LiSAF impacta principalmente en el valor del umbral de fluencia (threshold) por arriba del cual existe la inversión de población y el láser inicia su operación en CW. Para efecto de diseño se puede considerar que Cr:LiSAF puede operar en CW con apenas algunas decenas de miliWatts de bombeo [3.8], mientras que la cavidades convencionales de alta repetición de Ti:za requiere en la práctica más de 2 Watts de bombeo para iniciar la emisión en CW (las cavidades de Ti Za menor umbral de fluencia se analizan mas adelante).

Un factor importante en el diseño de láseres de pulsos ultracortos por Kerr lens es el efecto no lineal que puede producir el cristal, lo cual está directamente relacionado con el valor del índice de refracción no lineal del material (n_2 [cm^2/W]). Este valor tiene una gran incertidumbre y algunos autores refieren que el valor de n_2 del Cr:LiSAF es de entre 5 y 10 veces menor que el del Ti:za [3.9]. Este factor impacta directamente en la facilidad para obtener pulsos estables en KLML debido a que a menor índice no lineal, mayor intensidad pico es requerida en la posición del cristal.

La baja conductividad térmica del Cr:LiSAF también produce la saturación de ganancia debido al aumento de temperatura, la cual es responsable de provocar transiciones no radiativas en el cristal a temperaturas relativamente bajas de 60 grados Celsius [3.10].

Los gradientes de temperatura en el cristal pueden incluso provocar fracturas por choque térmico en cristales con alta absorción (concentración de Cr mayores a 0,8 %). Por lo que para cristales con concentración de cromo de 1,5% y mayores se debe tener particular cuidado en el enfriamiento del cristal, la simetría en el bombeo y el enfoque del bombeo.

Finalmente, mientras que el cristal de Ti:za es sumamente duro con valor dureza Mohs de 9, el cristal de Cr:LiSAF es más frágil y con menor dureza que el vidrio común por lo que requiere montajes con poca presión sobre el cristal.

Los cristales de Cr:LiSAF utilizados en los láseres construidos tienen concentración de 0,8 % de cromo y 1,5% de cromo, fueron comprados al fabricante VLOC [3.11]

Y de acuerdo al fabricante tiene la siguiente absorción lineal a 670 nm, figura 3.3

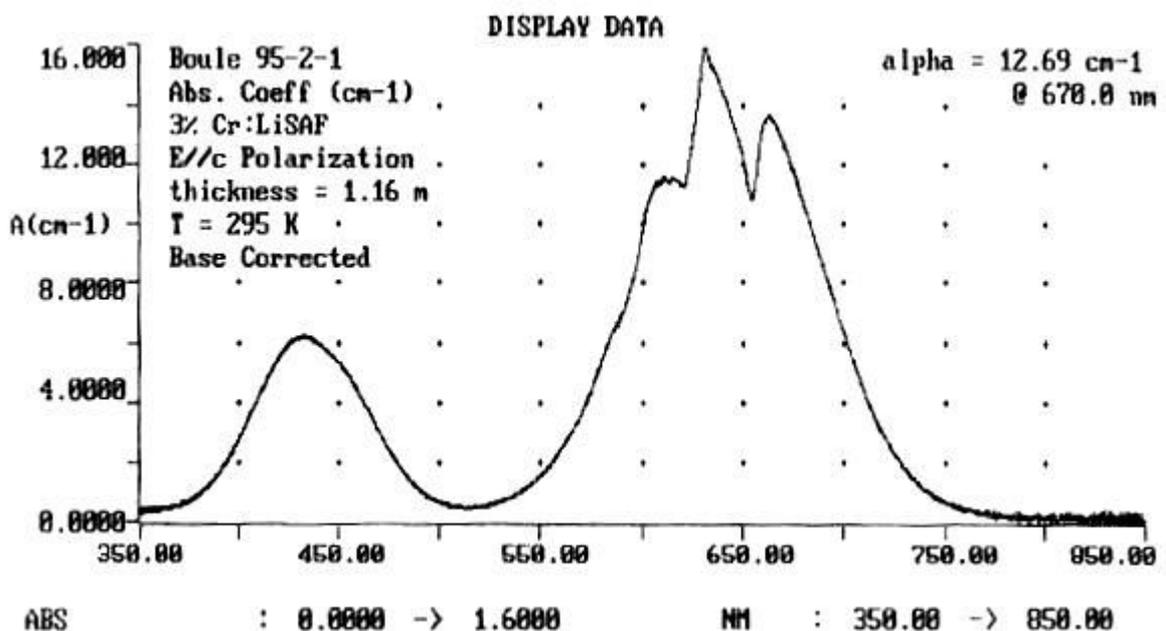


figura 3.3- absorción lineal de cristal Cr:LiSAF de acuerdo al fabricante.

En el caso de Ti:Za, la concentración usada fue de 0,15 % y 0,3 % para cristales de 8 mm y 2,5 mm respectivamente. Y el fabricante fue Roditi Internacional [3.12] y Cristal systems [3.13].

La absorción lineal medida para los cristales usados es la siguiente:

Considerando una concentración nominal de 0,8% y 1,5 % de cromo y una longitud de 7 mm y 8 mm de camino óptico en el cristal respectivamente. La ley de Beer-Lambert con α como la absorción está dada por:

$$\frac{P_T}{P_I} = e^{-\alpha L}$$

3.1

De donde

$$\alpha = -\ln\left(\frac{P_T}{P_I}\right) \frac{1}{L}$$

3.2

Con ambos cristales de Cr:LiSAF y bombeo de Diodo láser a 670 nm, se realizó la medición de potencia incidente en el cristal antes del enfoque y la potencia a la salida del cristal, con lo cual se obtienen los resultados de la tabla 3.2.

Para las mediciones de Ti:za, se usó un láser DPSS modelo Verdi V8 de Coherent.

En estas mediciones se despreció la potencia del haz reflejado por la cara de incidencia del cristal. Este haz reflejado es producto de la desviación del ángulo de Brewster en el pulido de la cara del cristal y puede ser minimizado por el ajuste fino del ángulo del cristal con respecto al eje óptico del láser por medio de rotación del pedestal del cristal. La magnitud de este haz es generalmente menor a 5 mW de onda continua.

% Cr	Angulo de Brewster del cristal	longitud (mm)	Coefficiente cm ⁻¹ (670nm)
0,8	54,6	7	3,8 ± 0,2
1,5	54,6	8	7,7 ± 0,2
% Ti	Angulo de Brewster del cristal	longitud (mm)	Coefficiente cm ⁻¹ (532nm)
0,15	60,4	8	2,6 ± 0,2
Aprox 0,4 ¹	60,4	2,5	5,9 ± 0,2

¹ No se tienen datos del fabricante con respecto al % de Ti en el cristal.

tabla 3.2- Medición de coeficiente de absorción para Cr:LiSAF

El diagrama de los cristales usados se muestra en la figura 3.4, la longitud X es variable de acuerdo al camino óptico usado para cada uno de los cristales de acuerdo a la tabla 3.2, tercera columna. La dirección C del cristal está indicada en la figura 3.4 y en el caso de Cr:LiSAF siempre debe ser perpendicular al eje de óptico de propagación del láser y por lo tanto paralelo al campo eléctrico que debe ingresar al cristal linealmente polarizado. La orientación de este eje con relación al pulido de las caras es una especificación convencional del fabricante.

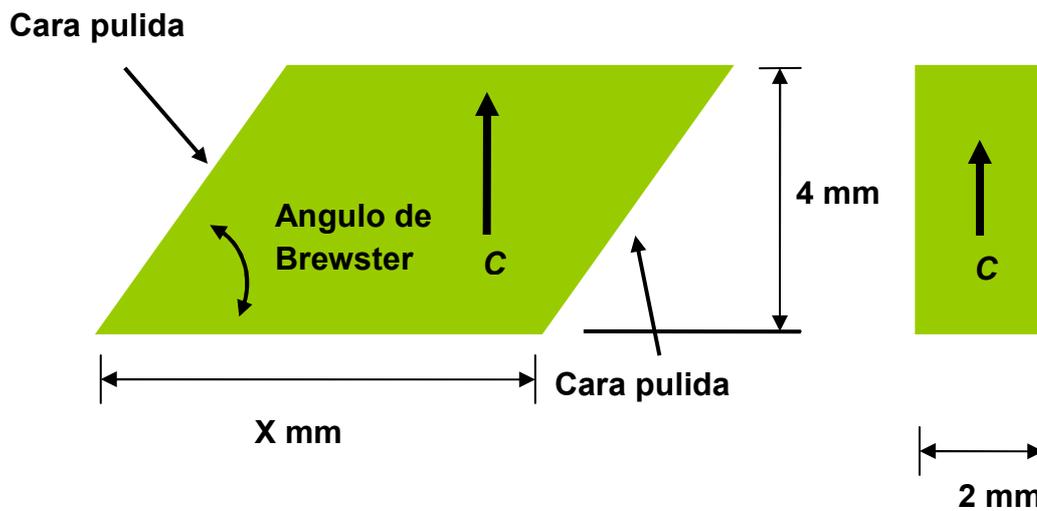


figura 3.4- Diagrama de los cristales usados de Cr:LiSAF y Ti:Za

3.2 Efecto no lineal del cristal (Kerr Lens)

La técnica de Kerr-Lens es particularmente adecuada para la construcción de un láser de pulsos ultracortos por métodos pasivos de tal forma que no se incluyan elementos activos dentro de la cavidad resonante como pueden ser moduladores acusto-ópticos, celdas pokels y otros.

El fenómeno de *Kerr Lens* se activa al formarse un gradiente del índice de refracción dentro del medio de ganancia, en la dirección radial al eje óptico debido a la forma Gaussiana del haz de alta intensidad formado dentro de la cavidad resonante en la posición del cristal.

La forma que toma el gradiente del índice de refracción produce un efecto de enfoque semejante al de una lente, como se muestra en la figura 3.5. Este gradiente de índice de refracción responde al efecto no lineal del cristal (efecto Kerr) y es diferente al posible efecto térmico debido únicamente a la distribución de temperatura generada por la absorción lineal del cristal.

En los láseres *Kerr Lens* con medio activo no lineal, el medio activo del láser genera fotones foto estimulados y a su vez restringe la existencia de los modos dentro de la cavidad, a aquellos de alta intensidad que contribuyen por su relación de fase a la formación del pulso, este pulso sobrevive a las pérdidas de la cavidad siempre que contengan alta intensidad para producir el auto enfoque y pasar a través de la apertura física colocada para mantener el fenómeno estable. De esta forma no hay elementos activos dentro de la cavidad resonante, lo que la hace más estable al reducir los posibles factores electromecánicos involucrados en el fenómeno.

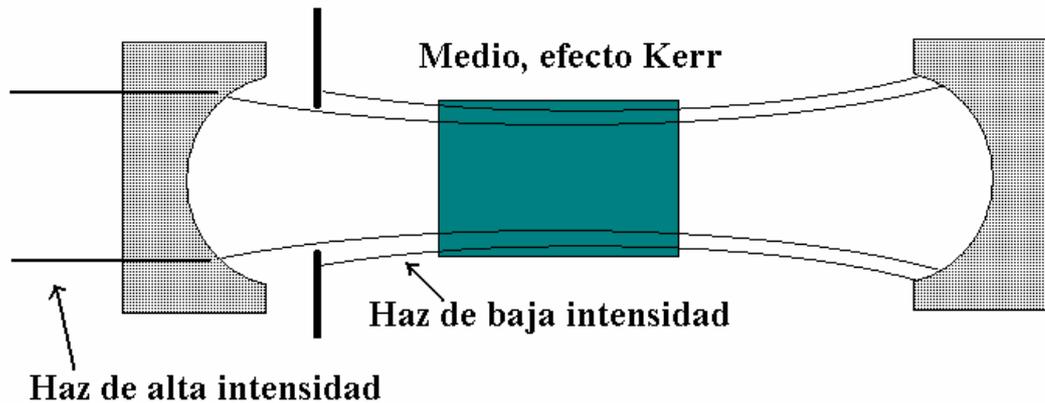


figura 3.5-Esquema del mecanismo de Kerr Lens

Es conveniente indicar que el pulso en este tipo de láseres se construye a partir de la composición o suma de todos los modos dentro de la cavidad resonante que se encuentran en fase, lo que se ilustra convenientemente con el teorema de Fourier en el cual la suma de las componentes armónicas con fase igual en el plano de las frecuencias generan una repetición de pulsos en el dominio del tiempo. Como se ha indicado anteriormente, el ancho temporal del pulso es inversamente proporcional al número de componentes armónicas que lo integran y son precisamente estas componente las que dan lugar a la ilustración de un pequeño peine de frecuencias a partir de los pulsos ultracortos generados en el láser por la composición o suma de muchos modos longitudinales en el dominio de las frecuencias o de un tren de pulsos ultracortos en el dominio del tiempo.

En los láseres de pulsos ultracortos el medio de ganancia depende del material del cristal, a fin de obtener del material un gran ancho espectral de emisión que permita la coexistencia de numerosos modos longitudinales dentro de la cavidad resonante, cada uno de los cuales cumple con las condiciones del campo electromagnético en los extremos de una cavidad donde existen nodos de la onda estacionaria correspondiente a cada uno de los modos, por lo que la relación $L = m \frac{\lambda}{2} = m \frac{c}{2\nu}$ se debe de cumplir para todos los numero de modo m , de frecuencia ν o longitud de onda λ , dentro de la cavidad con longitud L y velocidad de la luz en el medio c .

Si se desea saber la separación en frecuencia entre los modos longitudinales de la cavidad, simplemente se deriva la expresión anterior a partir de la expresión:

$$m = \frac{2\nu L}{c} \tag{3.3}$$

$dm = \frac{2L}{c} d\nu$, cuando $\Delta m = 1$ (condición de modos adyacentes)

$$\Delta \nu = \frac{c}{2L} \tag{3.4}$$

De tal forma que el espaciamiento en frecuencia de dos modos consecutivos o adyacentes solo esta dado por el tiempo de propagación del modo dentro de la cavidad, lo cual está definido por su longitud de acuerdo a la ecuación 3.3.

Los múltiples modos longitudinales que pueden existir en la cavidad están separados en frecuencia $\Delta\nu$ de acuerdo a la ecuación 3.4 y se distribuyen en todo el ancho espectral de emisión del medio de ganancia y pueden ser mantenidos dentro de la cavidad resonante sin pérdidas si los espejos de la cavidad están diseñados para una gran reflexión en este amplio espectro.

Estos modos o frecuencias independientes dentro de la cavidad requieren de un proceso físico para igualar la fase relativa entre los modos. El cual se lleva a cabo por medio del fenómeno de KLML y la apertura física dentro de la cavidad.

3.3 Eficiencia de bombeo y control de la calidad del haz en láseres bombeados axialmente

Un modelo completo para la operación de un oscilador láser incluye un control eficiente en el proceso de transformación de la radiación de bombeo a potencia de salida del láser. Los parámetros que deben ser considerados principalmente son; las características ópticas de la fuente de bombeo, el sistema óptico para llevar la potencia de bombeo a la posición del medio de ganancia así como la transferencia de la radiación de la fuente a dicho medio y sus características geométricas y espectroscópicas. Finalmente se debe considerar también la interacción del resonador óptico.

Cualquiera de los factores anteriores puede ser modificado independientemente y es posible obtener una optimización parcial para cada uno de ellos, pero no así para el sistema completo debido a la interacción entre los diversos factores. El factor de bombeo esta definido por la fuente de bombeo, su irradiancia [$Wsr^{-1}m^{-2}$] y la curvatura del frente de onda para cada posición sobre el eje de propagación. El sistema óptico de la cavidad resonante debe estar previsto para manipular estas variables [3.18]. El factor de ganancia se relaciona con las propiedades espectroscópicas del medio de ganancia e incluso en algunos casos puede definir la eficiencia del láser en función de la irradiancia en el material de ganancia [3.19]. El factor de acoplamiento de modo es usualmente simplificado a la sugerencia de tener un haz de bombeo de menor diámetro que el diámetro del haz dentro de la cavidad, lo cual puede no ser simple si no se tiene control sobre el tamaño del haz de bombeo. [3.20,3.16 secc. 4.9]. El factor del resonador es usualmente ignorado asumiendo que su funcionamiento es independiente del sistema de bombeo [3.21].

El incremento en la potencia de salida de un láser, requiere del escalamiento en la potencia del bombeo. En un medio de ganancia con cara plana e incidencia normal, el acoplamiento por medio de polarizaciones ortogonales puede incrementar la potencia al doble. En una cavidad con medio de ganancia con dos caras cortadas en ángulo de Brewster, se puede incrementar la salida por cuatro, bombeando cada lado del cristal con dos láseres. En un arreglo con fuentes de bombeo acopladas a fibra, la calidad

óptica está limitada por el diámetro de la fibra, lo que finalmente es un problema tecnológico parcialmente resuelto.

En un medio de ganancia bombeado por una sola cara en Brewster, el incremento en la potencia de salida del láser, se traslada al incremento de potencia del láser de bombeo, lo cual conlleva a un deterioro de la calidad óptica de la fuente que se vuelve altamente astigmática conforme la potencia aumenta. Como consecuencia del astigmatismo, se dificulta el enfoque del bombeo y el acoplamiento del bombeo al modo fundamental de láser lo que compromete el aumento de la potencia del láser.

La máxima irradiancia disponible de los diodos de bombeo, está definida por la tecnología. Actualmente es común encontrar diodos láser de 1 Watt a 670 nm pero con emisores de $1\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$. La emisión de este tipo de láseres, debe ser llevada al medio de ganancia, en este caso Cr:LiSAF, con el arreglo óptico más simple y de menor pérdida posible, considerando siempre ciertos criterios para la propagación de tal forma que interactúen adecuadamente con la cavidad resonante y se optimice el acoplamiento con el modo transversal fundamental del láser intracavidad.

Limitaciones de la eficiencia del láser por la potencia crítica de bombeo

Dos factores pueden limitar la inversión en el medio de ganancia, ambos factores ligados a la irradiancia del bombeo;

a) Efectos rápidos asociados con absorción no lineal en el medio y b) efectos lentos relacionados con la relajación térmica que produce procesos o transiciones no radiativas. Esta última es más común en fuentes de bombeo como diodos.

En la figura 3.6 se muestra el diagrama de 4 niveles del láser intracavidad con medios de ganancia como los usados de Cr:LiSAF o Ti:Zafiro. La línea de recombinación punteada representa las transiciones no radiativas generadas por el aumento de temperatura, la energía de estas recombinaciones se transfiere a la red como aumento de temperatura.

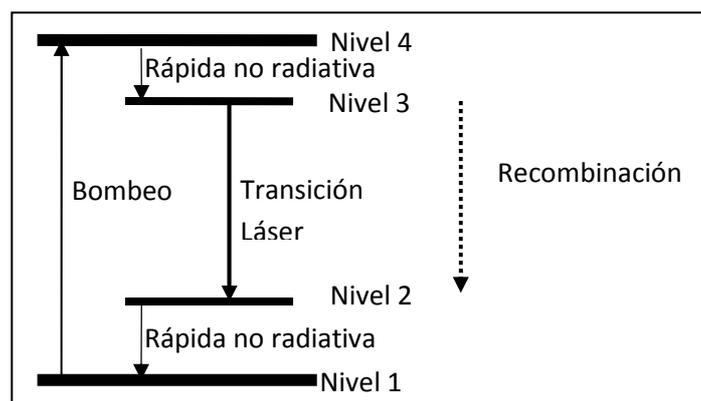


figura 3.6-Diagrama de un láser de cuatro niveles, ilustrando las transiciones del láser y las recombinaciones no radiativas activadas por temperatura.

La densidad de potencia que es transferida al cristal y que contribuye al cambio de temperatura debido a los procesos no radiativos puede modelarse como sigue:

$$Q = \left(\frac{v_p - v_L}{v_p} \right) P + \beta N \approx 0.248P,$$

3.5

A baja potencia de bombeo el segundo término de la ecuación 3.5 no es importante debido a que β es una función de la temperatura y la potencia dejada en el medio es la diferencia entre la frecuencia del láser y el bombeo multiplicada por la densidad de potencia P . Con el incremento en la temperatura del medio de ganancia, la probabilidad de activar el proceso de recombinación no radiativa aumenta en paralelo con la emisión estimulada y proporcional a la inversión de población N . Esta densidad de potencia térmica producida en el cristal, fue usada en la referencia [3.19] para determinar la temperatura del cristal y la proporcionalidad con la densidad de potencia Q cuando la temperatura del perímetro del cristal (disipador) se mantiene constante.

La potencia crítica determina el valor por arriba del cual las transiciones no radiativa aumentan y la ganancia del láser se satura debido a que la fluencia de luz dentro de la cavidad resonante no aumenta cuando aumenta la potencia del bombeo.

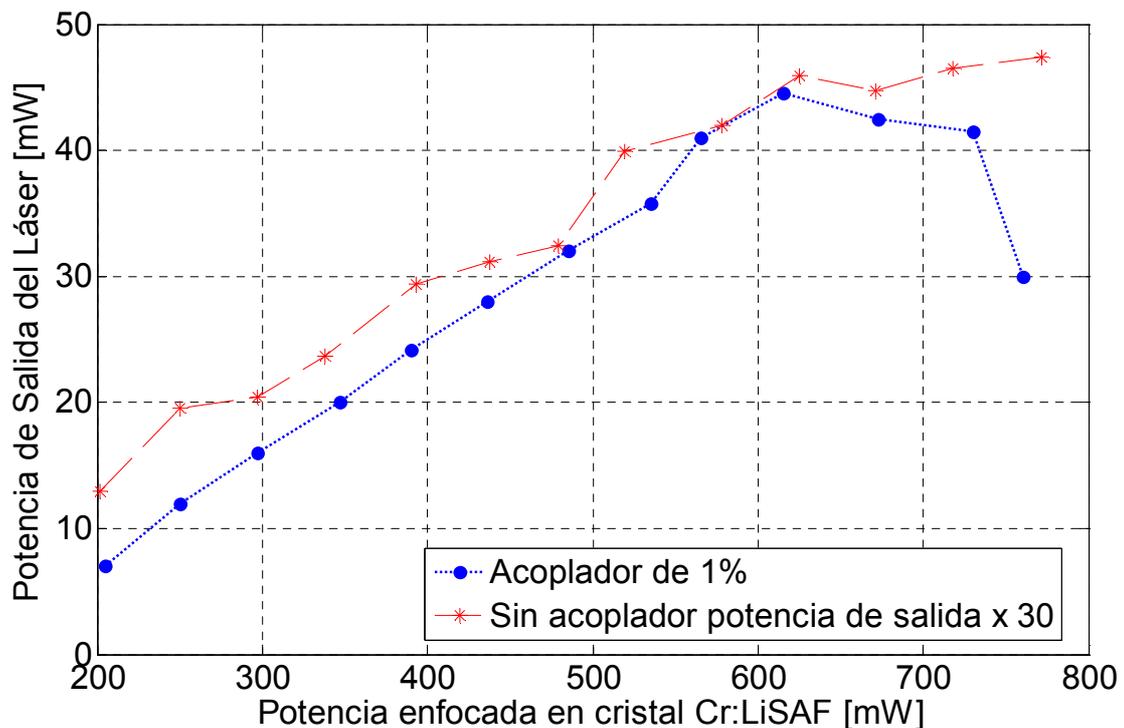


figura 3.7-Eficiencia de potencia medida con acoplador de 1 % y 0,8% de Cr, se observa la saturación debida a la irradiancia crítica.

Para un medio de ganancia y un bombeo específicos, Q alcanza un valor constante. Adicionalmente, si no se usa un acoplador óptico en la cavidad resonante, N es pequeño y la potencia crítica sucede a mayor potencia de bombeo, lo contrario sucede cuando se incluye un acoplador óptico a la cavidad. La densidad de potencia de bombeo máxima (crítica) para Cr:LiSAF fue medida en 108 W mm^{-3} .

Para un cristal de 0,8 % de Cr. Se realizo la medición experimental de la saturación en ganancia sin embargo la potencia de salida del láser depende fuertemente de la optimización del acoplamiento de modos transversales entre el bombeo y láser intracavidad, las condiciones térmicas del medio de ganancia, la concentración de Cr en el cristal y las perdidas de los elementos en la cavidad resonante. En la figura 3.7 fue usado un acoplador del 1%, un acoplamiento de modos no óptimo y el perímetro del cristal se mantuvo a 10 Celsius.

El cristal fue bombeado por un solo lado con diodo láser de potencia máxima 1 W. La potencia de salida puede crecer hasta un factor de 4 cuando el acoplamiento de modos es óptimo, de acuerdo a las pruebas posteriores realizadas con un láser DPSS.

Eficiencia de acoplamiento óptico del bombeo

Debido al límite impuesto por la irradiancia critica, es importante conocer la distribución de temperatura en el cristal. Ya que esta distribución define la energía por unidad de volumen y eventualmente la eficiencia de acuerdo a las recombinaciones no radiativas mencionadas.

La distribución de la irradiancia del bombeo en la posición del cristal se puede aproximar por la siguiente ecuación.

$$I(r, z) = P \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \frac{\exp(-\alpha z)}{\pi\omega^2} \quad 3.6$$

Con ω dada por :

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_F}{z_0}\right)^2} \quad 3.7$$

Donde r es la coordenada radial y z la coordenada axial, ω_0 es el radio en el punto focal, α es el coeficiente de absorción del medio de ganancia, z_0 es la distancia de Rayleigh dada por: $z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$, P la potencia enfocada en el cristal y z_F es la posición del punto focal.

El haz de bombeo se esta aproximando a un haz gaussiano representado por la primera exponencial $\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right)$, mientras que la segunda exponencial toma en

cuenta la absorción lineal del cristal a la longitud de onda del bombeo cuya extinción es exponencial a lo largo del eje de propagación z . En la figura 3.8 se presenta la densidad de potencia dentro del cristal, la cual fue obtenida para Cr:LiSAF con una conductividad térmica de 3.09 W/m/K, densidad de 3450 kg/m³, capacidad calorífica de 843 J/kg/K y absorción lineal de 635 m⁻¹ (1.5 % de Cr). Se presentan en la figura dos tamaños de haz, 100 μ m (con z_0 aproximadamente 13 veces la longitud del cristal) y

10 μm (con z_0 aproximadamente 8 veces menor que la longitud del cristal). Los radios grandes imponen una invariabilidad con la posición del punto focal dentro del cristal (figura 3.8a), sin embargo para diámetros pequeños existe una gran sensibilidad con la posición de punto focal, la figura 3.8b muestra el caso con el punto focal de 10 μm a la mitad del cristal, la asimetría es el resultado de la absorción lineal.

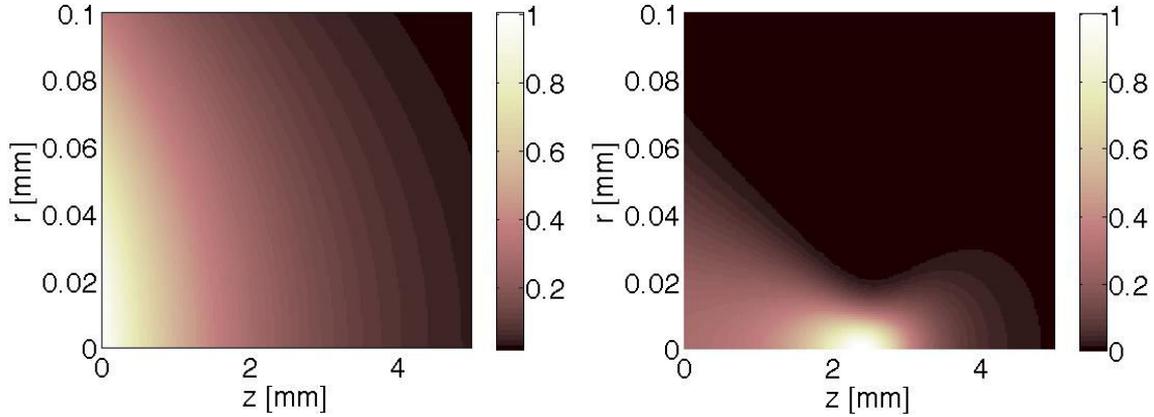


figura 3.8-Densidad de potencia en el cristal, r es la coordenada radial y z la axial. a) el punto focal de 100 μm se encuentra en la cara de salida del cristal. La escala vertical esta normalizada a $1.6 \times 10^{10} \text{ W/m}^3$. b) el punto focal de 10 μm se encuentra en la mitad del cristal, con importantes cambios si la posición del punto focal cambia dentro del cristal. La escala vertical esta normalizada a $3.4 \times 10^{11} \text{ W/m}^3$

Tomando en cuenta el mantener la densidad de potencia por debajo del valor de irradiancia critica, se observa que para haces pequeños una posición optima es cercana a la cara de salida del cristal de tal forma que la intensidad sea absorbida en su camino de entrada. Mientras que el enfoque en la cara de entrada solo es útil si la irradiancia esta por debajo del valor crítico. Sin embargo la posición del cristal es un parámetro comprometido con la región de sensibilidad de Kerr Lens por lo que no necesariamente estará situado en la posición de máxima extinción de la potencia.

El acoplamiento de modos puede describirse a partir del campo eléctrico dentro de un resonador en la dirección del eje óptico z puede ser expresado como modos del tipo Hermite-Gauss. Como los expresados a continuación.

$$E_{lm}(x, y, z_1) \propto H_l\left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega_1}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_1^2}\right) H_m\left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega_1}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{\omega_1^2}\right) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2R_1} - ikz_1 + (l + m + 1)\varphi\right)$$

3.8

Como se observa de la expresión 3.8, los polinomios de Hermite con subíndice l están asociados a la dirección x mientras que los de subíndice m , a la dirección y . Estos modos describen a los modos transversales en las direcciones x e y como función de ω y el radio de curvatura del frente de onda R .

Esta representación fenomenológica es útil para expresar matemáticamente la distribución de la potencia de bombeo entre los diversos modos transversales posibles y las condiciones en que estos ocurren.

Para la representación de la potencia de bombeo, se utiliza esta serie completa de funciones ortogonales a fin de representar el haz de bombeo E_{bombeo} de la siguiente forma:

$$E_{bombeo}(x, y) = \sum_{l,m} a_{l,m} E_{l,m}(x, y, z_1) \quad 3.9$$

De la expresión 3.9 se puede despejar los coeficientes a_{lm} , y tener lo siguiente:

$$a_{lm} = \sqrt{\frac{4\varepsilon}{\mu}} \iint E_{lm}^*(x, y) E_{bombeo}(x, y) dx dy \quad 3.10$$

$$P_{pump} = \sum_{l,m} |a_{lm}|^2 \quad 3.11$$

Adicionalmente se puede definir el parámetro cuantitativo de la eficiencia de acoplamiento del campo incidente de los modos espaciales l,m como sigue:

$$\eta_{lm} = \frac{|a_{lm}|^2}{\sum_{l,m} |a_{l,m}|^2} \quad 3.12$$

La eficiencia máxima se obtiene cuando se reduce el número de modos l,m y estos índices toman el valor de 0,0 y la sumatoria solo aplica para este modo fundamental donde se obtiene la eficiencia máxima de 1.

Los coeficientes a_{lm} representan la intensidad del modo transversal lm evaluado, de tal forma que describen el fenómeno experimental que se observa en la figura 3.9 a la figura 3.11. Las imágenes mostradas en estas figuras fueron tomadas con cámaras CCD como las descritas en el anexo I y fueron utilizados filtros de densidad neutra suficientes en cada caso para evitar la saturación del sensor. Todas las imágenes corresponden a la salida del láser por medio del acoplador óptico. La figura 3.9 fue obtenida cuando el enfoque del bombeo óptico se encuentra alejado del radio mínimo del láser dentro del cristal por lo cual el acoplamiento del bombeo es muy deficiente y la energía se transfiere a diversos modos transversales. La figura 3.10 muestra el efecto de un bombeo astigmático en el plano horizontal en donde la ω_{bombeo} es mayor a la $\omega_{láser}$ dando origen a mas de un modo transversal. En el caso de la figura 3.11, el láser de bombeo se encuentra eficientemente acoplado al haz intracavidad, resultando en un solo modo fundamental.

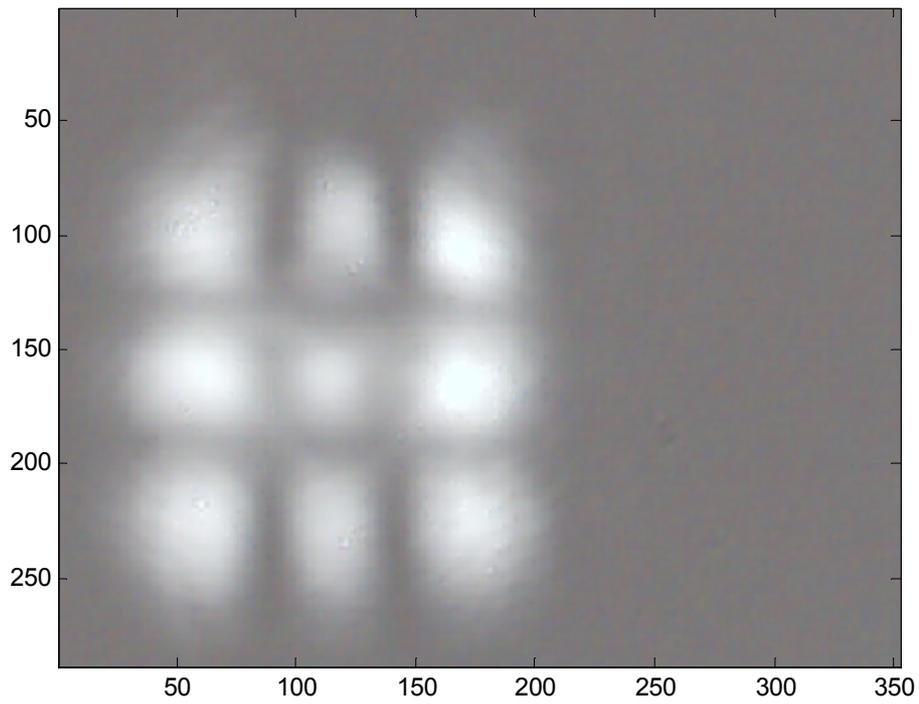


figura 3.9-Modos transversales en los planos horizontal y vertical, cámara CCD 360 x280 pixeles.

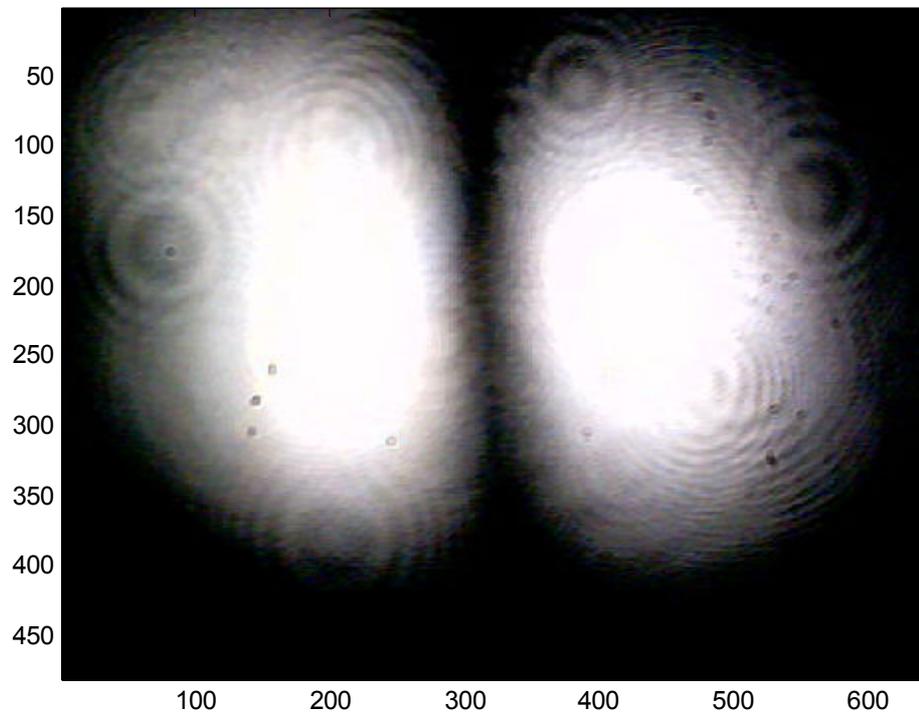


figura 3.10- Modos transversales en el plano horizontal CCD 480x640 pixeles.

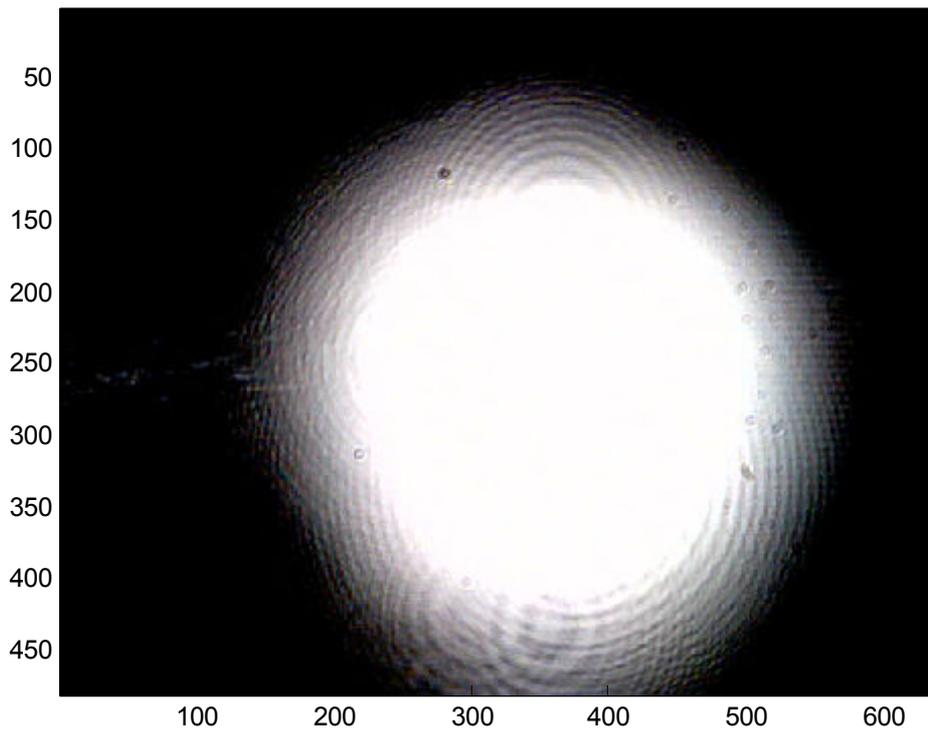


figura 3.11- Modo fundamental, CCD 480x640 pixeles.

El campo del bombeo es eficientemente entregado a un modo transversal particular dentro de la cavidad si y solo si ambos modos poseen el mismo numero de modo, el mismo tamaño de haz y radio de curvatura y su longitud de onda es compatible con los requerimientos de la cavidad (modos longitudinales del haz intracavidad). En caso de que el bombeo no cumpla con los requisitos anteriores, la potencia de bombeo será distribuida entre diversos modos transversales, muchos de ellos no resonantes dentro de la cavidad desperdiciando de esta manera la potencia de bombeo y generando modos transversales diferentes del fundamental, los cuales son indeseables para el esquema de amarre de modos por Kerr lens.

En la siguiente figura 3.12 se han graficado los coeficientes pares a_{lm} de hermite gauss, en un plano como función de la razón entre los radios de bombeo y radio del láser intracavidad $\omega_{\text{bombeo}}/\omega_{\text{láser}}$.

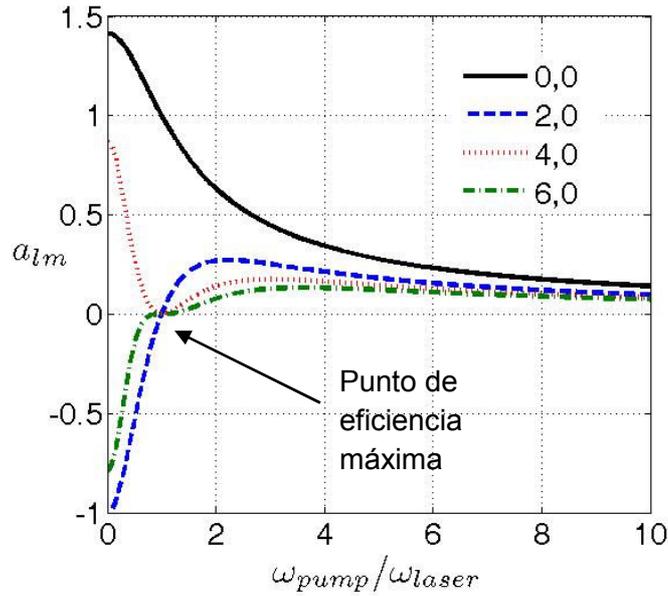


figura 3.12- Primeros cuatro coeficientes de la serie HG de un haz de bombeo gaussiano, como función del radio de ambos $\omega_{pump}/\omega_{láser}$. Solo si el radio es el mismo la eficiencia de acoplamiento es 100 %.

En la figura 3.12, se observa claramente la necesidad de controlar el diámetro del haz de bombeo relativo al haz intracavidad, así mismo pone de manifiesto la importancia de conocer el valor del haz intracavidad dentro del medio de ganancia. Más aun, para la optimización del láser así como para crear las condiciones para obtener el fenómeno de Kerr Lens mode locking, se requiere un casi perfecto acoplamiento entre el láser de bombeo y el intracavidad. Por lo que es necesario prever en el diseño ajustes para el control de este acoplamiento.

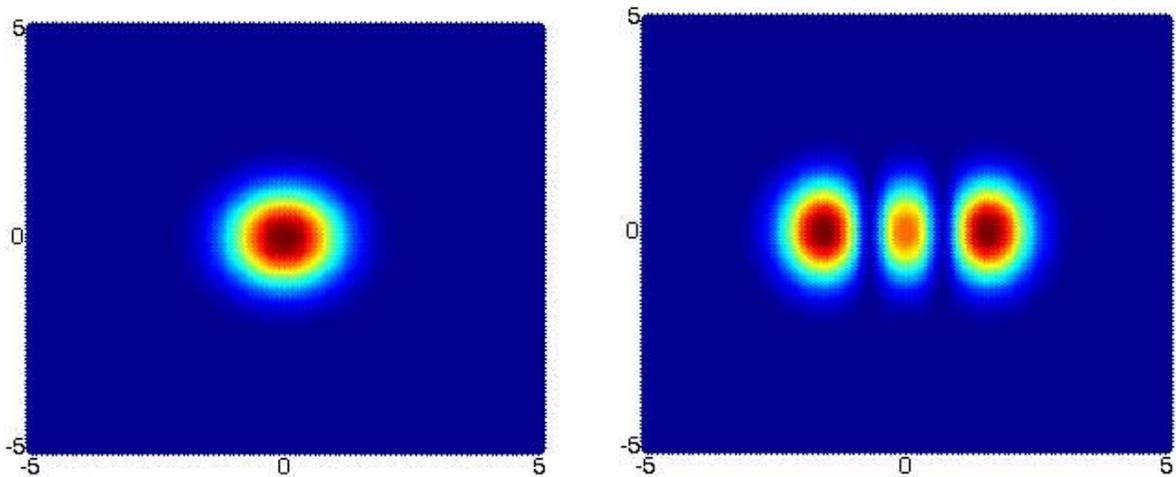


figura 3.13-gráfica de los modos Hermite Gauss horizontales, Izquierda modo 00, derecha modo 20.

La corrección de astigmatismo del bombeo es necesario cuando son empleados diodos láser para el bombeo, la emisión de las múltiples fuentes puntuales de cada uno de los emisores del DL de potencia hacen al emisor astigmático, por lo que es requerido lentes de corrección así como de enfoque e incluso sistemas de corrección de astigmatismo basados en juegos de prismas anamórficos que corrigen el haz por

medio de la amplificación de uno de los ejes del haz o bien lentes cilíndricas en los cuales solo uno de los planos presenta cambios al pasar por el lente.

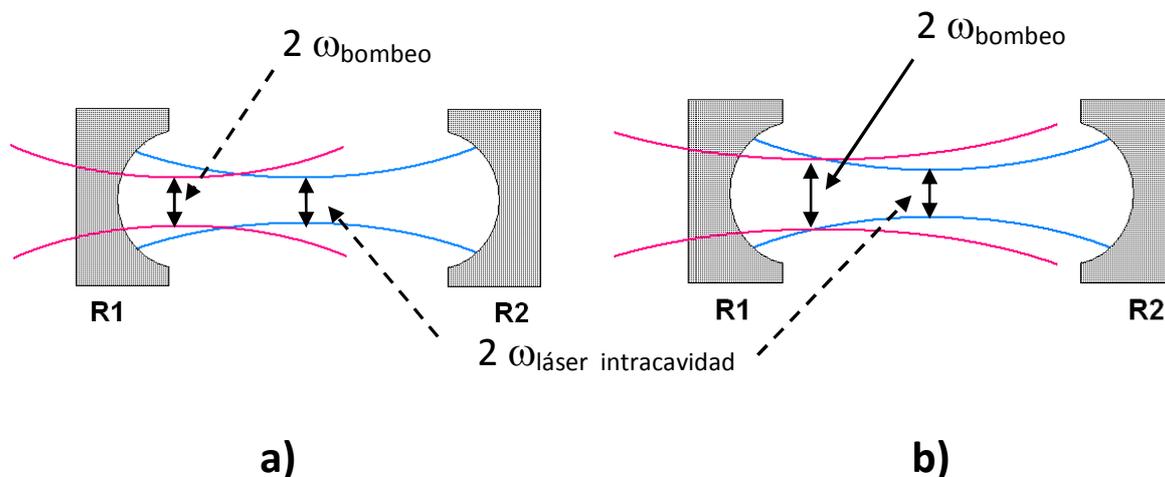


figura 3.14. Traslape de haz de bombeo e intracavidad, casos con acoplamiento no óptimo.

Es importante hacer notar que durante la alineación de la cavidad resonante y el haz de bombeo, puede suceder que cierta configuración con más de un modo transversal ofrezca mayor potencia intracavidad que la configuración obtenida con un solo modo fundamental. Ambas configuraciones con la misma posición del haz de bombeo. Lo anterior es un fenómeno común y se puede explicar de la siguiente forma; el acoplamiento al modo fundamental no es el óptimo debido a que el haz de bombeo tiene una ω_{bombeo} mayor a la $\omega_{\text{láser}}$ y además se encuentra enfocado antes del punto de enfoque del láser intracavidad como el mostrado en la figura 3.14, o bien ambos haces tienen una ω similar pero el haz de bombeo se encuentra enfocado antes del haz intracavidad. En la práctica, cuando el bombeo está eficientemente acoplado la potencia con un modo transversal fundamental es siempre igual o mayor a cualquier condición con múltiples modos transversales.

3.4 Simulación y construcción del bombeo óptico para Cr:LiSAF y Ti:Za

Como se observa en la figura 3.1 y figura 3.2, la región de absorción de ambos cristales es diferente y particularmente demandante para el Ti:Za debido a que el pico de absorción a 490 nm requiere un bombeo de alta intensidad en una región visible, con una potencia requerida que es difícil de lograr con lámparas espectrales si se desea un bombeo eficiente. Las alternativas más usadas para el bombeo óptico de este cristal han sido por medio de láseres de argón, láseres de Nd:YAG con emisión cercana a 1064 nm y Nd:YVO en la misma longitud de onda, ambos con doblado de frecuencia para alcanzar la región de energía cercana a los 532 nm requeridos para una absorción cercana a la máxima eficiencia del Ti:za a 490 nm. Ejemplos de láseres DPSS (Diode pump solid state) para bombeo de Ti:za son los modelos milenia de spectra physics (Newport) y la familia de láseres Verdi de Coherent ambos basados en Nd:YVO emitiendo a 1064 nm y doblados en frecuencia para obtener emisión a 532 nm y potencias tan altas como los 12 Watts. Una fotografía del interior de este láser se presenta en la figura 3.15; el bombeo óptico del cristal de Nd:YVO se realiza con

diodos láser alojados en la unidad de control, la luz es conducida a la cavidad de anillo por medio de fibras y el doblado de frecuencia por generación de segundo armónico se realiza dentro de la cavidad con un cristal LBO, diversos elementos para el control de la calidad del haz así como el control de la potencia de salida se observan en la imagen.

	Verdi-V8	Verdi-V10
Output Power	>8W	>10W
Wavelength	532 nm	
Linewidth ¹	<5 MHz	
Beam Diameter ²	2.25 mm \pm 10%	
Beam Divergence ³	<0.5 mrad	
M ²	<1.1	
Pointing Stability ⁴	<2 μ rad/ $^{\circ}$ C	
Power Stability ⁵	\pm 1%	
Noise ⁶	<0.03% rms	
Polarization	vertical, >100:1	

tabla 3.3- especificaciones del láser Verdi V8 de coherent.

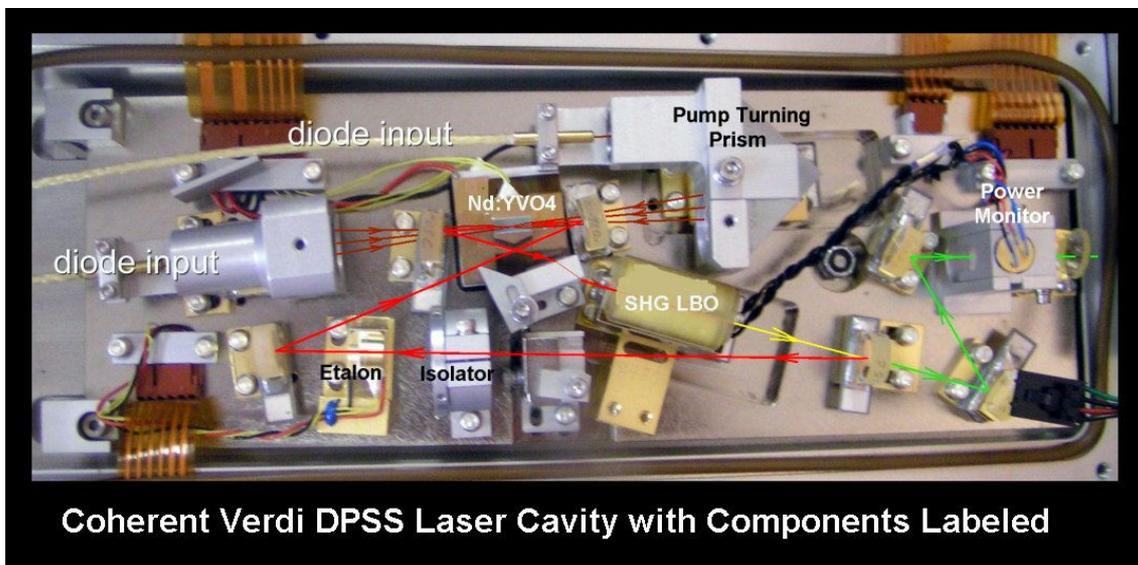


figura 3.15. Interior de un láser de bombeo Verdi

El bombeo directo con diodos láser (DL) aun no es posible debido a la limitación tecnológica en la construcción de emisores robustos de alta potencia cercanos a 490 nm lo que obliga por el momento al uso de los muy costosos láseres DPSS doblados en frecuencia y con emisión a 532 nm. Por otro lado, la alta calidad del bombeo logrado en estos láseres mejora notablemente la generación estable de pulsos y sobre todo la disminución de ruido asociado a la estabilidad espacial del haz de bombeo y la

estabilización de su potencia promedio. Algunos datos del fabricante Coherent se reproducen en la tabla 3.4

A diferencia del Ti:za, la región de absorción de Cr:LiSAF permite la incorporación de bombeo óptico por medio de DL de AlGaInP emitiendo a 670 nm, lo que beneficia en tamaño, consumo energético y costo, sin embargo incorpora los defectos de astigmatismo y heterogeneidad en la intensidad de emisión de los diodos láser además de la gran divergencia asociada una fuente cuasi puntual como lo es la región activa (región de emisión) de los DL.

Una alternativa recientemente explotada es la utilización de láseres DPSS basados en una línea de emisión relativamente poco conocida del Nd:YVO a 1340 nm y doblada por generación de segunda armónica (SHG) usando un cristal de Lithium Triborate LiB_3O_5 (LBO) para obtener emisión de alta intensidad a 670 nm con bombeo de DL sumamente robustos a 808 nm [3.2, 3.3]. Esta alternativa, permite disponer de fuentes de bombeo con alta calidad óptica debido a que la radiación proviene de una cavidad resonante macroscópica y no de una fuente puntual como lo es la cavidad resonante microscópica de un DL.

El sistema de bombeo de Cr:LiSAF por medio de diodos láser.

En los láseres de Cr:LiSAF desarrollados, el medio de ganancia es bombeado a través de uno de los espejos concentradores (espejos plano cóncavos), De tal forma que el cristal concentra la potencia emitida por un arreglo lineal de diodos láser de alta potencia a 670 nm con un tamaño del emisor de $200 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ y una potencia máxima de 1 Watt, este tipo de diodos láser se pueden obtener comercialmente con micro lente incorporada, lo cual mejora su divergencia en el plano vertical [3.14].

El arreglo óptico necesario a la salida del diodo láser realiza la corrección de su divergencia y posteriormente lo enfoca al mínimo posible. Este arreglo modifica la gran divergencia de la fuente cuasi puntual en el sentido vertical, pero también debe ser capaz de concentrar el haz para obtener el mínimo radio de foco dentro del cristal. Un parámetro adicional sugerido para algunos autores es la mejora del astigmatismo del haz de los diodos láser. Sin embargo esto no se logra sin pérdida de potencia y mayor complejidad en el arreglo óptico, sobre todo el acortamiento de la distancia entre los espejos plano cóncavos, así como el acortamiento de su radio de curvatura [3.15]. En el capítulo 4 se analizará cada uno de estos parámetros y su impacto en el diseño de la cavidad resonante.

El sistema usado para el bombeo óptico del cristal está conformado por un diodo láser con emisión en 670 nm, y área activa de $200 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ el cual tiene incorporado una micro lente cilíndrica de fibra óptica para corregir la divergencia vertical. Después de la fibra a la salida del modulo de láser se tienen una divergencia en el haz de 2 grados en el eje vertical y 10 grados en el eje horizontal, el haz está polarizado linealmente en el plano horizontal. Con el tamaño definido de la región de emisión del diodo láser, es posible diseñar un sistema de bombeo considerando la distancia focal fija por la cavidad y la posición del cristal.

El sistema óptico propuesto para el enfoque del haz de bombeo en la posición del cristal, es un arreglo muy compacto de solo tres elementos, el primero es un lente esférico con distancia focal de 4,5 mm colocado a la salida del modulo láser, a 275 mm del lente esférico se colocó un lente esférico de distancia focal 200 y finalmente a 340 mm del asférico se colocó un lente esférico de distancia focal 75 mm, figura 3.16.

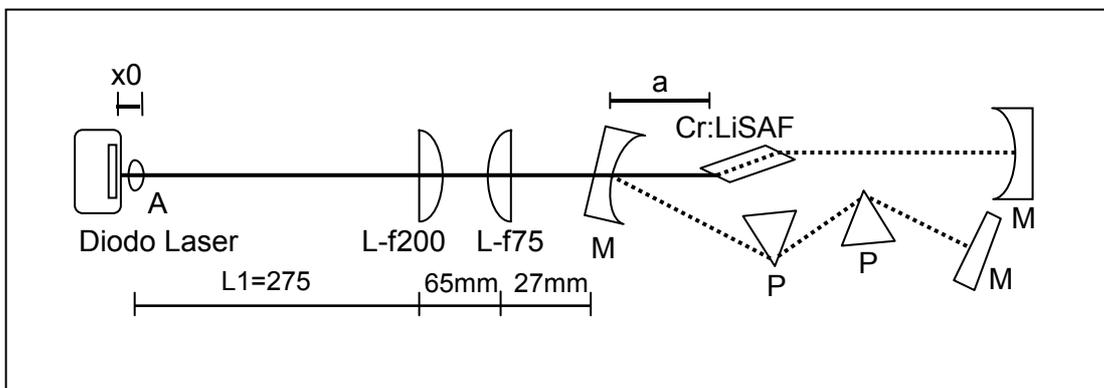


figura 3.16-Arreglo óptico de bombeo, con medio de ganancia de Cr: LiSAF. En la figura; A – lente esférico, L y M – lentes esféricas y espejos, P prismas de dispersión.

Los esquemas para el enfoque del láser de bombeo fueron modelados a partir de matrices ABCD y ensayados para medir el haz enfocado resultante. Varios arreglos fueron evaluados. Partiendo de los arreglos elementales formados por pares de lentes cilíndricas hasta finalmente arreglos basados en lentes esféricas y esféricas. A continuación se muestra en la tabla 3.5 una comparativa de los resultados experimentales obtenidos para la evaluación del sistema de enfoque:

Configuración Evaluada	Potencia	w (mm)
f100 -f75	79%	250 x 100
f100- f50	77%	180 x 140
Asférico C230 fl 4.5 - 285 mm- f50	71%	120 x 75
Asférico C230 fl 4.5 - 350 mm- f50	67%	110 x 70
Asférico C230 fl 4.5 - 350 mm- f75	63%	120 x 60
Asférico C230 fl 4.5 - f200-120 mm- f50	74%	120 x 60
Asférico C230 fl 4.5 - f200-160 mm- f75	74%	120 x 60

tabla 3.5- Comparación de configuraciones para sistema de enfoque de bombeo Cr:LiSAF con Diodos láser. Los datos de la columna 4 fueron obtenidos para la posición focal del eje horizontal (mínimo valor de la columna 3).

De la tabla 3.5 se puede concluir que la potencia obtenida después del arreglo y el mínimo diámetro de enfoque son parámetros acoplados por lo que, para este sistema óptico se requiere fijar la potencia objetivo y posteriormente obtener el mínimo tamaño de haz enfocado.

Simulación del sistema de bombeo

El sistema óptico de bombeo propuesto fue simulado por medio de matrices ABCD a fin de conocer el comportamiento del diámetro del haz de bombeo en el plano horizontal y vertical con respecto a la distancia de propagación. El programa empleado en Matlab para realizar esta simulación se encuentra documentado en el apéndice II

De acuerdo a los elementos previamente expuestos para el análisis de sistemas ópticos con matrices ABCD, tenemos que para cada uno de los elementos del arreglo, la expresión matricial ABCD que lo representa tiene el significado mostrado en la figura 2.8 y reproducida a continuación.

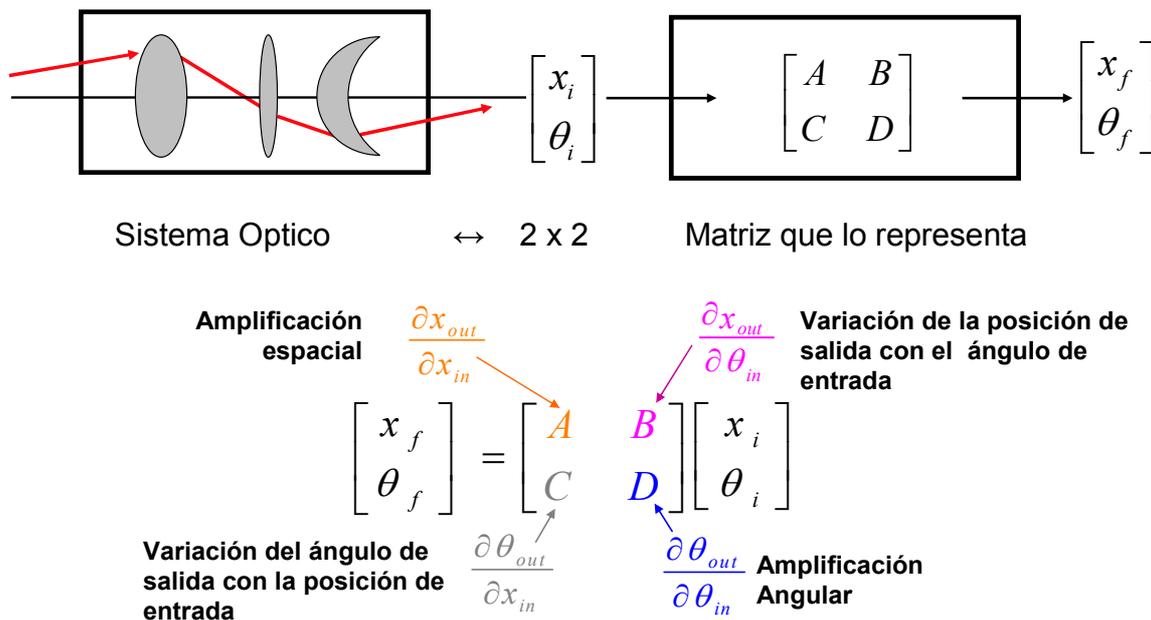


figura 3.17- Esquema de la representación de las matrices ABCD para sistemas ópticos

Para simular un haz propagándose por un elemento óptico se conoce previamente la función de transferencia del elemento y se representa por su matriz ABCD, de tal forma que la propagación del haz se realiza por la multiplicación de las matrices de todos los elementos en el arreglo incluyendo los trayectos de aire o vacío.

Criterios empleados para evaluar la trayectoria del haz a través del arreglo óptico de enfoque fueron los siguientes;

- a) El análisis de la trayectoria no puede realizarse a partir de una fuente puntual con las características de emisión angular previamente indicadas para el diodo láser (divergencia de 2 grados en el eje vertical y 10 grados en el eje horizontal), debido a que si se hace esta aproximación, se estaría modelando un emisor puntual definido por el límite de difracción con los ángulos especificados; lo cual se aleja de la realidad al tener un emisor sumamente astigmático con longitud horizontal en el origen de 200 μm y 1 μm de longitud vertical.

b) Para evitar hacer la aproximación del punto anterior, se utilizó el modelo de un emisor conformado con muchas fuentes puntuales, una de las cuales se encuentra en el eje óptico y la más distante se encuentra a 100 μm paralela al eje óptico, esta imagen es semejante a la fuente real.

c) La propagación del haz se realizó utilizando la premisa de un haz gaussiano propagándose por el arreglo óptico, de tal forma que la simulación sea lo más aproximada a la realidad y ofrezca valores útiles para el diseño.

La propagación de haces gaussianos por medio de matrices ABCD es un método de análisis que puede ser empleado sin problemas para representar la propagación desde fuentes sobre el eje óptico del sistema representado. Con este análisis el frente de onda y el diámetro de haz están determinados por los elementos ópticos en el sistema analizado, sin embargo las fuentes fuera del eje óptico no tienen una representación tan simple.

La propagación del haz gaussiano está caracterizado por el haz de radio complejo $q(z)$:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi\omega^2(z)} \quad 3.13$$

Donde $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda y $\omega(z)$ es el radio del haz. En cualquier punto del sistema óptico propagándose en la dirección z , este radio complejo puede ser obtenido usando una matriz ABCD que representa el sistema óptico completo.

$$\frac{1}{q_f} = \frac{C + (D/q_i)}{A + (B/q_i)} \quad 3.14$$

Donde los elementos A, B, C, y D de la matriz, tienen la información de todos los elementos ópticos entre la entrada y un punto arbitrario de acuerdo a la referencia [3.16, sec 2.6].

3.5 Ejemplo de cálculo para un arreglo simple usando matrices ABCD

Para ejemplificar el uso de estas matrices, a continuación se analiza un emisor puntual en ambos ejes (diodo láser simple) detallando cada uno de sus parámetros. El sistema ejemplificado consta únicamente del emisor y un lente colimador.

El emisor se considera de $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ de área, por lo cual se considera que emite con el mismo ángulo de divergencia en ambos planos.

De acuerdo a la siguiente expresión para la divergencia de un haz gaussiano, el ángulo de divergencia será de aproximadamente 31 grados, [3.16 cap. 2]

$$\theta_{\text{completo}} \cong \frac{2\lambda}{\pi\omega_0}$$

Y los parámetros iniciales para la evaluación con las matrices ABCD serán:

$\omega_0 = 1 \text{ } \mu\text{m}$, radio del emisor

$R_0 = \text{infinito}$, radio de curvatura del emisor

$\lambda = 671 \text{ nm}$, longitud de onda del láser.

$d = 12,5 \text{ mm}$. Distancia del emisor a la lente

De tal forma que el radio complejo inicial es q_0 :
$$\frac{1}{q_0} = \frac{1}{R_0} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_0^2}$$

La primera matriz de propagación esta dada por:
$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Para una distancia “ d ” de propagación en aire.

Y se debe de aplicar la transformación para haz Gaussiano de la expresión 3.14 a esta matriz, después de la cual el valor de los parámetros $\omega(k)$ y $R(k)$ se pueden calcular para cada valor de k a lo largo de d con la resolución elegida por ejemplo $d/1000$.

El código en Matlab para evaluar las operaciones anteriores es el siguiente:

```
-----
lamb=.670;%um
n=1;%air
M=1000; %1000
elem=0;
theta=31*pi/180;
Rn0=realmax;
wn0=4*lamb/(2*pi*theta)
qn0=1/(1/Rn0-i*lamb/(pi*n*wn0^2));
x1=25.0e3;% distancia láser - lente[um]
for k=1:M
    z(elem*M+k)=k*x1/M+0;% eje z en mm
    d=k*x1/M;
    MAT0=[1 d;0 1];
    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));
```

```

Routn (elem*M+k)=1/real (1/qoutn) ;

woutn (elem*M+k)=sqrt (-lamb/imag (1/qoutn) /pi) ;

end

```

En este caso el cálculo se lleva a cabo solo para un plano de propagación debido a que la fuente es perfectamente simétrica.

Cada uno de los elementos del vector $Routn()$ y $woutn()$, contienen el calculo para los valores de $\omega(k)$ y $R(k)$ con una resolución $M=1000$ puntos para la distancia de 25 mm entre el emisor y el lente.

Una vez evaluada la propagación entre el emisor y la lente, se evalúa la propagación del haz dentro de la lente plano-cóncava, la cual se coloca de acuerdo al diagrama figura 3.18 con la superficie cóncava en dirección del emisor.

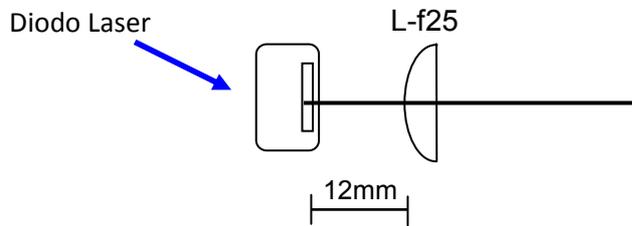


figura 3.18- diagrama de propagación de haz emisor – lente.

Los parámetros para la lente f25 usada son los siguientes:

$R_{10} = -12.9$ mm, radio de curvatura de la primera superficie del lente

$R_{20} =$ infinito, Plano de la segunda superficie del lente

$t_0 = 5,5$ mm , distancia entre las superficies de la lente (espesor de la lente)

$n_0 = 1,509$, índice de refracción del material BK7 a 850 nm.

La matriz para representar la lente que esta compuesta por ambas superficies esféricas de índice n_0 y la distancia homogénea del espesor de material BK7. Se considera que el haz ingresa desde aire a la superficie con curvatura R_{20} y sale por la superficie de curvatura R_{10} . La matriz esta dada por:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (1-n_0)/R_{20} & n_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & t_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (n_0-1)/n_0/R_{10} & 1/n_0 \end{bmatrix}$$

Y la matriz que debe ser evaluada para conocer la propagación dentro de la lente es la siguiente:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & t_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (n_0-1)/n_0/R_{10} & 1/n_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Donde la distancia t_0 es dividida en 1000 secciones de acuerdo al siguiente código a fin de conocer punto a punto la propagación del haz gaussiano dentro de la lente.

Al igual que en la propagación anterior, se utiliza la transformación para haz Gaussiano de la expresión (2), después de la cual el valor de los parámetros $\omega(k)$ y $R(k)$ pueden ser calculados

```

-----
R10=-12.9e3; %curvatura primera superficie lente f25
R20=realmax; %segunda superficie plana lente f25
t0=5.5e3; %espesor de la lente
n0=1.509 ; %índice de refracción del material BK7
M0=[1 0; (1-n0)/R20 n0]*[1 t0;0 1]*[1 0; (n0-1)/n0/R10 1/n0];
for k=1:M
    z(elem*M+k)=k*t0/M+x1; % eje z en mm
    d=k*t0/M;
    MAT0=[1 d;0 1]*[1 0; (n0-1)/n0/R10 1/n0]*[1 x1;0 1];
    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));
    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);
    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi/n0);
end
elem=elem+1
%***** lente - aire
for k=1:M
    z(elem*M+k)=k*x2/M+t0+x1;
    d=k*x2/M;
    MAT0=[1 d;0 1]*M0*[1 x1;0 1];
    MAT=[1 d;0 1]*M0*[1 x1;0 1];
    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));
    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);
    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi);

```

end

En el segundo ciclo “for” del código anterior se calcula la propagación del haz después de la lente una distancia $x2$ arbitraria.

El resultado grafico de la simulación con este tratamiento matricial se muestra en la figura 3.19

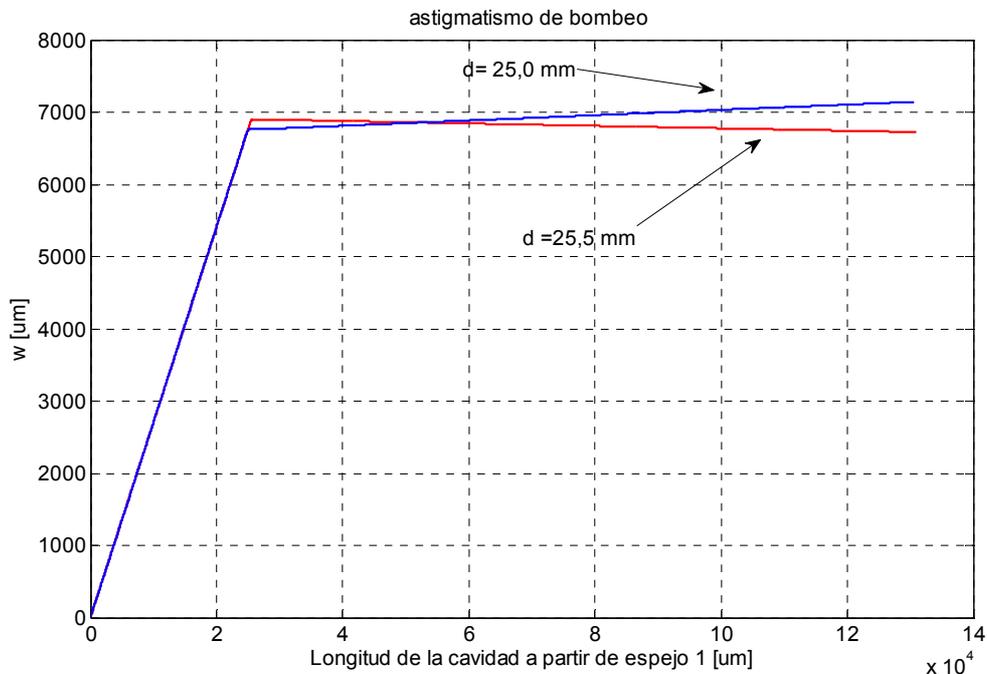


figura 3.19-Simulación de la propagación del haz de un emisor puntual a través de un lente plano cóncavo de distancia focal 25 mm colocado a 25 mm y 25,5 mm de distancia del emisor.

En la figura 3.19 se muestra la gráfica de los valores calculados con el modelo realizado por medio de matrices ABCD en matlab para el radio del haz w propagándose a lo largo del eje óptico. En el eje vertical de la grafica se observa el valor de w en milímetros mientras que en el eje horizontal el avance en el eje óptico también en milímetros

Diodos láser de alta potencia

Los diodos láser de alta potencia planares son fuentes anisotrópicas; mientras que en un plano el emisor es muy pequeño y con gran divergencia, en el plano perpendicular está conformado por una serie de emisores organizados en una línea, cada uno con su propio haz y similar divergencia. La construcción de los láseres de alta potencia con emisores en un plano, esencialmente se reduce a la construcción de muchos diodos láser sobre la misma oblea semiconductor, separados únicamente por aislante eléctrico. Las características de cada uno de estos diodos láseres son muy similares entre si y comparten la misma divergencia horizontal y vertical, así como la polarización del haz emitido, en las siguientes fotografías de la figura 3.20 se observa el arreglo interior de un diodo láser de 1 watt de potencia (DL).

La estructura de películas del DL semiconductor presenta cambios en su estructura cuando la temperatura es muy alta en el dispositivo por lo que es necesario extraer el calor generado en forma eficiente y el diodo láser debe ser montado sobre un bloque disipador enfriado por medio de un termoelectrico el cual transfiere el calor a su base externa. La temperatura de la base de DL es medida con un termistor y se puede establecer un control automático de la temperatura usando la lectura del termistor para retroalimentar una fuente de corriente externa.

El control de intensidad del DL se realiza por medio de la intensidad recibida en un fotodiodo, lo que permite mantener un control automático de intensidad retroalimentado por este fotodiodo.

La fibra óptica al frente del DL es colocada paralela a la unión del diodo y de esta forma corrige el astigmatismo normal al plano del láser de 40 grados a la salida del diodo a 2 grados después de la fibra.

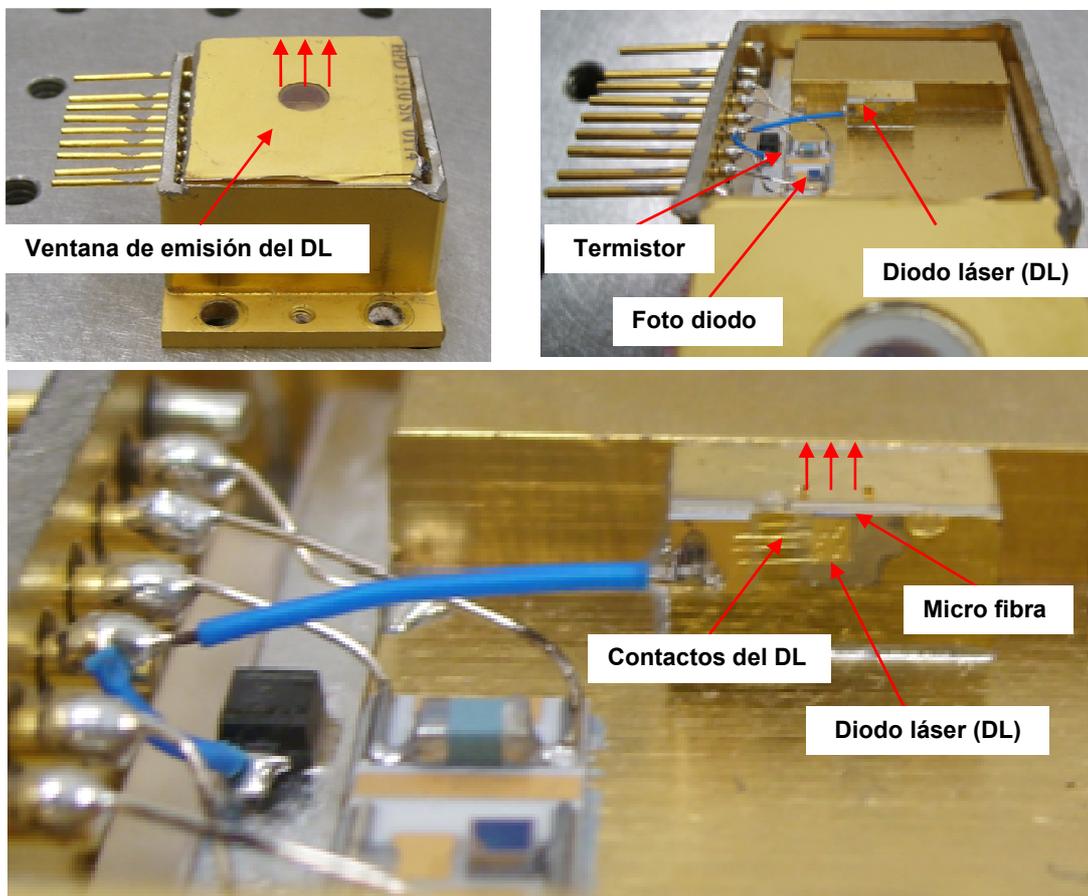


figura 3.20-Fotografía del interior de un diodo láser de potencia, indicando sus principales elementos.

En el siguiente diagrama de la figura 3.21 se ejemplifica un emisor láser de potencia ilustrando sus múltiples fuentes con posición en el eje óptico de un arreglo de lentes y fuera del eje óptico. Este sistema se puede modelar en una matriz ABCD para el emisor en el eje óptico y para el emisor mas alejado de el. Y de esta forma simular la posición que alcanza el enfoque del haz después de un arreglo de lentes, el cual han sido optimizado para enfocar la emisión del diodo láser en el cristal de Cr:LiSAF

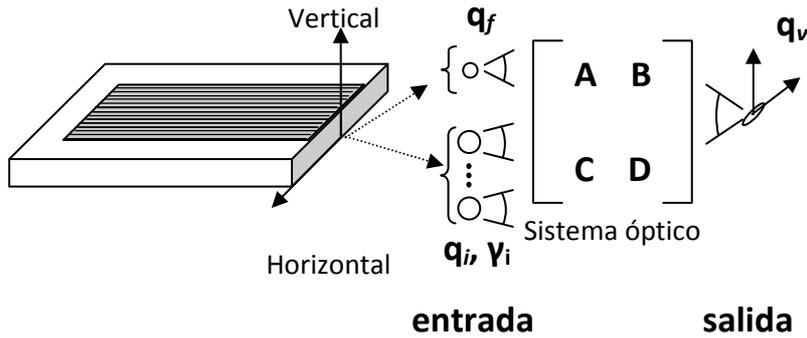


figura 3.21- Esquema de un diodo láser de alta potencia y el sistema óptico para enfocar el haz en una posición específica z . q_v , y q_h con los radios complejos en plano vertical y horizontal. γ es la mitad de la longitud del arreglo de diodos láser. La matriz A, B, C y D representan el sistema óptico entre el diodo láser y la posición del foco a lo largo del eje óptico.

La parte del haz fuera de eje óptico puede ser representada por una distancia γ entre el eje óptico y el eje del haz gaussiano mas alejado en el plano horizontal. Esta propuesta es similar a la matriz de seis elementos de la referencia [3.17 secc. 15.4]. De tal forma que usando la definición de las matrices ABCD podemos establecer para todo el sistema óptico la siguiente matriz.

$$\begin{bmatrix} r \\ \theta \end{bmatrix}_{out} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r \\ \theta \end{bmatrix}_{in} \quad 3.16$$

En este caso el análisis se debe realizar con una matriz para el plano vertical que no contiene emisores fuera de eje y una matriz en el plano horizontal para el emisor central. La emisión fuera de eje se representa por la ecuación 3.17.

$$r(z_0) = Ar_{in} + B\theta_{in} = A\gamma \quad 3.17$$

En la ecuación 3.17, z_0 es la posición de enfoque del haz y el ángulo de entrada θ_{in} es cero para el haz gaussiano propagándose paralelo al eje óptico a una distancia γ .

Con los elementos anteriores se pueden analizar las diversas configuraciones de sistemas ópticos de enfoque del haz de bombeo en la posición del cristal y conocer el tamaño del haz enfocado, así como su divergencia.

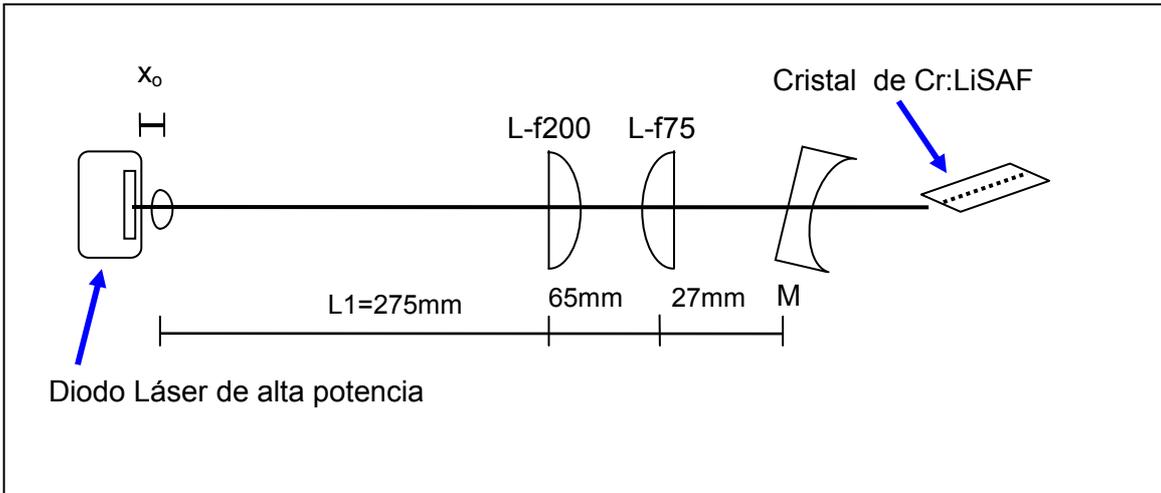


figura 3.22-Arreglo óptico de bombeo, con medio de ganancia de Cr: LiSAF. L-f200 y L-f75 son lentes esféricas

A continuación se realiza el análisis del sistema óptico propuesto como solución al bombeo mostrado en la figura 3.22 y de acuerdo a los parámetros detallados en las siguientes matrices:

La forma general de las matrices de los lentes f200, f25 y lente asférico es la siguiente:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (1 - n_0)/R_{x2} & n_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & t_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (n_0 - 1)/n_0/R_{x1} & 1/n_0 \end{bmatrix}$$

3.18

Donde Rx1 y Rx2 representan la curvatura de la primera y segunda superficies de la lente, n0 el índice de refracción del material de la lente y t la distancia entre la primera y segunda superficie. El lente esférico fue aproximado por un lente de distancia focal muy corta de 4,5 mm. Es conveniente recordar que las superficies asféricas minimizan la aberración esférica cuando los haces a enfocar cubren regiones de la lente alejados del eje óptico, de tal forma que la simulación hecha con esta aproximación sub estima los resultados siendo de esta manera útil para la evaluación del sistema óptico.

Para realizar la simulación del arreglo óptico de enfoque en el cristal, es necesario conocer los parámetros de todas las lentes usadas, los cuales fueron obtenidos del fabricante o fueron medidos directamente, los datos son los siguientes:

Micro fibra incorporada al diodo láser: (fibra óptica colocada frente al emisor)

R1=-75 μm

R2=75 μm

t0=150 μm

n0=1,509

Lente esférico

R1=-19,61 mm

R2=3,25 mm

t1=3,04 mm

n1=1,6

Lente f200:

R1=-39,070 mm

R2= plano (radio infinito)

t2=2,8 mm

n2=1,509

Lente f75

R1= plano (radio infinito)

R2=39,070 mm

t3=3,0 mm

n3=1,509

Espejo R100

R1= plano (radio infinito)

R2=-100 mm

t4=6,048 mm

n4=1,509 mm

La simulación del arreglo óptico se realizó de acuerdo a la metodología descrita y los programas para Matlab que se encuentran en el anexo II.

En la imagen figura 3.23 y figura 3.24, se muestra la gráfica de la simulación de la propagación del haz del láser de potencia a través del sistema óptico propuesto. El trazo con círculos (O). representa el radio de la fuente puntual en el eje óptico en el plano vertical, el trazo con rombos (◊) pertenece a la misma fuente en el plano horizontal. Ambos trazos difieren debido que la fibra colocada frente al diodo láser es un lente cilíndrico que afecta únicamente la divergencia vertical del haz que resulta en

2 grados después de la fibra. La divergencia en el plano horizontal no sufre cambio y se conserva en 10 gados.

Así mismo, el trazo con triángulos (∇). corresponde al eje horizontal de la fuente desplazada $100\ \mu\text{m}$ del eje óptico, la cual se enfoca en posición diferente a la fuente sobre el eje óptico. El resto de las fuentes que conforman el emisor y que se encuentran entre la fuente más distante y la fuente en el eje óptico, se enfocarán entre las posiciones de los focos del trazo con rombos (\diamond) y trazo con triángulos (∇).

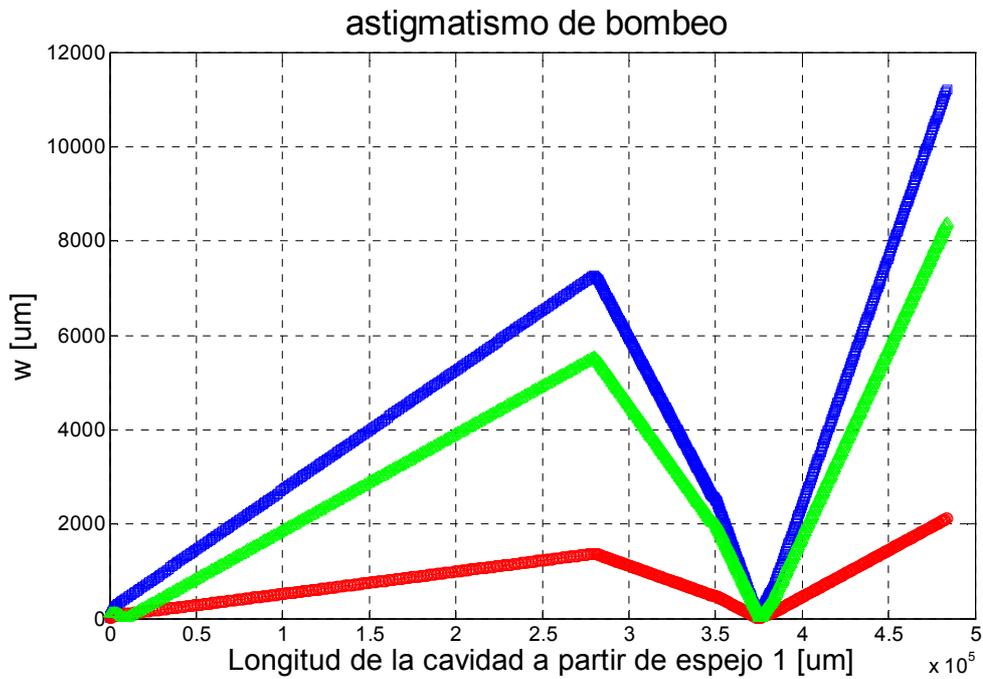


figura 3.23- simulación del radio del haz "w" a lo largo del arreglo de bombeo.

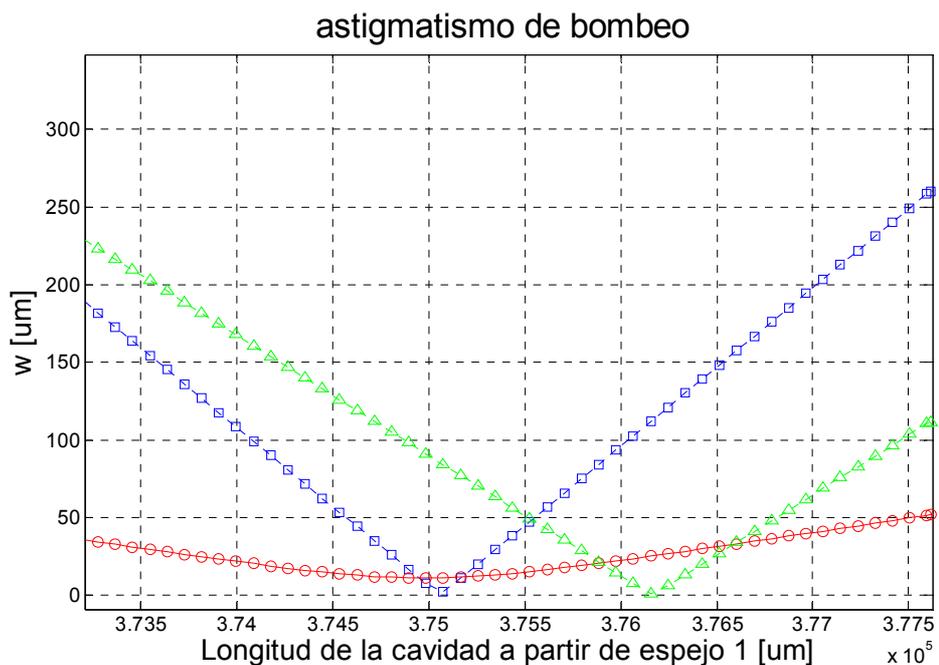


figura 3.24- punto de enfoque de la figura 3.14.

Su valor mínimo corresponderá al valor de enfoque que puede ser medido con la cámara CCD. El valor mínimo de la intersección del trazo con triángulos (∇) y con rombos (\diamond) corresponde a un radio calculado de $50\ \mu\text{m}$, lo que produce un ancho total de $100\ \mu\text{m}$, valor cercano al valor medido en el arreglo experimental con la cámara de $127\ \mu\text{m}$.

La medición con la cámara requiere el evitar la saturación del CCD de tal forma que se deben emplear filtros neutros en cantidad suficiente a fin de obtener una imagen no saturada y posteriormente aumentar un orden la intensidad a fin de verificar que la saturación ocurre únicamente en la parte central del haz como corresponde a un haz gaussiano. La incertidumbre obtenida experimentalmente para la medición del diámetro del haz usando este método es de $\pm 25\ \mu\text{m}$ (± 5 pixeles con cámara de 640×480 pixeles).

La utilidad del ejercicio de simulación, radica en la facilidad de evaluar los sistemas ópticos propuestos antes de construirlos, sin embargo una vez seleccionado el sistema, la evaluación real de los parámetros debe realizarse por medio de mediciones con cámara CCD cuyas mediciones pueden ser verificadas.

Adicionalmente la posición real del punto de enfoque se puede conocer fácilmente con la cámara y suficientes filtros de densidad neutra para evitar la saturación. En el siguiente ejemplo de imagen de medición, se usaron 9 ordenes de filtrado neutro (tres filtros neutros colocados uno detrás de otro)

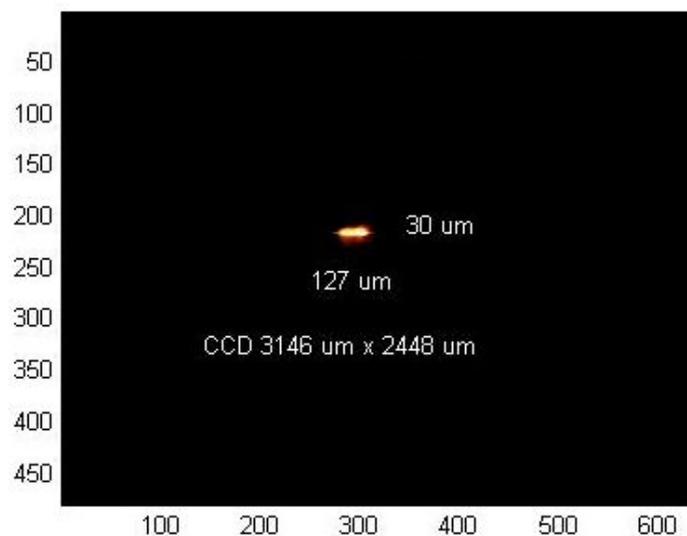


figura 3.25- Imagen por medio de CCD del haz enfocado, los ejes de la imagen corresponden a píxeles del CCD.

El haz de bombeo se enfocó a través del espejo M1 como se muestran en la figura 3.25 y se logró un tamaño de haz en la posición del cristal de $127\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$, medidos por medio de la cámara CCD.

Una de las características mas relevante de este arreglo óptico para el enfoque del bombeo, es la posibilidad de disminuir el radio de enfoque en el plano horizontal conforme se traslada el lente esférico (distancia X_0 del la figura 3.22); sin embargo también la potencia acoplada disminuye debido al aumento de la divergencia angular y

el filtrado espacial dado por las aperturas de los lentes cuando el lente esférico se encuentra fuera de foco.

Es conveniente indicar, que el radio de enfoque en el plano vertical se encuentra al menos cinco veces menor que el radio en el plano horizontal, por lo que no es necesario considerar la optimización del haz en el plano vertical del arreglo.

En la figura 3.26 se muestra la relación entre el radio de enfoque y la posición del lente esférico para diferentes valores de la longitud L1 de la figura 3.22.

En cada trazo, la posición más a la derecha representa la posición cero del lente esférico, y cada uno de los puntos a su izquierda representa avances de 0,5 mm en la posición estas mediciones confirman los valores obtenidos por simulación para este arreglo óptico y adicionalmente permiten establecer el valor óptimo de la distancia L1 para la cual la potencia acoplada será máxima con el mínimo diámetro de haz en la posición del cristal.

En la figura 3.26, la potencia enfocada al cristal está referida a la potencia de salida del diodo láser. En la figura la posición marcada con 0,0 mm se refiere la posición con el esférico a 0 mm del diodo láser.

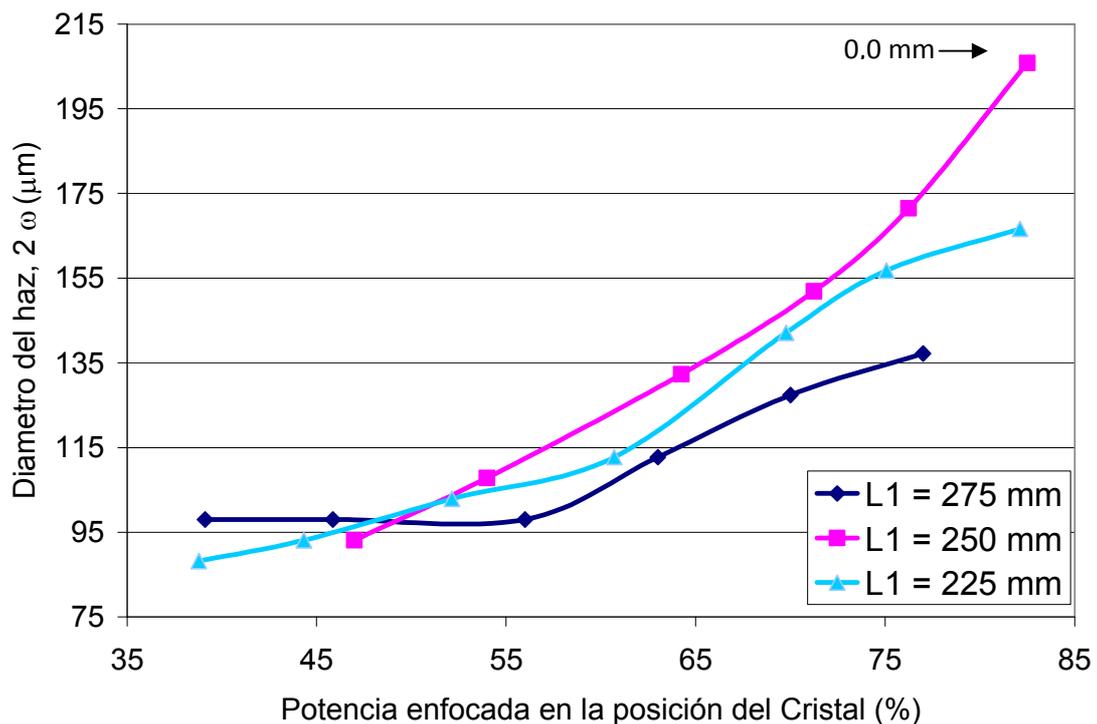


figura 3.26- Relación entre radio del haz y posición del esférico para diferentes valores de L1

Referencias del capítulo

- 3.1 Changchun New Industries Optoelectronics Tech. Co., Ltd., No.668 Chuangxin Road High-tech Zone, Changchun 130012, China , www.cnilaser.com
- 3.2 Ai-Yun Yao, Wei Hou, Yong Bi, et al, "High-power cw 671 nm output by intracavity frequency doubling of a double-end-pumped Nd:YVO4 laser", *Appl. Opt.* **44**, 7156-7160 (2005)
- 3.3 Antonio Agnesi et al, "High-brightness 2.4-W continuous-wave Nd:GdVO4 laser at 670 nm", *Opt. Lett.* **29**, 56 (2004).
- 3.4 Xiaohong Han and Heping Zeng, "Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser with an additional intracavity nonlinear medium, *Optics Express* **16** 18875-18880 (2008)
- 3.5 S. A. Payne et al., "Laser performance of LiSrAlF₆:Cr³⁺," *J. Appl. Phys.* **66**, 1051 (1989)
- 3.6 P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃," *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125-133 (1986)
- 3.7 W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer series in optical sciences, 1999.
- 3.8 G. J. Valentine, J.-M. Hopkins, P. Loza-Alvarez, G. T. Kennedy, and W. Sibbet, "Ultralow-pump-threshold, femtosecond Cr³⁺:LiSrAlF₆ laser pumped by a single narrow-stripe AlGaInP laser diode", *opt. Lett.* **22**, 1639 (1997)
- 3.9 R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, and T. W. Hänsch, "White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser", *Opt. Lett.*, **26**, 1376 (2001)
- 3.10 Sadao U, Kenji T. "Development of a diode-pumped Kerr-Lens Mode-Locked Cr:LiSAF Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**, (2003).
- 3.11 VLOC, 7826 Photonics Drive, New Port Richey, FL 34655, e-mail: info@vloc.com
- 3.12 Roditi International Corporation Ltd, 102 Stewarts road, London, England SW8 4UF Web Site www.roditi.com ,Email sales@roditi.com
- 3.13 Crystal Systems, 27 Congress Street, Salem, Ma 01970. www.crystalsystems.com
- 3.14 Diodos laser HDP modelo 1310-HHL-HP/TEC del fabricante High Power Devices INC.
- 3.15 Uemura S.; Miyazaki K. "Femtosecond Cr:LiSAF laser pumped by a single diode laser", *Opt. Commun.* **138**, 330-333 (1997)
- 3.16 Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, USA ,1997

- 3.17 A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books 1986.
- 3.18 T.Y.Fan and A. Sanchez, "Pump Source required for End-Pumped laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **26**, 311-316 (1990).
- 3.19 S. Uemura and K. Miyazaki, "Thermal Characteristics of a Continuous-Wave Cr:LiSAF Laser", *Jpn, J. Appl. Phys.* **36**, 4312-4315 (1997).
- 3.20 R.Kapoor, P.K.Mukhopadhyay and J. George, "A new approach to compute Overlap efficiency in axially pumped Solid State Lasers", *Optics Express* **5**, 125-133 (1999).
- 3.21 R. Paschotta, "Beam quality deterioration of laser caused by intracavity beam distortion", *Optics Express* **14**, 6069-6074 (2006).
- 3.22 J.C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press, 2006.

CAPÍTULO 4 - CAVIDAD RESONANTE

En este capítulo se presentan los fundamentos de los parámetros que permiten especificar el diseño y la construcción de las cavidades resonantes considerando dos parámetros críticos, el control del astigmatismo y la estabilidad de la cavidad. Posteriormente se analizan los parámetros que permiten la formación y estabilidad de pulsos cortos por medio del control de la dispersión y la sensibilidad del *Kerr Lens* en las regiones de la cavidad. Todo lo anterior se aplica a las diferentes configuraciones genéricas de cavidades “V”, “X” y “Z”.

Las singularidades de las cavidades de muy alta repetición $f \gg 50$ MHz y baja repetición $f \ll 50$ MHz se discuten en detalle. Se concluye con los parámetros empleados en ejemplos de cavidades para Ti:Za y LiSAF

4.1 DISEÑO Y CONSTRUCCION DE LA CAVIDAD RESONANTE

Los parámetros de diseño más importantes para la construcción de la cavidad resonante de un láser de pulsos ultracortos tienen cierta independencia del cristal del medio de ganancia y pueden resumirse de acuerdo a lo siguiente:

a) Control del radio y frente de onda del haz de bombeo enfocado en la posición del cristal: Permite que la región del medio de ganancia donde ocurre la inversión de población coincida espacialmente con el mínimo ancho del haz producido por la cavidad resonante, con la intención de producir el traslape espacial del bombeo y el haz intracavidad. Sabemos que el eficiente traslape del haz de bombeo e intracavidad, es el mecanismo físico responsable de la transferencia de energía del haz de bombeo al láser de estado sólido y de acuerdo a las simulaciones se puede optimizar este factor por medio del control de movimiento de los elementos ópticos del sistema de enfoque del bombeo mostrado en la figura 4.1.

La posición del mínimo ancho del haz producido por la cavidad resonante ω_0 es función únicamente de la disposición y curvatura de los espejos que conforman la cavidad por lo que la posición de ω_0 debe calcularse por simulación a fin de colocar adecuadamente el cristal.

Para el caso de bombeo con láseres DPSS, el sistema óptico de enfoque se puede reducir a un solo lente esférico para el cual no se requieren modelos previos para optimizar su posición o determinar su radio mínimo. En lugar de las simulaciones se sugiere la medición directa del haz enfocado por medio de cámaras CCD una vez que todos los elementos de la cavidad han sido colocados en su posición.

b) Control del tamaño de enfoque del haz intracavidad en el cristal: El diseño de la cavidad resonante debe permitir que el mínimo ancho del haz formado por la cavidad coincida con la región del mínimo tamaño del haz de bombeo y se encuentre dentro

del cristal de ganancia, el control del radio mínimo (*waist*) del haz intracavidad está determinado por la posición de los espejos curvos M1 y M2 de la figura 4.1, de tal forma que se deben prever la traslación del espejo M2 para el caso de bombeo uniaxial como el mostrado en la misma figura.

c) Determinación de los límites de estabilidad: Es necesario realizar las simulaciones de la cavidad resonante por medio de matrices ABCD previo a su construcción. Estas simulaciones, se realizan con la finalidad de aproximar las dimensiones entre espejos, así como los ángulos de rotación para los espejos M1 y M2. También con las simulaciones, se determinan los grados de libertad requeridos para la traslación de cristal, espejos y lentes de enfoque de bombeo.

d) Compensación de la dispersión de la velocidad de grupo de los elementos ópticos dispersivos dentro de la cavidad: Para la formación de pulsos ultracortos, se deben de obtener el máximo número de modos longitudinales oscilando en fase lo que significa que el grupo de componentes espectrales del haz sufrirán dispersión positiva debido al paso por el cristal y espejos de la cavidad. Para compensar esta dispersión es necesario introducir elementos que produzcan dispersión negativa, como pueden ser pares de prismas, los cuales requieren de una longitud adicional dentro de la cavidad o bien usar espejos de penetración variable (*chirp mirrors*) lo que permite construir cavidades de menor longitud y mayor frecuencia de repetición.

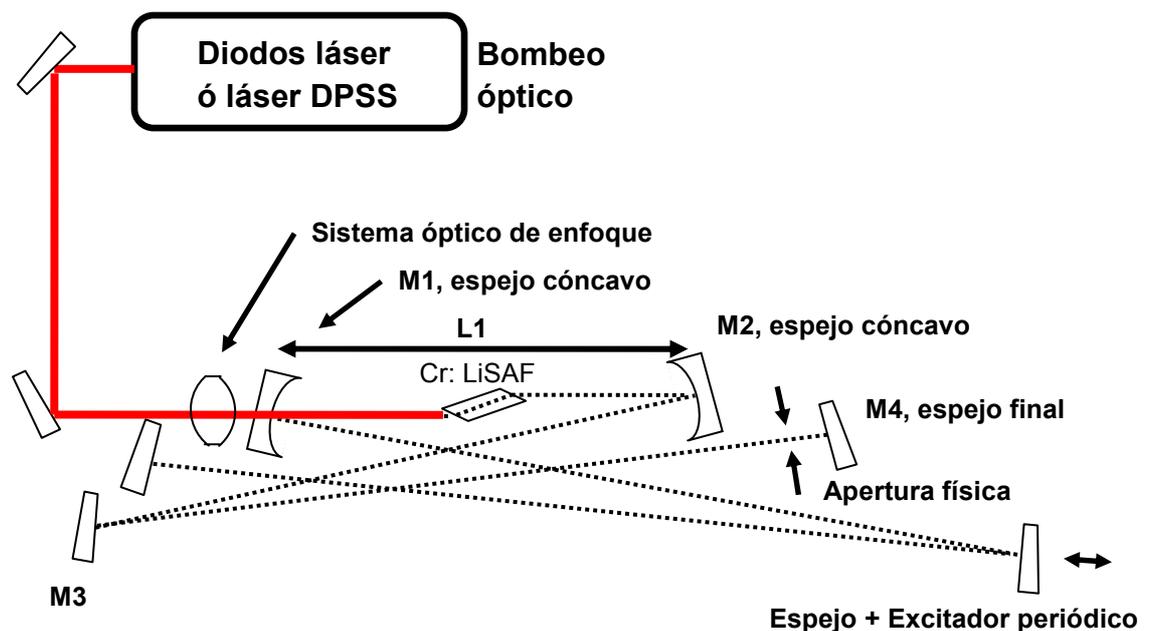


figura 4.1. Disposición general de una cavidad resonante bajo análisis.

Distintos tipos de cavidades

Los parámetros anteriormente considerados para el diseño de láseres de estado sólido, son principios suficientemente generales para aplicarse a cavidades lineales como las configuraciones en forma de "Z" o "V" las cuales contiene dos espejos en sus extremos con reflexión perfectamente normal del haz, o bien cavidades de anillo las

cuales no contienen ningún espejo con reflexión normal debido a que no contienen extremos.

La reflexión normal o fuera de la normal en un espejo de alta reflexión como los empleados en la cavidad de los láseres es un parámetro importante de diseño de las películas depositadas en la superficie de reflexión del espejo y los fabricantes suelen especificar el ángulo de incidencia (angle of incidence, AOI) del espejo para el cual la especificación de máxima reflexión se cumple. Fuera de este ángulo la reflexión disminuye lo que incrementa las pérdidas del láser linealmente con el número de reflexiones en los espejos.

Aun cuando la mayoría de los espejos son diseñados para incidencia normal o a 45 grados, las pérdidas por incidencia a ángulo de ± 10 grados son toleradas sin problemas por los láseres de Cr:LiSAF y Ti:zafiro, considerando siempre la disposición de los espejos en la configuración que minimice el número de reflexiones y ángulo de incidencia.

Hay dos casos particulares donde se debe de optimizar las pérdidas de los espejos debido a que comprometen la operación del láser.

a) Cavidad muy larga de baja frecuencia de repetición.

Para la caracterización de materiales no lineales y en particular para la medición de la absorción no lineal e índice de refracción no lineal es muy conveniente obtener alta potencia pico en los pulsos a la menor frecuencia de repetición posible para evitar los efectos de calentamiento en las muestras. Lo anterior implica cavidades resonantes lo mas largas posibles.

En este caso es necesario recurrir a múltiples reflexiones en un mismo espejo con el propósito de alargar lo más posible la cavidad. Las pérdidas del láser debidas al número total de reflexiones en la cavidad aumentan y es sumamente importante mantener los ángulos de incidencia muy cercanos a 0 grados (incidencia normal a la superficie del espejo) lo que únicamente es posible alineando los espejos con monturas que permitan el paso del haz muy cercano a los espejos como se muestra en la figura 4.2.

Con Cr:LiSAF, se construyeron y optimizaron cavidades lineales de 5 metros para una frecuencia de repetición de 30 MHz con una longitud total de trayecto del pulso intracavidad dada por $c/2l$ aproximadamente 10 metros, con c la velocidad de la luz y l la longitud entre los extremos de la cavidad.

Los espejos chirp o de penetración variable modelos 10Q20UF.40 Newport usados en esta cavidad para el control de la dispersión son particularmente ineficientes para incidencia fuera de la normal, las pérdidas para ángulos mayores a 5 grados aumentan considerablemente, reduciendo la potencia intracavidad y la eficiencia del láser sin embargo estos espejos fueron usados en la evaluación de esta cavidad, obteniéndose eficiencias moderadas del 8 % con potencia de salida del haz de hasta 60 mW y pulsos menores de 100 fs con frecuencia de repetición de 30,7 MHz, para una configuración lineal en X.

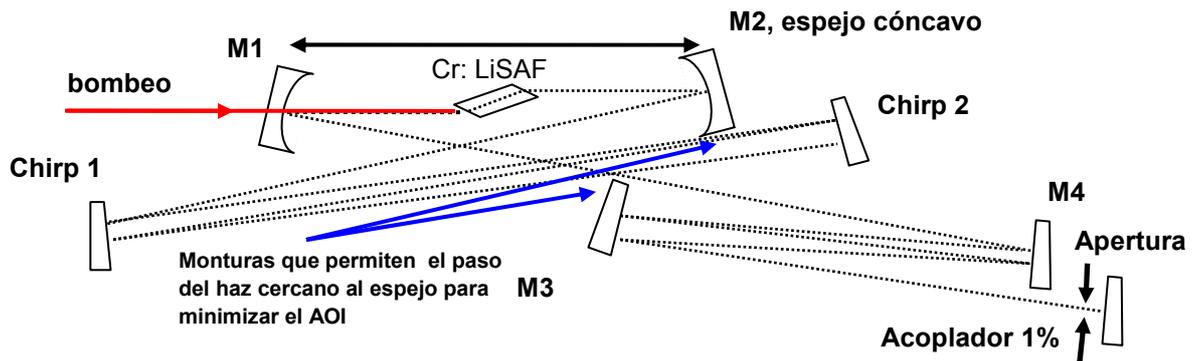


figura 4.2-cavidad de baja frecuencia de repetición con reflexiones múltiples en espejos

b) Cavidades de anillo muy cortas

Estas configuraciones, al contrario de la configuración lineal larga, requieren del número mínimo de reflexiones sin embargo como se observa en la siguiente figura, existen dos reflexiones con ángulos de incidencia fuera de la normal y en este caso es conveniente evaluar espejos con AOI de 45 grados.

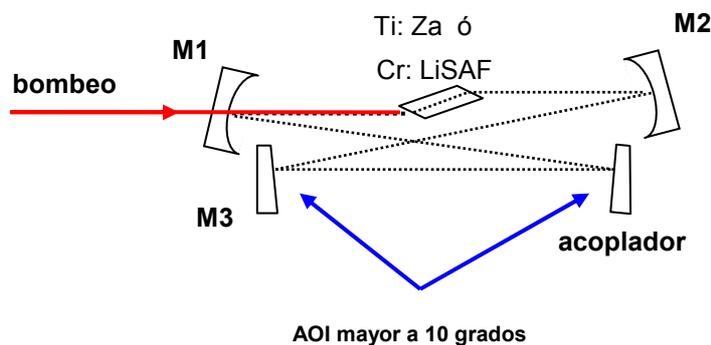


figura 4.3-cavidad de alta frecuencia de repetición con configuración de anillo

M1, M2 y M3 deben ser espejos chirp además de alta reflexión en el amplio espectro de emisión del láser. En esta configuración el acoplador óptico produce dos haces de salida del haz en modo de onda continua (CW) sin embargo en *Mode Locking* la circulación del pulsos dentro de la cavidad se restringe a una sola dirección por lo que las perdidas por el segundo haz se reducen a la mitad y se tiene un solo haz de salida en ML.

Se ensayaron configuraciones de anillo con Ti:Za para frecuencias de repetición de 350 MHz y 400 mW para una eficiencia de 5% en modo cw, para una cavidad como la mostrada en la figura 4.3.

Las configuraciones reportadas de 6 o 4 espejos son comunes para frecuencias de repetición de 900 MHz o 1 GHz [4.1,4.2] con láseres de Ti:Zafiro aun cuando no se

tiene conocimiento de reportes de configuraciones de tan alta frecuencia de repetición para Cr:LiSAF en potencias mayores de 20mW.

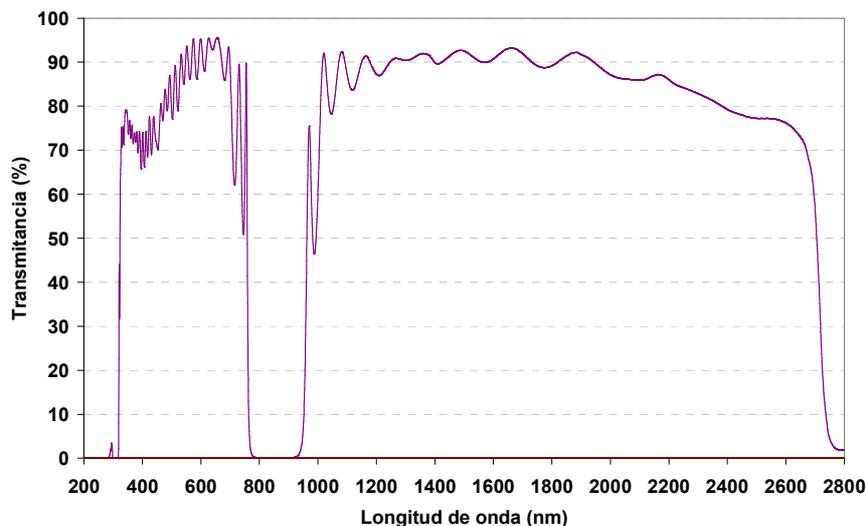
Selección de espejos para la cavidad resonante

Los espejos para láseres de pulsos ultracortos son especiales dentro de la gama de espejos para cavidades de láser. En el caso de láseres de línea el espejo tienen una alta reflexión a una longitud de onda específica y dentro de un ancho espectral muy estrecho el cual está relacionado con el tipo de transiciones radiativas en el medio de ganancia en algunos casos como en los láseres de He-Ne el espejo selecciona la transición que se desea amplificar del medio de ganancia y el ancho espectral del espejo es de alguna decenas de nanómetros. Son casos similares los de algunos láseres de estado sólido como Nd:YAG en donde se pueden obtener espejos comerciales para su transición fundamental así como su segunda, tercer o cuarta armónica pero con ancho espectral estrecho.

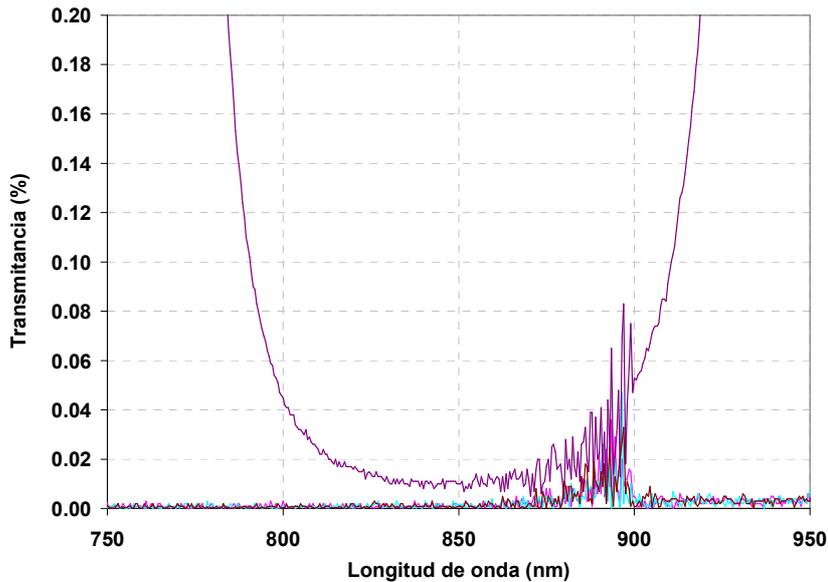
La cualidad que hace especiales a los espejos para láseres de pulsos ultracortos es el gran ancho espectral en el cual la alta reflexión debe ser conservada debido a esto las películas depositadas en los espejos son diseñadas específicamente para cubrir el intervalo espectral especificado para el medio de ganancia o al menos el máximo posible.

Para el caso del Cr:LiSAF los espejos utilizados para las cavidades construidas cubren un intervalo de 800 nm a 900 nm con reflexión para ese intervalo de 99.994 % las películas depositadas para estos espejos fueron discutidas con el fabricante Laseroptik [4.3], y la reflectancia fue medida para las películas depositadas, las cuales fueron colocadas por el fabricante a un mismo tiempo en todos los substratos ordenados para cada una de las superficies. La medición de transmitancia se muestra figura 4.4.

La figura 4.4a muestra la medición completa de ultravioleta a infrarrojo cercano, mientras que la figura 4.4b amplifica la región de interés para el espejo.



a)



b)

figura 4.4 Transmitancia medida para espejos de láser Cr:LiSAF

Todos los espejos fueron especificados para las mismas películas en la superficie frontal y en la posterior debido a que el proceso de fabricación es costado por la película colocada y no por el número de sustratos incluidos. De tal forma que los espejos cuentan con alta reflexión a 850 nm +/- 50 nm, además de alta transmisión a 671 nm en la superficie frontal y película anti reflejante a 671 nm en la superficie posterior.

Las películas fueron depositadas en tres tipos de sustratos diferentes de material BK7. Los sustratos de 1 pulgada de diámetro usados para los espejos de superficie frontal plana M3 y M4 de las figura 4.2 y figura 4.3 tienen menos de 5 minutos de ángulo de cuña entre las dos superficies y pueden ser usados como espejos finales debido a que sus superficies no son paralelas y de esta forma no causa interferencia dentro de la cavidad por la ausencia de reflexión paralela de la segunda superficie.

Los sustratos de los espejos M1 y M2 son plano cóncavos con radios de curvatura de 100 mm (R100) y 150 mm (R150) con diámetro de 0,5 pulgadas, lo que define la distancia entre espejos M1 y M2 de la figura 4.3 a $L_1=100$ mm en el caso de usar dos espejos de R100, ó $L_1=125$ con la combinación R100, R150, o bien $L_1=150$ si ambos espejos son R150.

Los sustratos de 1 pulgada de diámetro con planos paralelos son muy útiles cuando se realiza la alineación de la cavidad y se insertan prismas para el control de la dispersión, debido a que al ser colocados temporalmente como espejos finales no producen ninguna refracción del haz de salida del láser y los prismas pueden ser alineados con la cavidad operando como si estuvieran dentro de ella pero sin producir ninguna pérdida que evitaría la operación del láser. Una vez alineados los prismas, el espejo final puede ser retirado y los prismas quedaran alineados muy cerca de su posición óptima.

Compensación de astigmatismo producido por el cristal

El astigmatismo dentro de la cavidad resonante para un láser de estado sólido, es producido por dos elementos diferentes dentro de la cavidad. El primero es la diferencia de camino óptico del plano vertical y horizontal del haz que pasa a través de cualquier placa paralela colocada a incidencia en ángulo de Brewster, en particular los cristales de Cr:LiSAF o Ti:Za son placas paralelas con longitud d .

La segunda fuente de astigmatismo son los espejos curvos cuando se les hace incidir un haz que no coincide con la dirección del radio de la superficie esférica, esto sucede siempre que se desea obtener la reflexión del espejo en diferente ángulo al haz incidente. El resultado de usar el espejo en esta condición es que el espejo de enfoque M1 de la figura 4.6, tendrá dos longitudes focales diferentes para el plano horizontal y vertical [4.4,secc. 5.1.10].

El fenómeno de astigmatismo en el cristal se puede ilustrar con el siguiente diagrama:

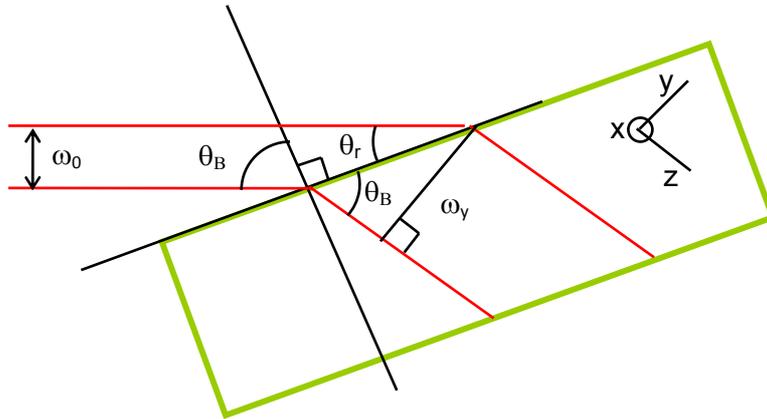


figura 4.5- Astigmatismo producido por el cristal

De la ley de Snell y el diagrama de la figura 4.5, se puede establecer la relación.

$\cos \theta_B = \text{sen } \theta_r$ y $\theta_r = 90 - \theta_B$, de donde se pueden obtener la expresiones

$$\omega_y = \omega_0 \frac{\text{sen } \theta_B}{\text{sen } \theta_r} = \omega_0 \frac{\text{sen } \theta_B}{\cos \theta_B} \text{ por lo tanto}$$

$$\omega_y = n \omega_0 \tag{4.1}$$

$$\omega_x = \omega_0 \tag{4.2}$$

De acuerdo a las ecuaciones 4.1 y 4.2 el radio a la salida del cristal en el plano del ángulo de Brewster es mayor que el radio antes del cristal mientras que en plano normal no hay variación en el radio de entrada y salida del haz

Realizando la propagación de haz gaussiano dentro del cristal, se obtienen las expresiones para las longitudes efectivas que recorre el haz dentro del cristal en las direcciones x e y , estas longitudes están dadas de la siguiente forma [4.5]:

$$d_x = d \frac{\sqrt{1+n^2}}{n^2}, \quad d_y = d \frac{\sqrt{1+n^2}}{n^4},$$

4.3

Con n el índice de refracción del cristal y d la longitud del cristal.

Las diferentes longitudes recorridas dentro del cristal por el haz gaussiano producen como ya se indicó un haz astigmático con un radio mayor en la dirección del eje x , sin embargo existe una forma muy simple de compensar el astigmatismo producido por el cristal por medio de la rotación de ambos espejos curvos $R1$ y $R2$.

Los espejos de curvatura esférica girados para un ángulo de incidencia θ , tienen diferentes distancias focales, dadas por:

$$f_x = \frac{(R/2)}{\cos \theta}$$

4.4

$$f_y = (R/2)\cos \theta$$

4.5

Donde R la curvatura de los espejos y el ángulo θ es el ángulo de rotación del espejo.

Las distancias focales de las expresiones 4.4 y 4.5, serán incorporadas al cálculo para modelar la cavidad por medio de matrices ABCD y evaluar el astigmatismo punto a punto a lo largo del eje de propagación z , con lo cual se puede obtener una buena aproximación del ángulo θ al que debe ser rotado el espejo $M1$ para compensar el astigmatismo y obtener un haz con los mismo diámetros en el plano vertical y horizontal. Esta aproximación es necesaria al momento de iniciar la construcción de la cavidad ya que de otra forma es difícil hacer funcionar el láser en modo de onda continua debido a la falta de estabilidad de la cavidad.

Se puede observar que cuando el radio de curvatura $R1$ o $R2$ aumenta en los espejos plano cóncavos de la cavidad, el ángulo θ decrece para una misma distancia focal, lo que puede representar una ventaja debido a la disminución del ángulo de incidencia en el espejo, el cual puede experimentar menores pérdidas conforme disminuye el ángulo de incidencia con respecto a la normal.

Sin embargo una desventaja con los radios de curvatura mayores de 100 mm es que la distancia entre el espejo $M1$ y el cristal aumenta, con lo que es difícil obtener un haz de bombeo altamente enfocado con el tamaño adecuado en la posición del cristal.

En el caso de una cavidad en V , la corrección de astigmatismo se realiza con un solo espejo curvo por lo que para una misma longitud total del cristal en el eje óptico se obtendrá un mayor ángulo de corrección para el espejo $M1$ que en una configuración en "X" o "Z".

Para el caso de un cristal de Cr:LiSAF con índice de refracción $n = 1,41$ de 6 mm de espesor en una cavidad en V con espejos de radio de curvatura $R_1=R_2=100$ mm, el ángulo θ , que corrige el astigmatismo en la parte central de su intervalo de estabilidad será de $12,7^\circ$, para una longitud de $L_2=1000$ mm y produce un tamaño de haz a la salida del acoplador de 0,57 mm de radio.

Los parámetros anteriores son definidos de acuerdo al siguiente diagrama:

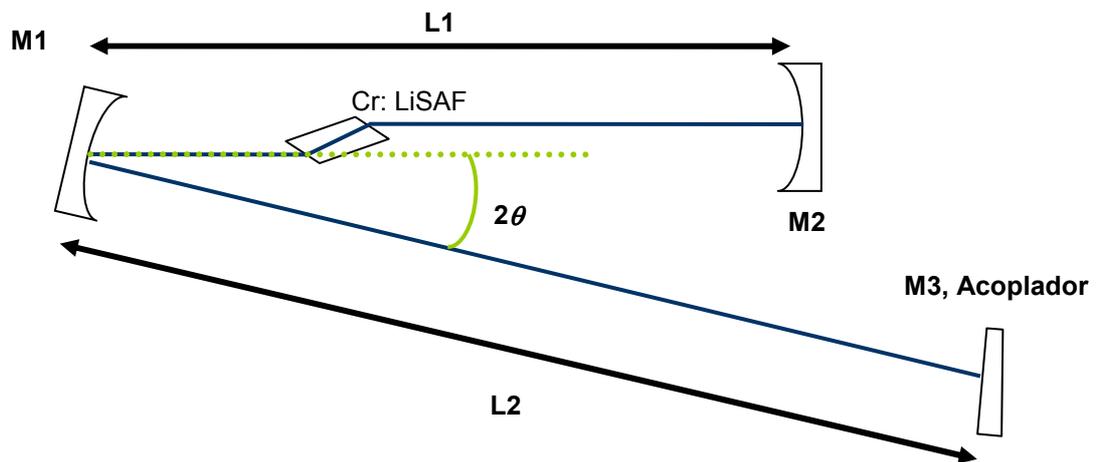


figura 4.6-Cavidad en "V" mostrando el ángulo de rotación del espejo curvo R1

De acuerdo a la compensación de astigmatismo la cavidad que se desea diseñar puede limitar su intervalo de estabilidad para la distancia L_1 , de tal forma que no todas las longitudes de L_2 producen una configuración geométrica válida de la cavidad adecuada para contener los haces sin pérdidas, lo que evita el efecto láser y la cavidad deja de operar en modo de onda continua.

Para asegurar el funcionamiento del láser en régimen de onda continua, es necesario calcular el ángulo de compensación de astigmatismo para cada una de las combinaciones que se deseen hacer en las distancias L_1 y L_2 ajustando el ángulo en el arreglo óptico lo mejor posible a fin de obtener la mejor compensación de astigmatismo del haz intracavidad en modo transversal fundamental para el régimen de *Mode locking*. Como se verá mas adelante este ajuste angular debe estar pensado para que el láser opere en los límites de estabilidad para la longitud L_1 , donde el *Mode locking* es mas sensible.

Los cálculos anteriores serán detallados por medio de matrices ABCD una vez que se considere la estabilidad de la cavidad en la siguiente sección.

La estabilidad de la cavidad

Los intervalos de estabilidad son el resultado de las condiciones necesarias para contener un haz gaussiano dentro de la configuración de elementos ópticos (esencialmente espejos) a la que llamamos cavidad resonante. La definición de estabilidad se refiere a la condición bajo la cual la propagación de un haz gaussiano

dentro de la cavidad resonante puede confinarse sin que su propia divergencia produzca pérdidas. Esta divergencia es contrarrestada por espejos curvos los cuales para ciertas posiciones sobre el eje óptico de la cavidad aseguran que el haz gaussiano dentro de ella se propague en avance y regreso sobre la misma trayectoria sin salir de la cavidad.

Los límites de estabilidad de la cavidad para la longitud L de la figura 4.7 son sumamente importantes, debido a que generalmente solo se puede obtener el *mode locking* en los valores límite de esta longitud. La estabilidad finalmente depende de las curvaturas de los espejos empleados, la distancia entre ellos, el tamaño y material del cristal del medio de ganancia así como de la corrección del astigmatismo.

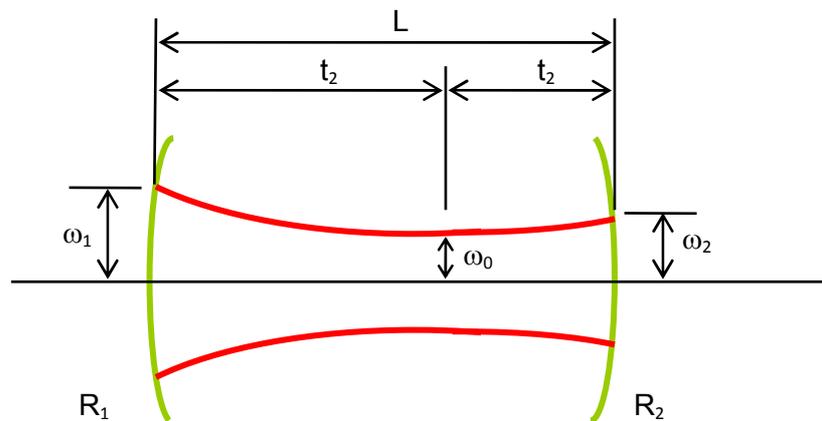


figura 4.7-cavidad estable de 2 espejos

Un haz gaussiano atrapado en una cavidad de dos espejos cumplirá necesariamente con las curvaturas R_1 y R_2 de los espejos mostrados en la figura 4.7. Así mismo debe tener los radios ω_1 y ω_2 en los extremos de la cavidad con un radio mínimo de ω_0 situado entre las distancias t_1 y t_2 de los extremos de los espejos de la cavidad.

Los parámetros anteriores fueron derivados por Kogelnik y Li [4.6] para la condición de cavidad estable de dos espejos y están dados por las siguientes expresiones.

$$\omega_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2} \quad 4.6$$

$$t_1 = \frac{L(R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)} \quad \text{y} \quad t_2 = \frac{L(R_1 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)} \quad 4.7$$

y en particular de las dos siguientes ecuaciones se puede obtener las regiones de estabilidad del resonador de dos espejos:

Considerando los parámetros “g” definidos como:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad \text{y} \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

4.8

Se pueden establecer los radios ω_1 y ω_2 de la siguiente forma [4.6]:

$$\omega_1^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_2}{g_1(1-g_1g_2)}} \quad \text{y} \quad \omega_2^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_1}{g_2(1-g_1g_2)}}$$

4.9

Debido a que los valores reales de estas expresiones representan radios del haz, la condición $0 \leq g_1g_2 \leq 1$ debe cumplirse para las diversas combinaciones de los parámetros L y R . Lo que origina un mapa de estabilidad mostrado en la siguiente figura; las regiones estables se encuentran sombreadas mientras que el resto corresponde a valores de g_1 y g_2 que no producen configuraciones con posibilidades de generar el efecto láser.

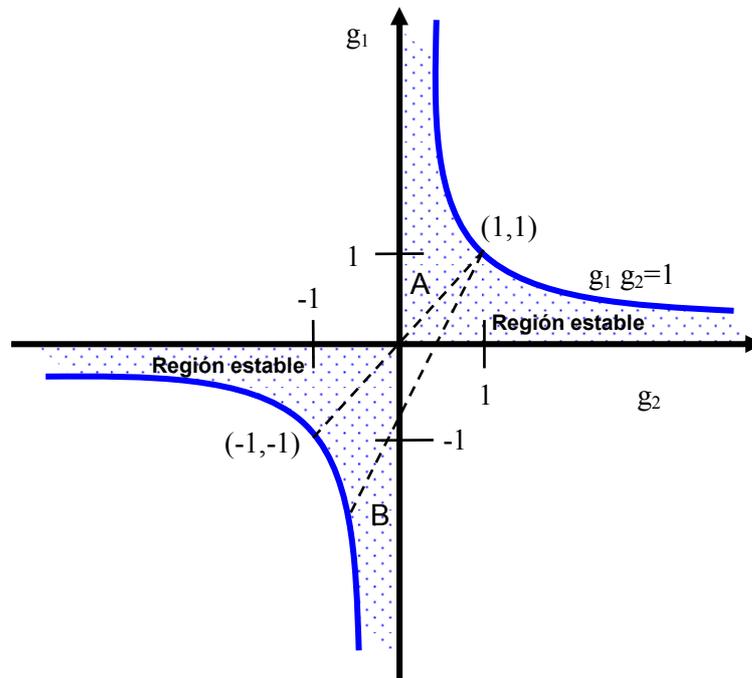


figura 4.8– estabilidad de una cavidad resonante en función de los parámetros “g”.

La trayectoria A representa siempre cavidades simétricas con $g_1=g_2$ por lo tanto $R_1=R_2$. En particular, el punto $g_1=g_2=-1$, representa una cavidad concéntrica donde $L=2R$ la cual seguirá siendo estable y su estabilidad será continua hasta el punto $g_1=g_2=1$ donde el radio de curvatura de los espejos es infinito, que es la condición de cavidad plano paralela con espejos planos en sus extremos.

Para el caso en el que la cavidad resonante tenga forma de Z o X y esté constituida por los espejos curvos R_1 , R_2 y adicionalmente dos brazos terminados en espejos

planos $M3$ y $M4$, los parámetros “ g ” deben redefinirse para esta nueva cavidad de 4 espejos de la siguiente forma [4.7]:

$$g_1 = 1 - \frac{L_2 \Delta z}{f^2} \quad \text{y} \quad g_2 = 1 - \frac{L_1 \Delta z}{f^2}$$

4.10

Donde $\Delta z = 2f - z$, f es la distancia focal de los espejos y $L1$, $L2$ la longitud de los brazos de la cavidad de acuerdo a la figura 4.9a. En esta figura se muestra la cavidad extendida de 4 espejos y su diagrama unidimensional equivalente constituido por lentes en sustitución de los espejos.

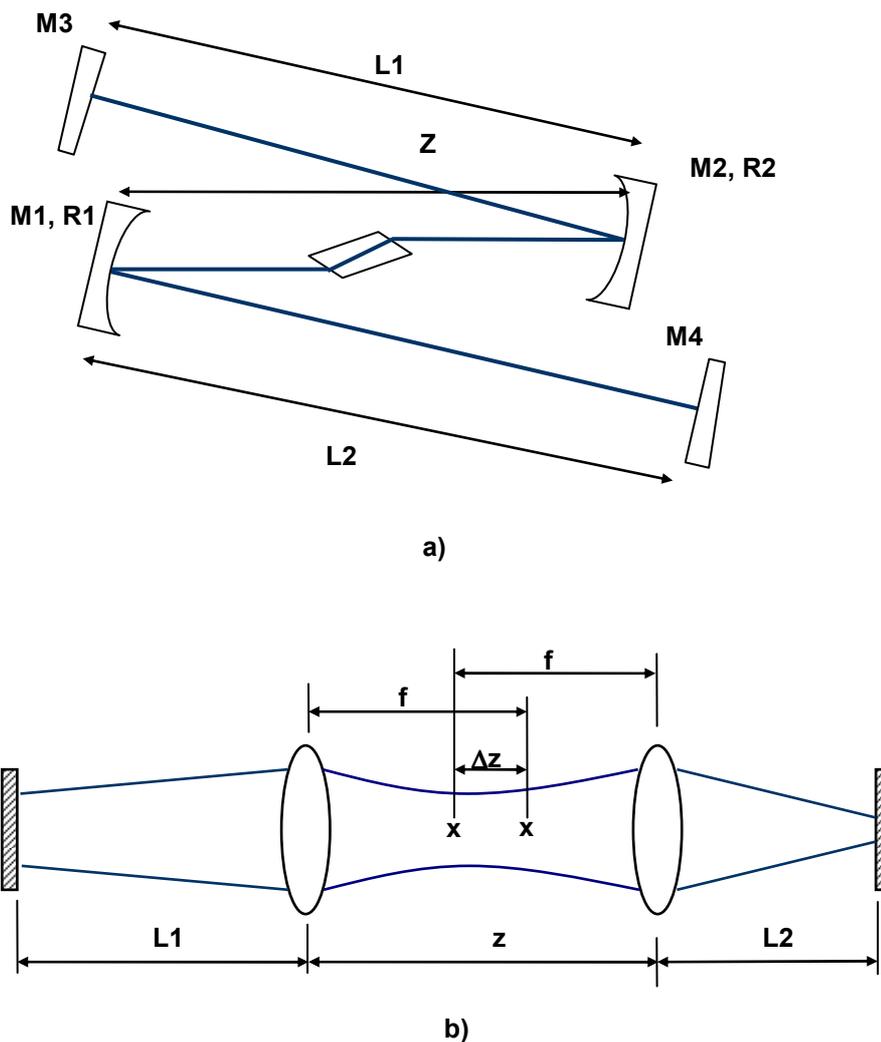


figura 4.9-a) Cavidad de 4 espejos en forma de “Z” y b) su diagrama unidimensional equivalente.

Con esta nueva definición para la cavidad generalizada de la figura 4.9a, se puede explicar la trayectoria B del diagrama de estabilidad de la figura 4.8.

El inicio de la trayectoria B en el punto (1,1) corresponde a un $\Delta z = 0$ para una cavidad concéntrica, la trayectoria sale de la región de estabilidad y vuelve a ingresar definiendo una brecha en la estabilidad del láser dentro de la cual las pérdidas

derivadas de la dispersión espacial de los haces dentro de la cavidad crecerán tanto que evitaban el fenómeno láser apagando su operación de onda continua. Continuando en la trayectoria después de la brecha de inestabilidad existe nuevamente una región estable hasta el límite cuando $g_1=g_2=1$.

Las brechas de inestabilidad que aparecen en configuraciones con $L1$ diferente de $L2$, no aparecen para los casos de cavidades perfectamente simétricas, con $L1=L2$ y $R1=R2$, en este caso la estabilidad de la cavidad es continua de acuerdo a la trayectoria A del diagrama de estabilidad mostrado.

Durante la construcción de la cavidad es muy importante conocer las regiones de estabilidad a priori a fin de iniciar la operación del láser para una distancia z adecuada entre espejos curvos y poder optimizar la alineación de los espejos con el láser operando a una potencia razonable.

El análisis de estabilidad para una cavidad de longitud $L1$ y $L2$ arbitrarias se realiza utilizando el formalismo de las matrices ABCD para cada uno de los elementos ópticos dentro de la cavidad y propagando las matrices para obtener una matriz resultante que representa la trayectoria completa de ida y regreso a lo largo de la propagación del haz dentro de la cavidad cualquiera que sea su largo. Para hacer el análisis se emplea el criterio de estabilidad antes descrito pero adecuado al formalismo matricial de acuerdo a las siguientes expresiones [4.8 secc 4.5]:

$$\cos \theta = \frac{1}{2}(A + D) \tag{4.11}$$

Para valores reales de $\cos\theta$, la condición se reduce a,

$$-1 < \frac{1}{2}(A + D) < 1 \tag{4.12}$$

Donde A y B son términos de la matriz ABCD que representa una trayectoria completa dentro de la cavidad e incluye todos sus elementos ópticos.

4.2 Diseño de una cavidad en “V”

La cavidad descrita a continuación se diseño a partir de tres espejos colocados para describir una configuración en forma de “V”, todos los espejos son de alta reflexión a 850 nm como los descritos anteriormente.

Para diversos valores de $L1$ y $L2$ de acuerdo a la figura 4.6, se puede evaluar la estabilidad y determinar la longitud mínima y máxima estable una vez definida la longitud de camino óptico en la cavidad en “V” de los espejos M1 a M3.

Radio del haz gaussiano $\omega(z)$ a lo largo de la cavidad

Adicionalmente al valor de estabilidad para una configuración específica en la cavidad, es necesario conocer el radio de propagación del haz gaussiano sobre el eje de propagación z a lo largo de la cavidad para obtener el valor y la posición del radio mínimo en la región del cristal.

De la misma forma que se procedió para el análisis con matrices ABCD en el caso del bombeo, se procede a modelar el radio del haz gaussiano y la estabilidad de la cavidad para las diferentes curvaturas y distancias entre los espejos de la cavidad. En particular el siguiente ejemplo se realiza para la cavidad en V de la figura 4.6.

Para el tratamiento matricial, nuevamente se usa la propagación de un haz gaussiano caracterizada por el radio complejo de la ecuación 4.13

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi\omega^2(z)} \quad 4.13$$

Donde $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda y $\omega(z)$ es el radio del haz.

Así como la transformación matricial de la siguiente forma.

$$q_f = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D} \quad 4.14$$

O bien

$$\frac{1}{q_f} = \frac{C + (D/q_i)}{A + (B/q_i)} \quad 4.15$$

Donde A, B, C y D son términos que describen el sistema óptico, q_i es el radio complejo inicial y q_f el radio final después de la propagación.

De la expresión 4.13 se puede obtener el radio de curvatura R, de la parte real de la expresión y ω_c de la parte imaginaria, una vez realizada la propagación a través de la cavidad que se desea evaluar.

El cálculo de ω_c a lo largo de la dirección z se obtiene aplicando las expresiones 4.13 y 4.15, a fin de propagar a lo largo de este eje un haz de perfil Gaussiano con un solo modo transversal.

Para poder calcular los radios en cada punto sobre el eje óptico de la cavidad, se requiere el valor inicial del radio complejo, el cual se puede obtener usando el concepto de auto consistencia de la expresión 4.14 para un punto en la cavidad q_1 y

el mismo punto q_2 después de un viaje redondo del haz gaussiano [4.9 cap 21], de tal forma que de la expresión 4.14, podemos hacer

$$q_2 = q_1 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}$$

4.16

Operando algebraicamente la expresión anterior y usando la condición para el determinante de las matrices ABCD dado por $AD - BC = 1$ se obtiene la expresión cuadrática siguiente:

$$\left(\frac{1}{q}\right)^2 + \frac{A-D}{B}\left(\frac{1}{q}\right) + \frac{1-AD}{B^2} = 0$$

4.17

La solución de esta ecuación cuadrática es la siguiente:

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} \pm \frac{1}{B} \sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1}$$

4.18

De la cual se relaciona la forma del radio complejo de haz gaussiano como sigue:

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} - i \frac{1}{|B|} \sqrt{1 - \frac{(A+D)^2}{4}}$$

4.19

De donde se pueden obtener las expresiones para el radio del haz y la curvatura del frente de onda

$$R = -\frac{2B}{A-D}$$

4.20
(11)

$$\omega^2 = \frac{\lambda|B|}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}$$

4.21

A continuación se explica el código en MatLab utilizado para evaluar el radio del haz de una cavidad y graficarlo como función de la distancia dentro de la cavidad.

Definición de constantes y parámetros de la cavidad

Numero de puntos entre cada elemento del arreglo: `n=101`
 Longitud de onda en mm: `lambda=0.000795`
`lopi=lambda/pi;`

Velocidad de la luz en el vacio gg=1;
c=299792.458

Angulo de rotación del espejo en grados y radianes, de acuerdo a la figura 4.6

theta=12.7
the1=theta*pi/180

Curvatura de los espejos R1 y R2 r1=100
r2=100

Espesor del cristal en mm t1=6
Indice de refracción del cristal n1=1.41

Brazo largo L2 en mm x2=1000

Distancia del cristal al espejo M1 en mm x4=50

Distancia del cristal al espejo M2 en mm x5=97

La matriz de los espejos plano cóncavos se define en general con la expresión para lentes convergentes de la siguiente forma:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$$

Por lo tanto las matrices para los espejos M1 y M2 en el plano paralelo "m1p", "m2p" y normal "m1n", "m2n" son las siguientes

m1p=[1 0; (-2/(r1*cos(the1))) 1];
m1n=[1 0; (-2*cos(the1)/r1) 1];

m2p=[1 0; (-2/r2) 1];
m2n=[1 0; (-2/r2) 1];

El cristal está definido como un medio con índice de refracción n1 con diferente distancia efectiva en el plano paralelo y el normal debida al astigmatismo de acuerdo a la expresión 4.3.

cr1p=[1 (t1*sqrt(1+n1^2)/n1^4); 0 1];
cr1n=[1 (t1*sqrt(1+n1^2)/n1^2); 0 1];

Las distancias de propagación de espacio libre dentro de la cavidad son:

D2=[1 x2;0 1];
d4=[1 x4;0 1];
d5=[1 x5;0 1];

Y la matriz completa que recorre el haz gaussiano dentro de la cavidad a partir del espejo plano iniciando con la distancia X2 hasta el espejo curvo M2 y regresando por el mismo camino:

matrp=d2*m1p*d4*cr1p*d5*m2p*d5*cr1p*d4*m1p*d2;
matrn=d2*m1n*d4*cr1n*d5*m2n*d5*cr1n*d4*m1n*d2;

con los coeficientes A, B, C, D para los planos normal y paralelo de la siguiente forma:

```
Ap=matrp(1,1);
Bp=matrp(1,2);
Cp=matrp(2,1);
Dp=matrp(2,2);
An=matrn(1,1);
Bn=matrn(1,2);
Cn=matrn(2,1);
Dn=matrn(2,2);
```

Se evalúa la condición de estabilidad después de la cual se calcula el radio del haz y la curvatura inicial con las expresiones 11 y 12 para obtener el recíproco del radio complejo inicial de la cavidad

```
estap=(Dp+Ap)/2;
estan=(Dn+An)/2;

if (estap < 1) & (estap > -1) & (estan < 1) & (estan > -1)

    raddp=(sqrt(lop1))*sqrt(abs(Bp))/((1-((Dp+Ap)*.5)^2)^(0.25));
    currp=2*Bp/(Dp-Ap);
    qininvp=1/currp-i*(lop1)/(raddp^2);

    raddn=(sqrt(lop1))*sqrt(abs(Bn))/((1-((Dn+An)*.5)^2)^(0.25));
    currn=2*Bn/(Dn-An);
    qininvn=1/currn-i*(lop1)/(raddn^2);

else
    n = input('La cavidad no es estable para los parámetros
introducidos.....');
end
```

Una vez obtenido el recíproco del radio complejo inicial se evalúa el radio real del haz para cada sección de la trayectoria en el número de puntos predefinidos, usando una función para evaluar cada sección de la cavidad.

```
waist(x2,x2,[1 0; 0 1],[1 0; 0 1]);
```

La función para evaluar cada sección evalúa la matriz ABCD del arreglo hasta el punto donde inicia la sección y después propaga el haz evaluando el radio para cada uno de los puntos con longitud x/puntos

$$M = \begin{bmatrix} 1 & x / \text{No. puntos} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

```
waist(x4,x4,m1p*d2,m1n*d2);
waist(cr1p(1,2),cr1n(1,2),d4*m1p*d2,d4*m1n*d2);
waist(x5,x5,cr1p*d4*m1p*d2,cr1n*d4*m1n*d2);
rep=c/(2*(x2+x4+x5+t1)) % frec. rep MHz
figure(1)
```

```
plot (zp,wp,'b',zn,wn,'r');
```

A la función “waist” ingresan como primeros dos parámetros las distancias sobre el eje optico en las que se propagará el haz gaussiano y los últimos dos parámetros son las matrices ABCD hasta el punto de inicio de la propagación.

El código de la función realiza los siguientes cálculos.

1. Divide la sección de la cavidad para la longitud x /puntos y compone la nueva matriz ABCD para evaluar el radio de curvatura y radio del haz y los almacena en un vector como función de la longitud

2. Realiza un ciclo con el número necesario de evaluaciones para cubrir la sección de la cavidad que se esta evaluando. El número de puntos para cada sección de la cavidad es fijo y la distancia en la misma sección varía, por lo que la separación entre los puntos calculados para el radio de haz no es constante para todas las secciones.

La evaluación de la cavidad de la figura 4.6, con tres espejos se muestra en la figura 4.10. La línea punteada representa al eje horizontal (y), mientras que la línea discontinua el eje vertical (x) del haz. La posición cero del eje horizontal de la gráfica corresponde a la superficie del espejo M3, la superposición de los trazos para los ejes de propagación confirman la corrección del astigmatismo.

Los parámetros ingresados al cálculo son los siguientes:

Longitud de onda en mm:	$\lambda=0.000795$
Angulo de rotación del espejo	$\theta=12.7$
Curvatura de los espejos R1 y R2	$r_1=100$ y $r_2=100$
Espesor del cristal en mm	$t_1=6$
Índice de refracción del cristal	$n_1=1.41$
Brazo largo L2 en mm	$x_2=1000$
Distancia del cristal al espejo M1 en mm	$x_4=50$
Distancia del cristal al espejo M2 en mm	$x_5=97$
Frecuencia de repetición calculada:	130 MHz

En la figura 4.11 se puede observar el efecto de una rotación del espejo 11,7 grados (trazos punteados). 1 grado menos al valor optimizado para corrección de astigmatismo. La diferencia de radios es de 0,103 mm para un radio promedio del haz de 0,57 mm en la posición del espejo acoplador, por lo tanto será el radio del haz fuera de la cavidad.

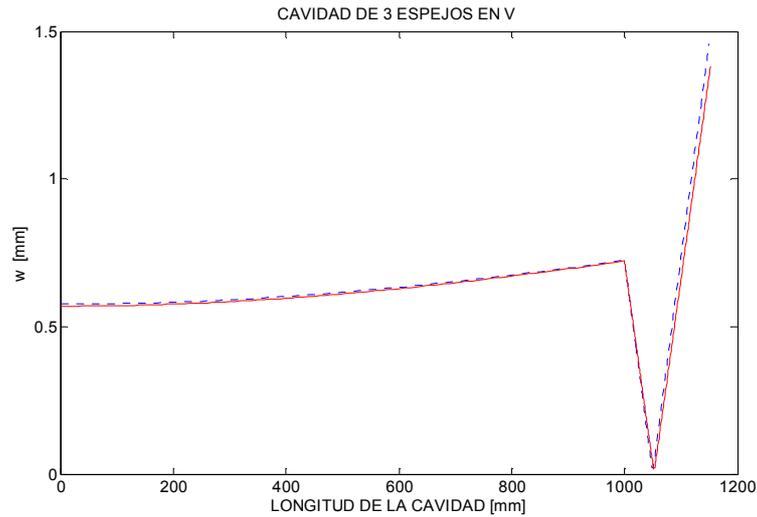


figura 4.10– Radio de un haz de perfil Gaussiano a lo largo del eje óptico (z) con astigmatismo corregido

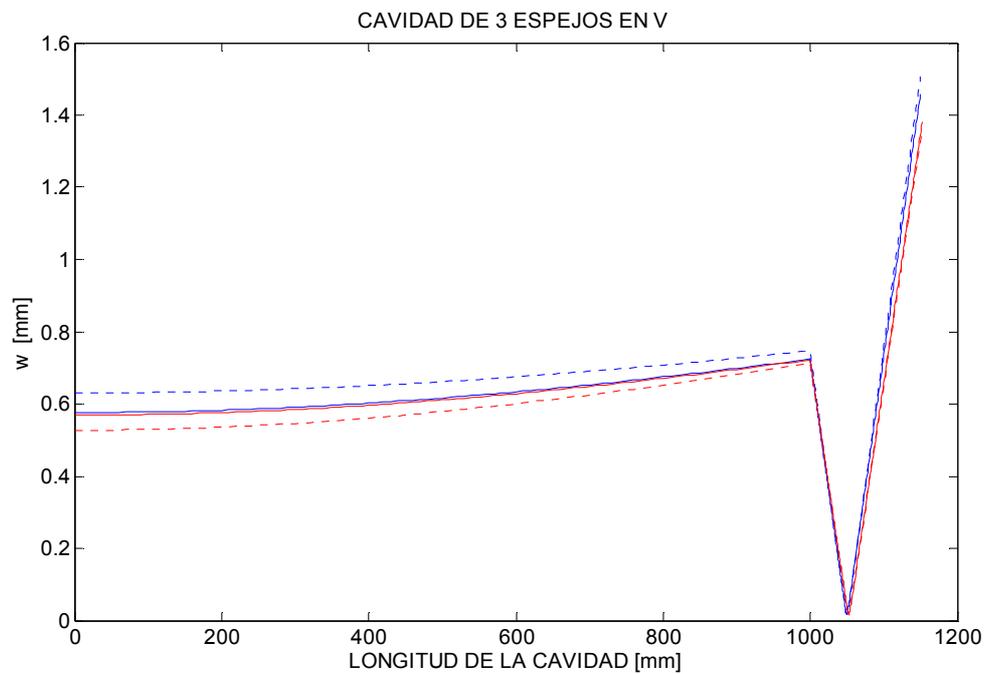


figura 4.11- cavidad en V mostrando el efecto de astigmatismo en líneas punteadas

En la región de enfoque en el cristal se puede observar el enfoque del lente curvo R1 en dos posiciones diferentes con un tamaño de $26 \mu\text{m}$ de radio en la posición de 1051 mm que es la posición del haz compensado en astigmatismo.

Para la operación del láser en onda continua es suficiente con que la posición compensada del haz tenga un buen acoplamiento con el bombeo y ω_0 se encuentre dentro del cristal. Sin embargo como se analizara adelante, la operación de *Mode Locking* es favorecida para ciertas posiciones del cristal.

Con las simulaciones anteriores se obtiene el ángulo óptimo para la rotación del espejo R1, así como la posición del radio mínimo dentro del cristal y adicionalmente se puede obtener los límites de estabilidad para la configuración que se desea ensayar evaluando la longitud máxima y mínima entre los espejos curvos (L1) así como el cambio de ángulo θ necesario para optimizar el astigmatismo para la nueva longitud elegida. En particular para los parámetros anteriores, la cavidad es estable para la longitud L de entre 146,3 mm con $\theta=12,9$ grados y 148,6 mm con $\theta=12,5$ grados.

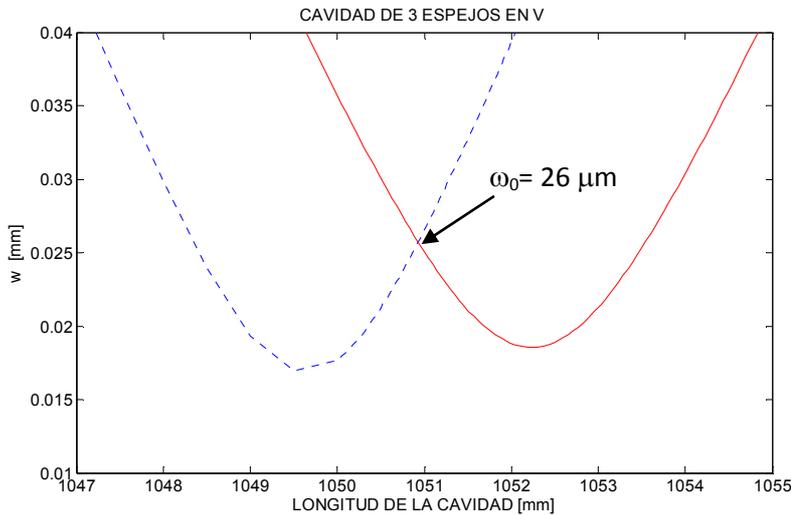


figura 4.12- región de enfoque cavidad en "V"

Si a la configuración anterior se le acorta el brazo $L_1=500$ mm, el intervalo estable se incrementa de 146,1 mm con $\theta=12,95$ grados a 151,6 con $\theta=11,7$ grados. La característica de aumentar el intervalo de estabilidad conforme la cavidad se acorta es general para las configuraciones en "V", "X" y "Z" por lo tanto para configuraciones de baja repetición con brazo muy largos, la cavidad es muy sensible a la corrección del astigmatismo, a los límites de estabilidad y adicionalmente al intervalo de sensibilidad de Kerr lens como se analizará mas adelante.

Con el procedimiento anterior, se pueden obtener los principales parámetros para la disposición de los elemento ópticos de cualquier cavidad con configuraciones en "V", "X", "Z" y de anillo.

4.3 Disposición de los elementos ópticos de la cavidad del láser

Cabina de aislamiento

La cavidad y los sistemas de medición deben de operar dentro de una cabina con la finalidad de controlar el flujo de aire que contiene partículas de polvo que dispersan los haces, estabilizar la temperatura del aire dentro de la cabina y limitar en la medida de lo posible el ingreso de polvo.

La cabina usualmente se construye con paredes de aluminio para mejorar la conductividad térmica del volumen de aire de la cabina hacia el laboratorio. Es conveniente que el laboratorio cuente con un control de temperatura de aire lo que asegura que la temperatura de aire dentro de la cabina del láser no aumente y la temperatura del agua de enfriamiento del cristal y del láser de bombeo llegue a un régimen estacionario de transferencia de calor con una temperatura constante en el agua; o bien puede incorporarse un sistema de control de temperatura de agua (schiller) para el controlar la temperatura del circuito de agua.

La tapa superior siempre es conveniente fabricarla de un material transparente para poder observar detalles del láser y eventualmente lecturas de instrumentos como el detector de potencia.

Las paredes laterales de la cabina deben ser desmontables para permitir la manipulación del láser cuando se inicia su operación y durante la limpieza de los espejos. Las paredes del tipo deslizable sobre ranuras han probado ser fáciles de fabricar y simples de colocar durante el uso del láser. Los postes con ranuras para deslizar las paredes se ha fabricado a partir de barras cuadradas de aluminio de 1,5 pulgadas de lado y en sus dos extremos tienen barrenos roscados que permiten el ensamble directo a la mesa óptica por medio de opresores adecuados.

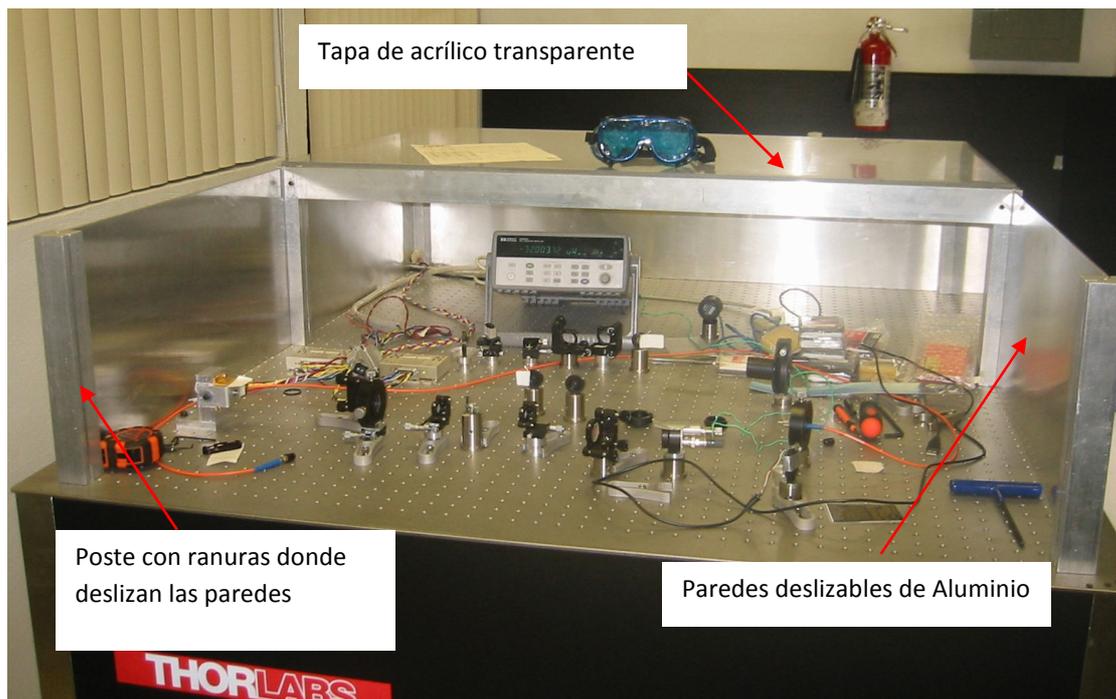


figura 4.13- Fotografía de cavidad resonante indicando sus elementos principales

Montaje de los elementos ópticos de la cavidad láser

A manera de ejemplo se muestra la cavidad en forma de "X" construida para el cristal de Cr:LiSAF con frecuencia de repetición de 67 MHz mostrada en las siguientes fotografías con los principales elementos ópticos identificados.

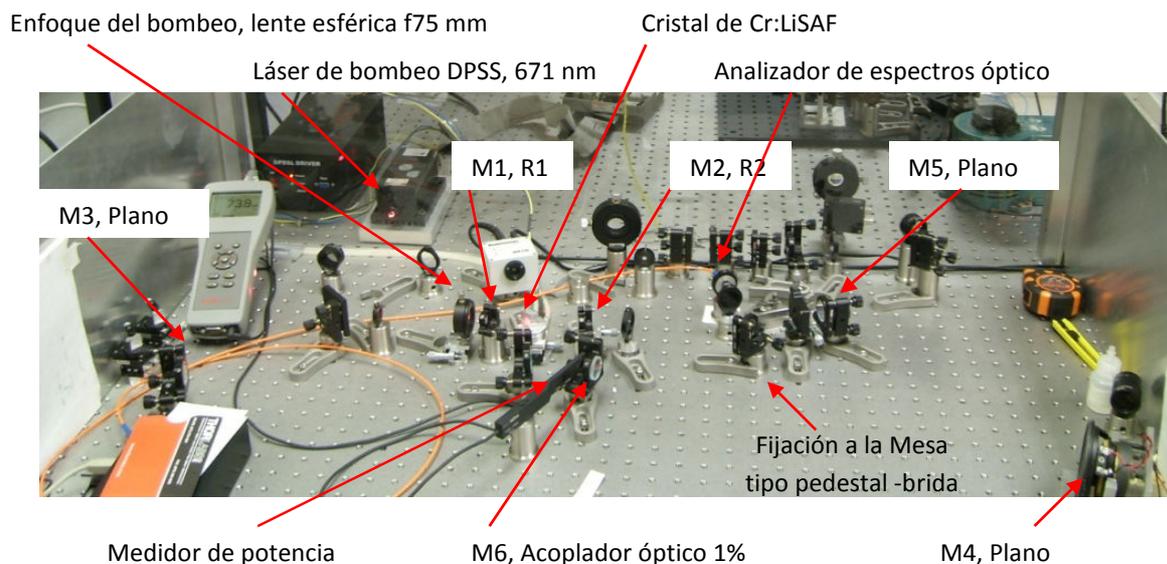


figura 4.14- Fotografía de cavidad resonante indicando sus elementos principales

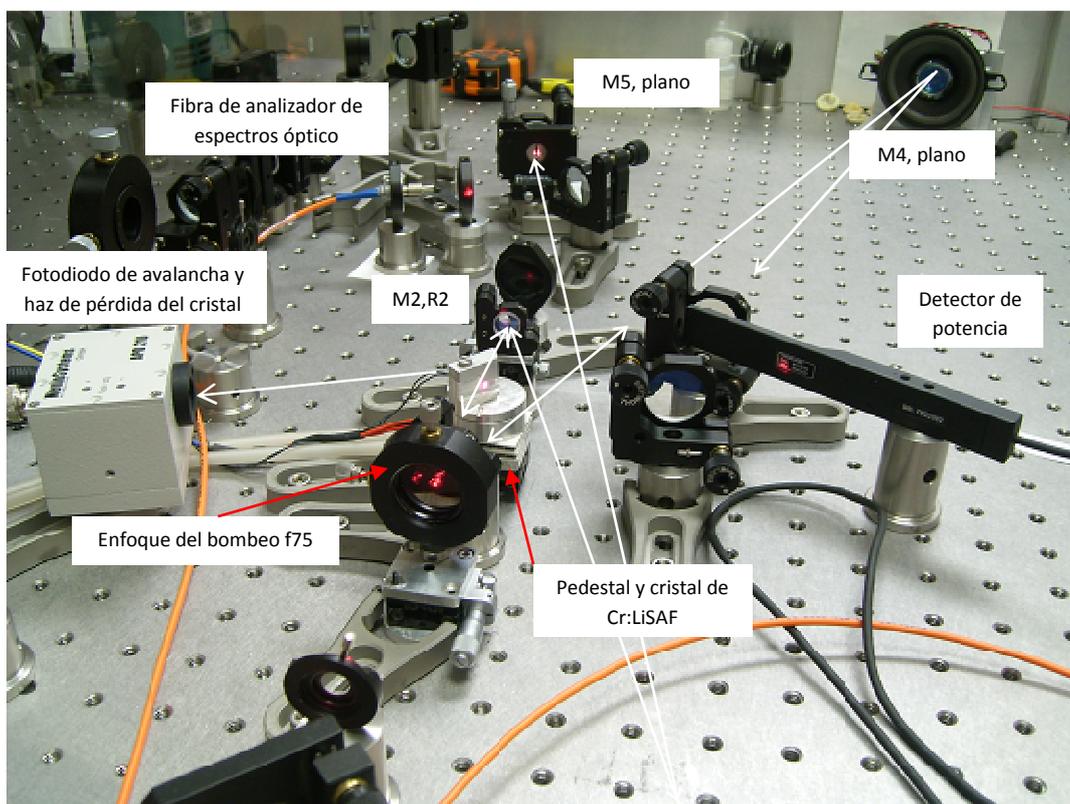


figura 4.15- Detalle de la misma configuración

Los centros de todos los espejos deben cumplir una altura de 2 pulgadas o 51 mm con respecto a la mesa óptica y las montura individuales fueron fijadas a la mesa por medio del sistema pedestal-brida.

Los grados de libertad recomendados para las monturas son los siguientes:

1. El haz de bombeo es dirigido al espejo M1 por medio de un sistema óptico de bombeo y al menos dos espejos planos para ajuste de ángulo y posición del haz. Siempre es necesario tener ajuste de posición en la fuente láser o primer espejo a fin de usar el segundo espejo para el control angular del haz.

Es muy recomendable que la trayectoria del haz se encuentre en un mismo plano o en caso de no ser posible, las reflexiones deben preservar la dirección de polarización lineal del haz paralelo al plano de la mesa para minimizar de este modo las pérdidas por ingreso al cristal en ángulo de Brewster, el cual será selectivo con la polarización lineal en el plano del cristal (el plano de la base del cristal es paralelo al plano de la mesa óptica).

El sistema óptico de enfoque del bombeo siempre requiere translaciones en los ejes x,y,z considerando el eje z como el eje óptico de la cavidad. Los movimientos de este sistema de enfoque o lente esférica simple son muy utilizados al inicio de la alineación de la cavidad a fin de optimizar el acoplamiento de modos del bombeo. El movimiento en z proporcionado por una mesa de translación con micrómetro, siempre debe ser ajustado cuando el cristal es trasladado de posición debido a la refracción producida por el mismo cristal, la cual puede desajustar el acoplamiento de modos optimizado previamente.

2. La montura del espejo curvo M1 solo requiere de los dos ángulos de rotación para la superficie del espejo dados por las monturas cinemáticas convencionales con tornillos de 80 o 100 hilos por pulgada. El ángulo de rotación de este espejo se mide con alguna pantalla lejana midiendo el cateo y/o la hipotenusa del triángulo formado con el eje z. La medición se realiza usando la reflexión de la fluorescencia del cristal cuando es bombeado.

Para la configuración en "V" con un solo haz de bombeo, este espejo debe ser el espejo rotado para permitir que el espejo M2 pueda ser trasladado sobre el eje z.

3. El pedestal del cristal requiere de una sola translación en dirección del eje z, sin embargo es conveniente aunque no indispensable disponer de la rotación del cristal sobre el plano del ángulo de Brewster (plano de la mesa en las fotografías) con el eje de rotación cercano a la cara de bombeo del cristal. La alineación del cristal al ángulo de Brewster se aproxima usando la reflexión del haz de bombeo en la cara del cristal y rotándolo hasta obtener el mínimo de intensidad de reflexión observado en una pantalla. En sustitución de la pantalla, puede usarse un detector de potencia, sin embargo el ángulo optimizado a la longitud de onda del bombeo será reajustado y optimizado una vez que sea alineada la cavidad.

En caso de no contar con el eje de rotación del cristal, el eje z del cristal y el eje de translación del pedestal deben de alinearse y fijarse previamente al ángulo de Brewster para Cr:LiSAF a 850 nm que es de 54,4 grados y para Ti:Za a 800 nm es de 60,4 grados.

La superficie de base del pedestal debe ser paralela a la superficie de la mesa en al menos 2 grados para evitar pérdidas importantes en el ingreso del haz de bombeo al cristal debido al ángulo de Brewster. La evaluación del paralelismo de la superficie se puede realizar evaluando la potencia del haz de pérdida del cristal, la cual debe ser

menor al 2 % de la potencia del láser para una eficiencia potencia de salida/potencia de bombeo de al menos 10% en el láser.

El pedestal del cristal debe incluir un control de temperatura basado en un elemento termoeléctrico para enfriar la base del cristal y un disipador con circulación de agua para enfriar el elemento termoeléctrico. En el diseño mostrado en la fotografía (figura 4.16) el pedestal completo incluyendo el disipador enfriado con agua y el termoeléctrico montados sobre la mesa de translación y la altura total de todos los elementos desde la mesa óptica a la base del cristal se ha fijado en 51 mm para obtener un plano de propagación de todos los haces del láser en aproximadamente 52 mm \pm 1 mm.

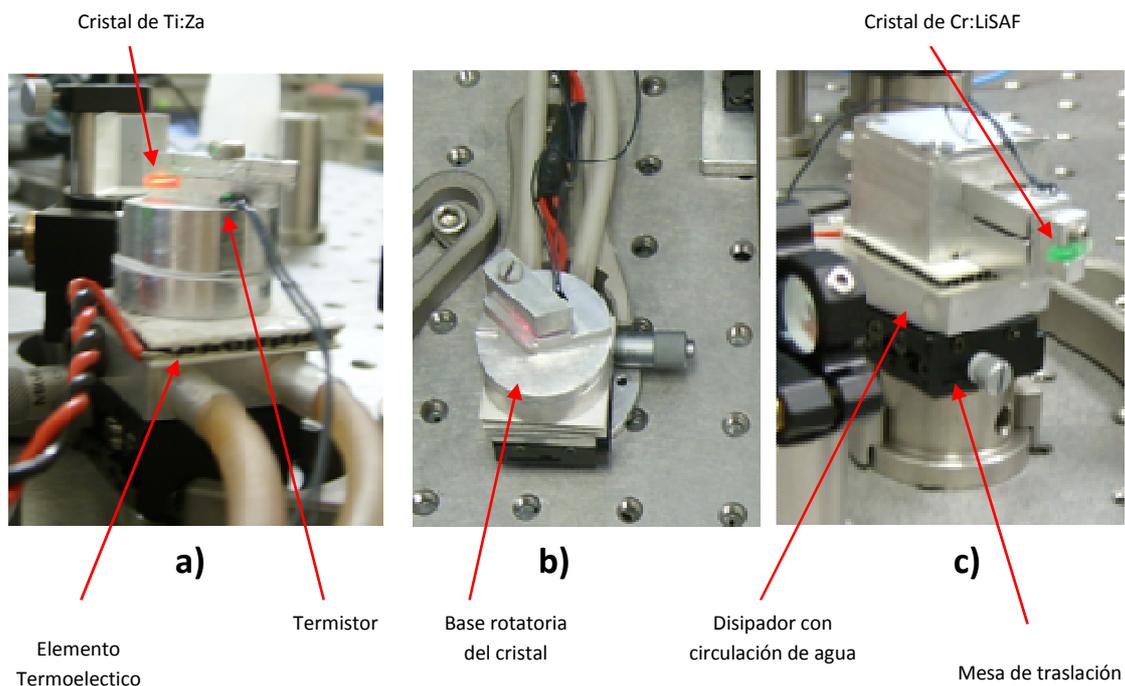


figura 4.16-Pedestales para cristal

En las fotografías se muestran tres diferentes sistemas de pedestal, todos incluyendo disipador con circulación de agua y elemento termoeléctrico para enfriar la base de soporte del cristal. También incluyen un termistor de superficie para la Medición y control de la temperatura.

Los pedestales a) y b) de la figura 4.16 son muy similares y ambos tienen una base de aluminio para el cristal en la cual ha sido maquinada una pequeña plataforma con la similar a la forma del cristal. Esta pequeña base incluye una pared que permite colocar a tope el cristal con la finalidad de permitir retirar el cristal para limpieza y repetir la posición previa al colocarlo nuevamente.

El pedestal c) es un prototipo poco exitoso que tiene la base del cristal montada sobre una rotula giratoria, la cual tiene los grados de libertad de un ensamble con esfera, sin embargo el ajuste necesario en la rótula para obtener rigidez en la montura hace difícil el movimiento bien controlado de la posición cuando se desea ajustar el ángulo de

Brewster y el plano de la base del cristal. La optimización de la posición del cristal con esta montura no es mejor que en el caso de las monturas en a) y b).

En los tres pedestales el cristal es fijado a su base por medio de la presión de una brida de aluminio sobre la cara superior del cristal. En el caso del cristal de Cr:LiSAF la presión para fijarla no puede ser muy alta por la fragilidad del mismo.

4. El espejo curvo M2 debe colocarse sobre su montura cinemática convencional pero adicionalmente requiere de translación sobre el eje z a fin de realizar los ajuste necesario para los límites de estabilidad y la adquisición del *Mode locking*. La Mesa de translación de este espejo será la más usada de tal forma que debe de evitarse en la medida de lo posible el juego mecánico en los extremos del desplazamiento de las mesas con rodamientos de bolas. La alineación del eje de translación de la mesa con el eje z del láser intracavidad es muy importante para preservar la operación del láser cuando se traslada la mesa.

5. Todos los espejos planos deben colocarse en monturas cinemáticas convencionales excepto el espejo que se coloca en la parte central del excitador o bocina. Este excitador se debe colocar en una montura cinemática especialmente diseñada para el tamaño del excitador como la mostrada en la fotografía de la figura 4.17.

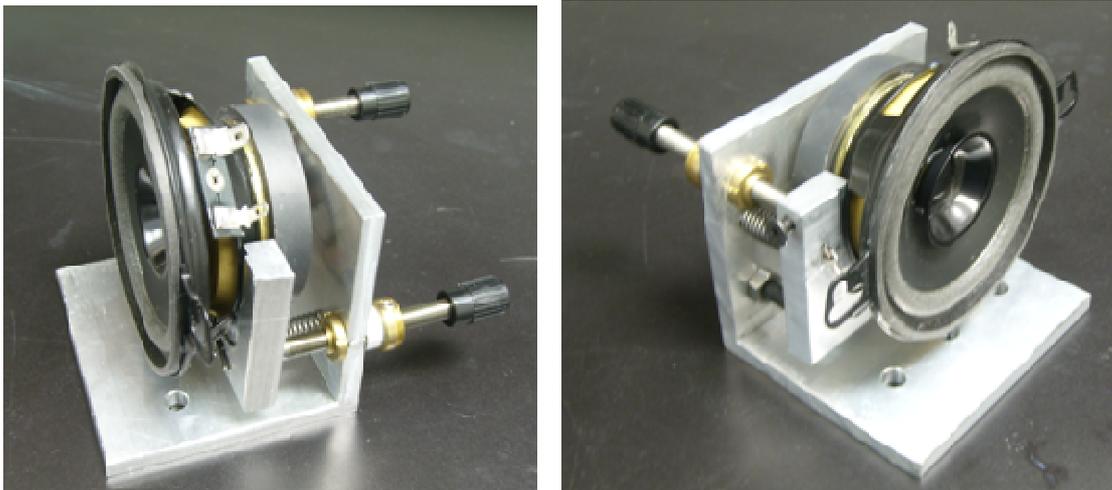


figura 4.17- Excitador (bocina) con montura

La rigidez del cono central de plástico de esta bocina en particular, es suficiente para mantener estable mecánicamente al espejo plano que se coloca sobre el cono usando polietileno fundido o adhesivo permanente. La montura se diseña cuidando que el centro de la bocina se encuentre a 51 mm de la mesa. El tamaño de la montura-excitador no es el más adecuado para cavidades muy cortas por lo que es recomendable sustituirla por elementos compactos, por ejemplo vibradores de piezoeléctrico útiles para este tipo de cavidades cortas.

6. El monitoreo de la potencia del haz del láser infrarrojo solo se puede llevar a cabo en el acoplador óptico, por lo que un medidor de potencia compacto tipo espada montado en un pedestal ajustado a la altura de 51 mm, es muy adecuado para esta tarea.

7. La detección de pulsos por medio de la frecuencia de repetición y análisis espectral se realiza convenientemente con un detector de avalancha¹ cuya respuesta en frecuencia puede alcanzar 1 GHz, sin embargo para frecuencias de repetición por debajo de 100 MHz se pueden usar diodos pin de área pequeña² y obtener resultados similares.

La señal para los detectores de pulsos puede ser tomada de las reflexiones de pérdida del cristal, las cuales se producen en cada una de las dos caras del cristal, este haz es conveniente debido a que su posición prácticamente no se mueve con los ajustes de optimización de la cavidad y tiene potencia suficiente para el detector de avalancha o detector PIN.

8. La señal para el analizador de espectros óptico puede ser tomada de cualquier pérdida de espejo excepto de los espejos chirp, los cuales tiene la superficie posterior esmerilada, con transmisión-reflexión difusa para evitar interferencia a la superficie frontal. Los espejos planos de alta reflexión son los más adecuados para obtener un haz casi libre de longitud de onda de bombeo y acoplarlo directamente sin lentes a la fibra óptica de un analizador de espectros.

4.4 Sensibilidad de Kerr Lens y búsqueda de pulsos

Un factor importante que finalmente determina la posición de ω_0 dentro de la cavidad es la región de sensibilidad de Kerr lens en el cristal de ganancia del láser. La región de sensibilidad de Kerr lens determina las posiciones del cristal dentro del espacio entre los espejos curvos M1 y M2, así como la posición del enfoque de bombeo para que coincida con ω_0 y se obtenga un eficiente acoplamiento de modos.

De acuerdo a *Magni et al* [4.10] la probabilidad de obtener pulsos (*Kerr Lens Mode Locking*), esta relacionada con el valor del coeficiente no lineal del medio de ganancia n_2 , la potencia pico del láser intracavidad y la posición del cristal. Una definición propuesta es la siguiente:

$$\delta = \left(\frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial p_N} \right)_{p=0} \approx \left(\frac{\omega_{NL} - \omega_L}{\omega_L} \right) p_N^{-1}$$

4.22

Donde ω_{NL} es el radio de la evaluación no lineal de la cavidad, ω_L de la evaluación lineal y p_N la potencia normalizada. En la ecuación 4.22 los valores negativos del parámetro δ representan la posibilidad de que el láser cambie de emisión continua a emisión de pulsos cortos la magnitud de este valor negativo es proporcional con la probabilidad de modo pulsado. Estos valores negativos de δ implican que la variación del radio con respecto a la potencia normalizada tiene una relación inversa de tal forma que en las regiones donde el radio disminuye y la potencia aumenta, la

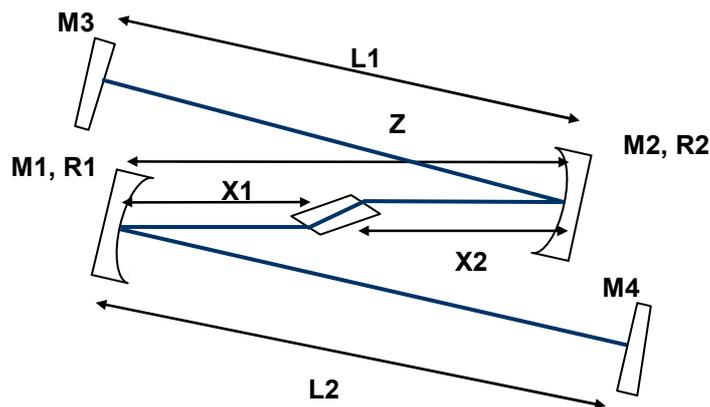
¹ Menlo Systems, APD310 High Sensitivity Detector Unit, high-speed avalanche detector, 10-1000 MHz, 850-1650 nm

² Thorlabs, DET10A - High-Speed Si Detector, 200-1100 nm, 1 ns Rise Time

posibilidad de obtener pulsos cortos aumenta. Incluso el uso de aperturas físicas dentro de la cavidad se encuentra justificado debido a que el radio del haz con condición de sensibilidad (radio del haz en *mode lock*) debe ser menor que el radio del haz en condición lineal (CW), de tal forma que el uso de una apertura eliminará la condición lineal para el láser y lo forzará a mantener la condición de *mode lock*. Por su puesto esto solo sucede en las regiones de sensibilidad del Kerr lens, lo que significa ciertos valores para la posición del cristal con respecto a M1 y la distancia entre los espejos curvos M1 y M2. La expresión 4.22, es evaluada adecuadamente por medio matrices ABCD simulando la lente no lineal formada en el cristal por el efecto Kerr óptico.

Las regiones de sensibilidad para cada configuración de cavidad resonante e incluso asimetría de los brazos L1 y L2 cambia, por lo que es importante evaluar previamente las cavidades diseñadas para realizar una búsqueda experimental bien dirigida hacia una región específica.

La evaluación de la sensibilidad de Kerr para una cavidad en "Z" asimétrica con $L1=700$ mm, $L2= 900$ mm, $R1=R2=100$ mm, longitud del cristal de Ti:Za de 20 mm realizada por Cerullo et al [4.11] se presenta en la figura 4.18 donde en el eje horizontal se muestra el intervalo de valores para la distancia X2 del cristal al espejo curvo M2 y en el eje vertical los valores de la distancia Z para el intervalo de estabilidad de la cavidad. Los puntos en la gráfica fueron los valores experimentales para los cuales se obtuvo *Mode Lock*. La región cercana indicada en la gráfica se refiere al intervalo de valores menores de Z antes de que la cavidad sea inestable, la región lejana es el intervalo de valores de Z después de la inestabilidad de la cavidad dada por la asimetría de sus brazos.



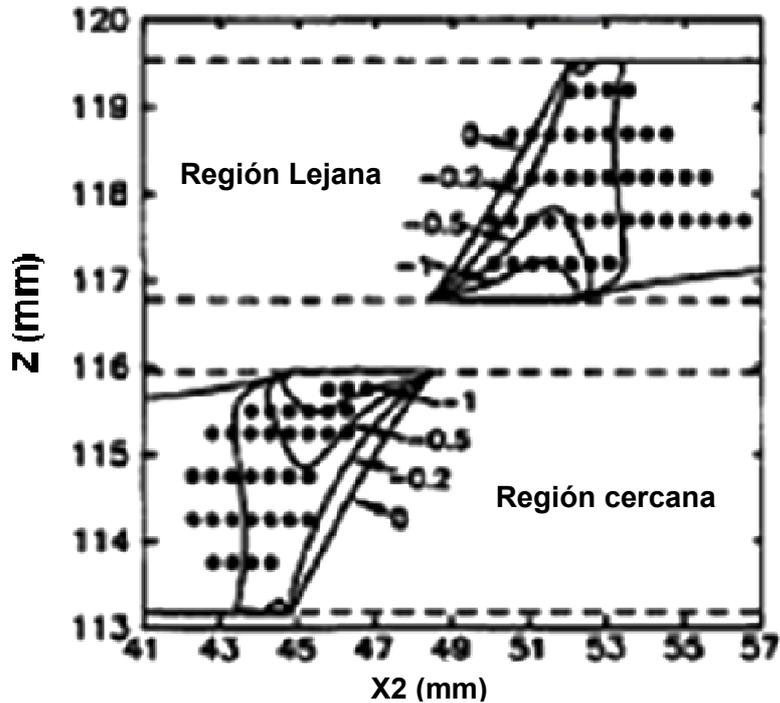


figura 4.18-Valor del parámetro δ para una cavidad "Z" con $L_1=700$ mm y $L_2=900$ mm

Basado en los modelos previamente usados para la estabilidad de la cavidad y la evaluación de ω , se realizó una simulación con matrices ABCD de la sensibilidad de Kerr lens evaluando la expresión 4.22 para una distancia focal fija de efecto Kerr dentro del cristal a fin de obtener los datos cualitativos necesarios para conocer las regiones de sensibilidad de una cavidad dada.

A continuación se realiza el cálculo de sensibilidad de Kerr Lens (δ) para cada una de las siguientes tres cavidades de interés.

a) La cavidad X larga con frecuencias de repetición de 30 MHz es adecuada para realizar estudios de propiedades no lineales de materiales debido principalmente al aumento de la potencia pico con la disminución de la frecuencia de repetición definida de la siguiente forma para un haz gaussiano.

$$P_{pico} = \frac{\langle P \rangle}{\tau f}$$

4.23

Donde $\langle P \rangle$ es la potencia promedio, τ el ancho de pulso y f la frecuencia de repetición.

La figura 4.20 muestra la sensibilidad de Kerr lens para la cavidad mostrada en figura 4.19 como función de la posición del medio de ganancia (x_1) y de la longitud de la cavidad (Z), la longitud $L_1= L_2= 2450$ mm, el intervalo de estabilidad de la cavidad es

de apenas 2 mm y el ángulo θ es de 9,9 grados para la condición de X1 mas corta en 45,5 mm a 9,75 grados para su longitud mas larga.

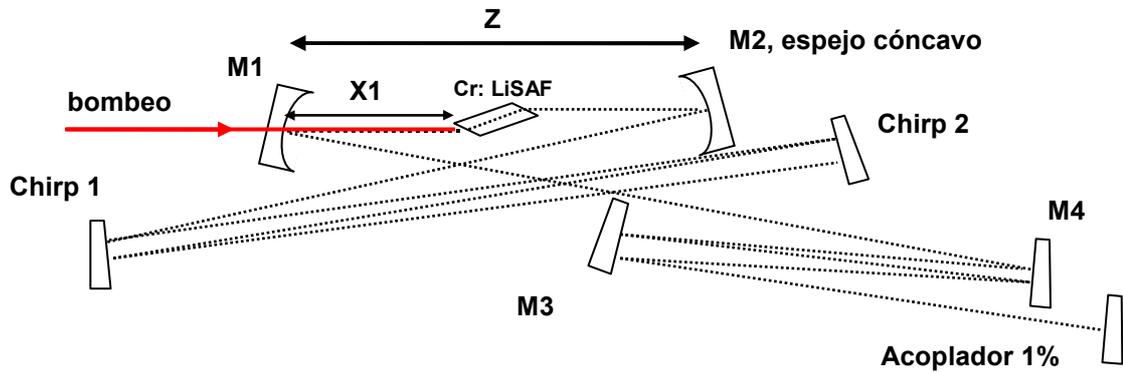
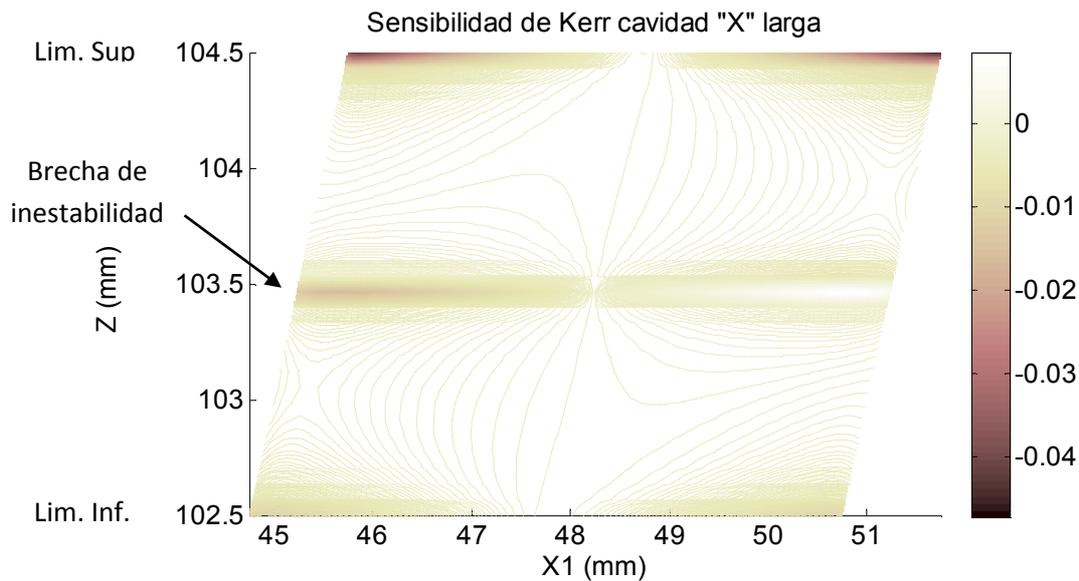
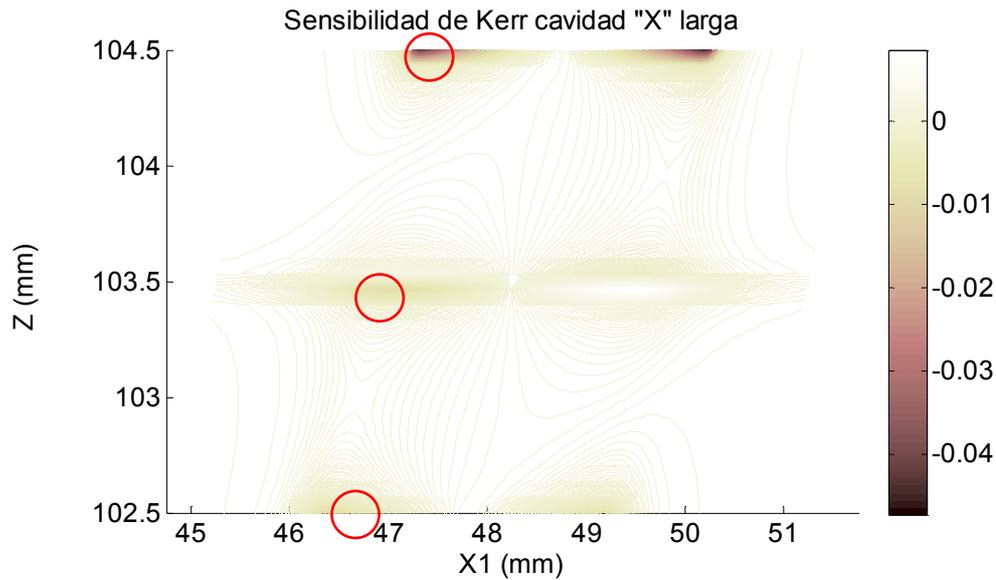


figura 4.19-Cavidad "X" larga de baja frecuencia de repetición

Si la cavidad es ligeramente asimétrica, se acentúa la sensibilidad de Kerr lens junto a los límites de la brecha de inestabilidad central aproximadamente en 103 mm. En la figura 4.20, los valores negativos de δ se observan solo en los límites de estabilidad superior y en la brecha de inestabilidad central, lo cual se verifica experimentalmente ya que se ha obtenido ML en los puntos indicados con círculos en figura 4.20b con una repetibilidad en el valor Z de $\pm 50 \mu\text{m}$. Es importante mencionar que la reproducibilidad del valor de Z está directamente relacionada con el valor de X1, así como la posición transversal del haz (posición en las direcciones X,Y). La posición transversal del haz fácilmente puede ser desplazada con ajustes angulares de los espejos finales de la cavidad y el lente de enfoque del bombeo.



a)



b)

figura 4.20-Parámetro δ de la cavidad "X" a) paralelo a la mesa, b) plano normal. Los círculos indican las posiciones probadas de ML en la cavidad.

Los pulsos producto de la frecuencia de repetición del láser fueron medidos en frecuencia y amplitud con un osciloscopio de 500 MHz de intervalo de medición, como se muestran en las siguientes figuras. La señal fue obtenida con un foto diodo de avalancha con amplificador incorporado. La señal del mode lock se optimiza por la calidad y estabilidad temporal de los pulsos mostrados. Cuando el mode lock se encuentra optimizado la modulación temporal de la envolvente de los pulsos corresponde únicamente a la variación de la estabilidad de potencia del láser de bombeo, la cual es menor de 2% de la potencia de acuerdo a las mediciones realizadas.

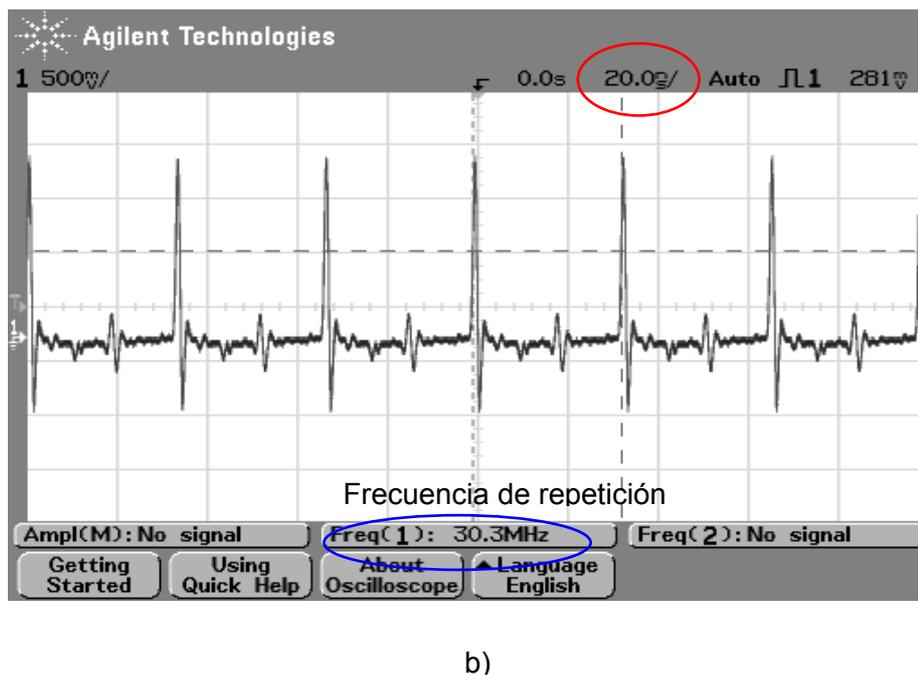
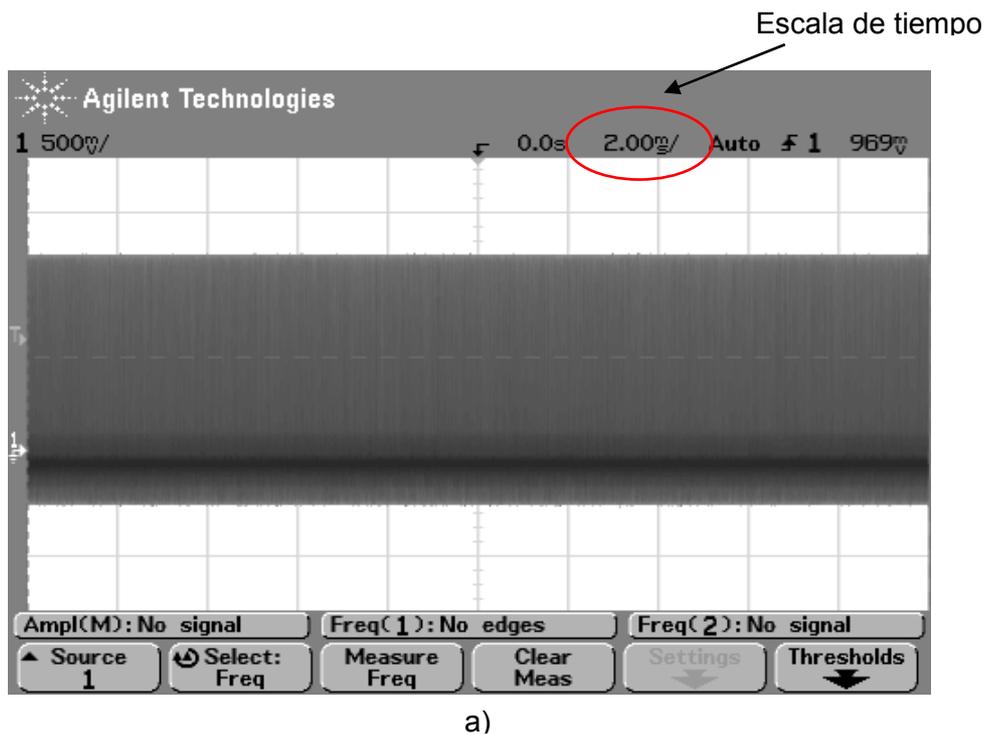


figura 4.21-Señal del foto diodo con láser en ML, escala de tiempo, a) 2 ms/div b) 20 ns/div

En la figura 4.21a se muestra la señal del foto detector en dos escalas de tiempo diferente, la escala de tiempo es indicada con los círculos rojos observándose la señal medida para la escala de tiempo de 2 ms/div con un ML estable y libre de modulación sin la acción del excitador, lo que confirma que el láser se encuentra operando ML continuo (CWML), la figura 4.21b muestra los pulsos producidos por la repetición del láser, con la frecuencia de repetición indicada con el círculo azul. Con el excitador operando se puede observar en el osciloscopio una ligera modulación a la frecuencia

del excitación de 60 Hz, la amplitud de esta modulación esta relacionada con la magnitud del desplazamiento del espejo sobre el excitador.

El ancho espectral FWHM de del ML optimizada fue de 33 nm. En la figura 4.22, el recuadro muestra el intervalo de longitud de onda de 600 nm a 1000 nm destacándose de izquierda a derecha, el pico del láser de bombeo a 671 nm, el láser Cr:LiSAF en ML con pico central en 842 nm y un modo transversal del láser de Cr:LiSAF a 909 nm. El ancho espectral del láser en ML es 23 veces mayor que el ancho espectral del láser de bombeo el cual tienen un ancho de línea de 1,5 nm en el límite de estabilidad del analizador.

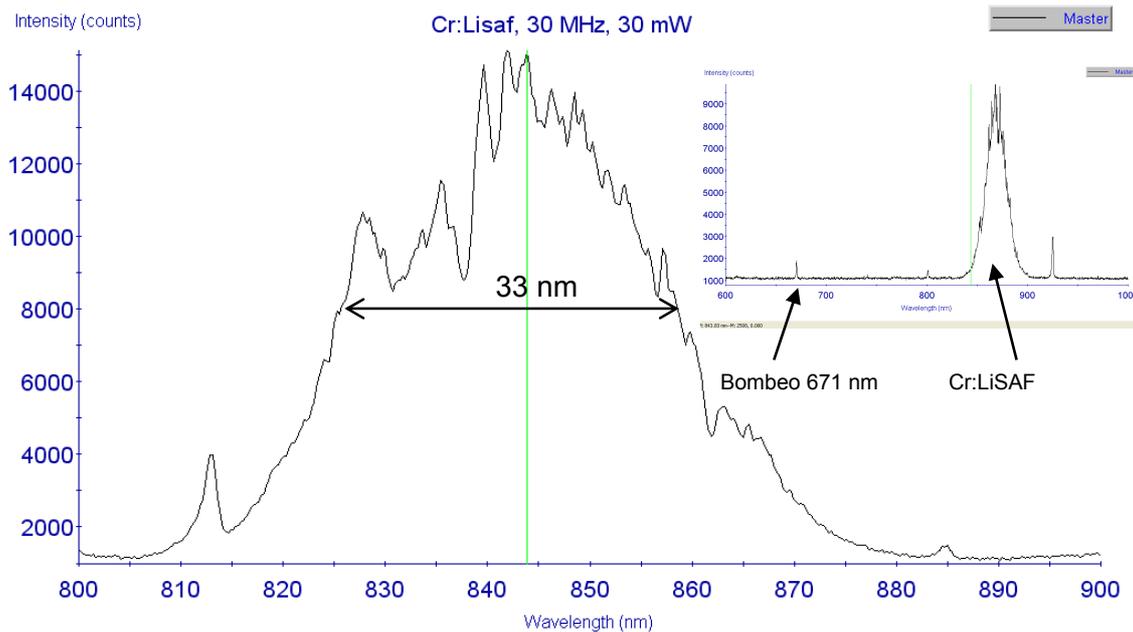


figura 4.22- Espectro de emisión del láser

El haz a la salida del láser en ML tiene una potencia que oscila entre 30 mW y 50 mW obteniéndose para esta configuración en particular una mejor estabilidad temporal con el uso una apertura rígida frente al acoplador con la potencia de 30 mW.

Las dimensiones del haz de salida se muestran en la figura 4.23. La imagen fue tomada con CCD de 640 pixeles x 480 pixeles y 9 órdenes de atenuación de filtros neutros (9 ND). La medición se realizo evitando inicialmente la saturación del CCD con exceso de filtros neutros y una vez obtenida la imagen no saturada se disminuye un orden el filtrado a fin de verificar que la saturación ocurre únicamente en la parte central de la imagen del haz lo que corresponde a una región media de la amplitud de un haz gaussiano.

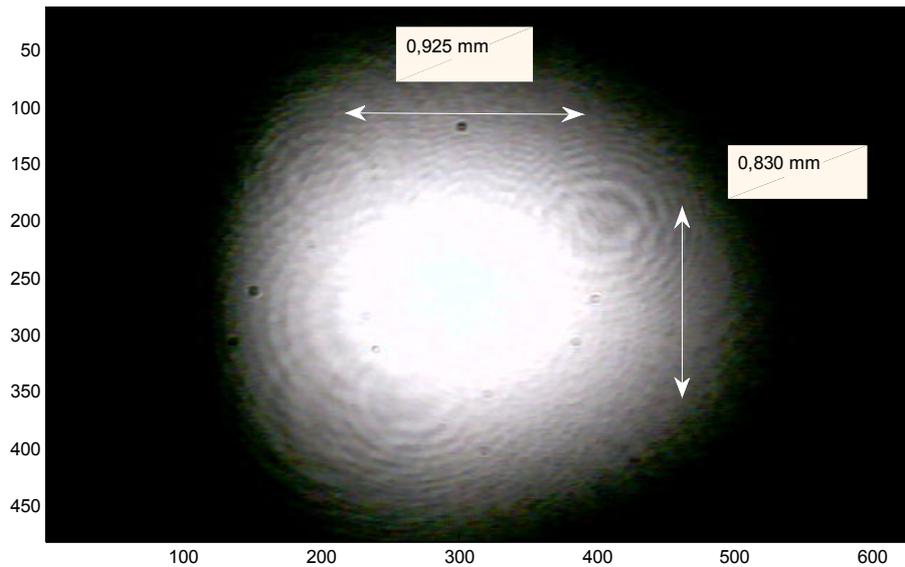


figura 4.23-Dimensiones del haz a la salida

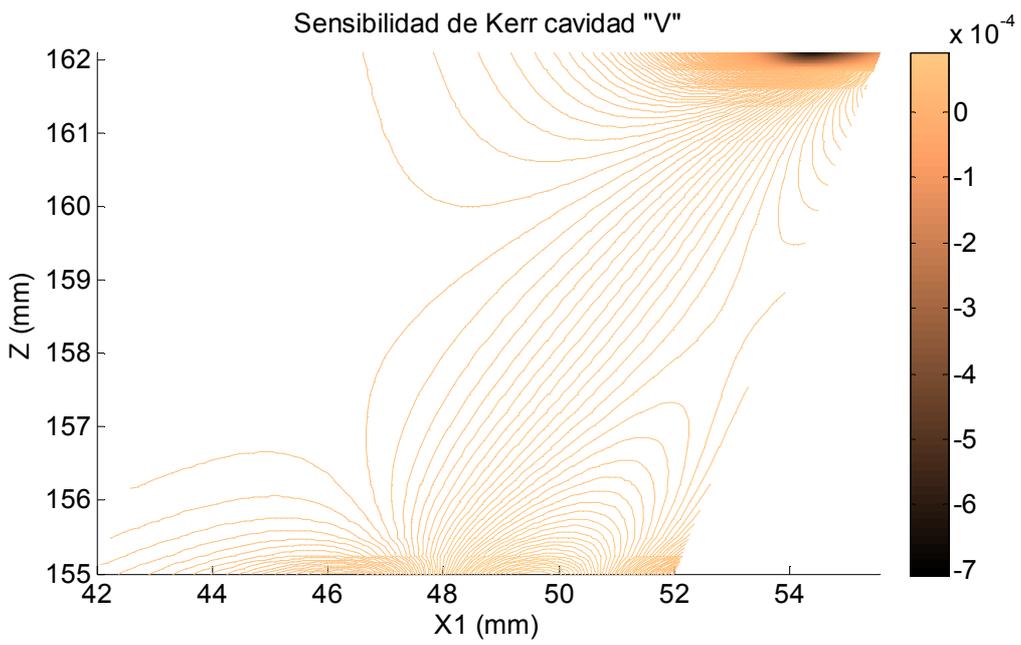
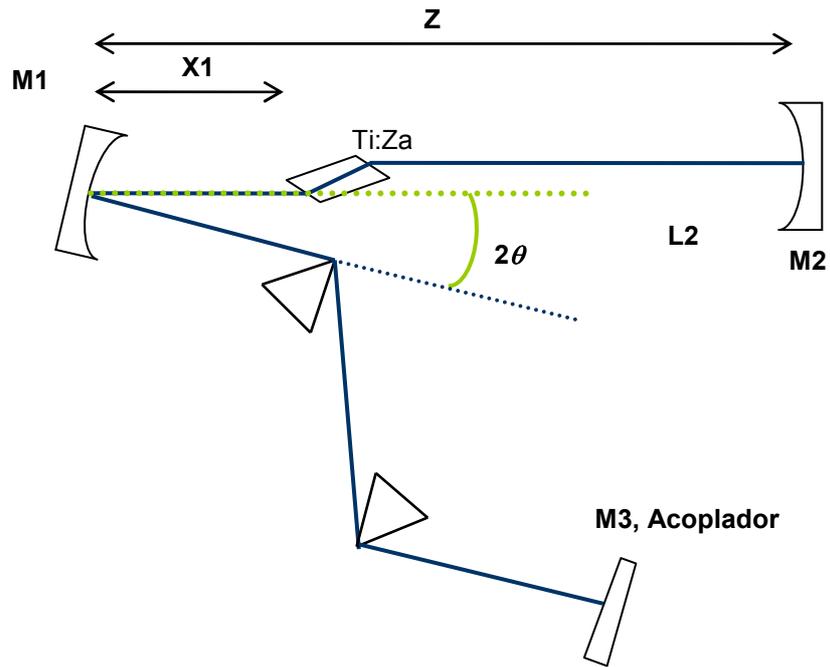
b) La cavidad V corta con frecuencias de repetición de 278 MHz se muestra en la Figura 4.24. Esta cavidad fue construida con un cristal de Ti:Za de 8 mm de camino óptico y coeficiente de absorción lineal medido de $2,6 \text{ cm}^{-1}$ para una extinción del 88% de la potencia de bombeo.

La frecuencia de repetición del láser puede ser reducida si se sustituyen los prismas para la corrección de la dispersión por espejos chirp, los cuales no estaban disponibles al momento de su construcción.

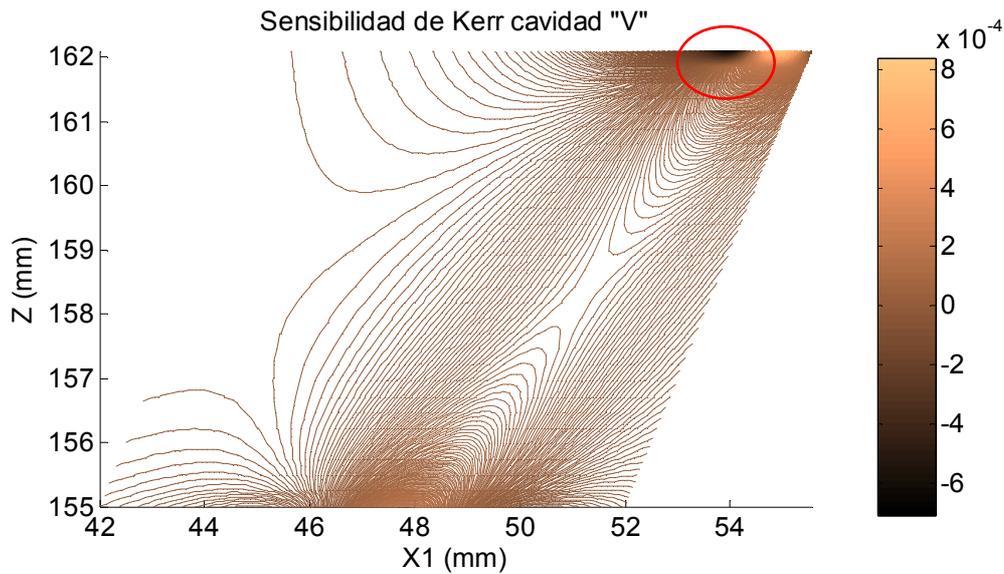
Esta cavidad ofrece un intervalo de estabilidad bastante amplio de 7 mm con ángulos de corrección de astigmatismo de 15 grados para la longitud $X1$ de 47 mm hasta 13,2 grados para $X1= 54$ mm.

La configuración con prismas de dispersión de material SF11 posibilita el uso de solo tres espejos minimizando de esta forma las pérdidas por múltiples reflexiones y por ángulo de incidencia (AOI) en el espejo plano o acoplador. Sin embargo la incorporación de prismas a ángulo de Brewster dentro de la cavidad representa un filtro para los modos transversales, de tal forma que si el acoplamiento del bombeo no es óptimo con solo el modo fundamental, las pérdidas por los posibles modos transversales producen baja potencia de salida del láser.

El juego de espejos empleados en esta cavidad fue el mismo usado para Cr:LiSAF con su máxima reflexión centrada en 850 nm por lo que contribuyen a las pérdidas para el medio de ganancia operando en su pico de emisión de 810 nm. Sin embargo el objetivo de evaluar el diseño de la cavidad para *mode lock* con prismas fue alcanzando con el uso del mapa de sensibilidad de kerr que se muestran a continuación.



a)



b)

Figura 4.24-Parámetro δ de la cavidad "V" a) paralelo a la mesa, b) plano normal. El círculo indica la posición de ML en la cavidad.

En el mapa de la Figura 4.24, se observa la posibilidad de ML en el extremo superior de estabilidad cuando la cavidad está cercana a su límite máximo en la longitud Z con la posición del cristal cercano a 53 mm de M1. No existen brechas de inestabilidad de la cavidad, sin embargo el exceso de libertad en el intervalo de estabilidad produce dificultad para optimizar la alineación con el acoplamiento debido principalmente a que el haz intracavidad tiene la posibilidad de moverse transversalmente (ejes X, Y) en su posición entre los espejos M1 y M2 así como angularmente debido a la holgura en el ángulo de corrección de astigmatismo. Esta condición es general para las cavidades cortas, las cuales ofrecen mayor facilidad de alineación pero también mucha holgura en los ajustes angulares de los espejos planos dificultando la optimización del acoplamiento del bombeo.

El hecho de solo tener una región en el extremo de la cavidad para conseguir el ML permite hacer el ajuste del ángulo de astigmatismo del espejo M1 a un valor cercano a la región límite de estabilidad en la cual operará el láser lo que no permite su operación en toda la región de estabilidad.

La potencia pico intracavidad disminuye en comparación con las cavidades largas en forma inversamente proporcional a la longitud de la cavidad como ya se ha mencionado, lo cual incide en la intensidad del parámetro δ de sensibilidad de Kerr lens dificultando el ML en algunos casos de cavidades con alineación no óptima a un solo modo transversal.

El ancho espectral FWHM obtenido con este láser construido en la División de tiempo y Frecuencia del CENAM es de 7,5 nm. La potencia sin acoplador óptico fue de 23 mW con 4,3 Watts de bombeo de un láser DPSS Verdi V8, la frecuencia de repetición

medida fue de 278 MHz. En la Figura 4.25 se muestra la medición espectral con el láser en ML en línea continua. En el recuadro superior se observa el espectro del láser de 500 nm a 1000 nm, no se observa el bombeo óptico a 532 nm debido a la extinción total por la configuración de prismas. La línea punteada corresponde al espectro medido de un láser comercial Ti:Za Coherent modelo Camaleon³ especificado para generar pulsos menores de 140 fs a 80 MHz de frecuencia de repetición.

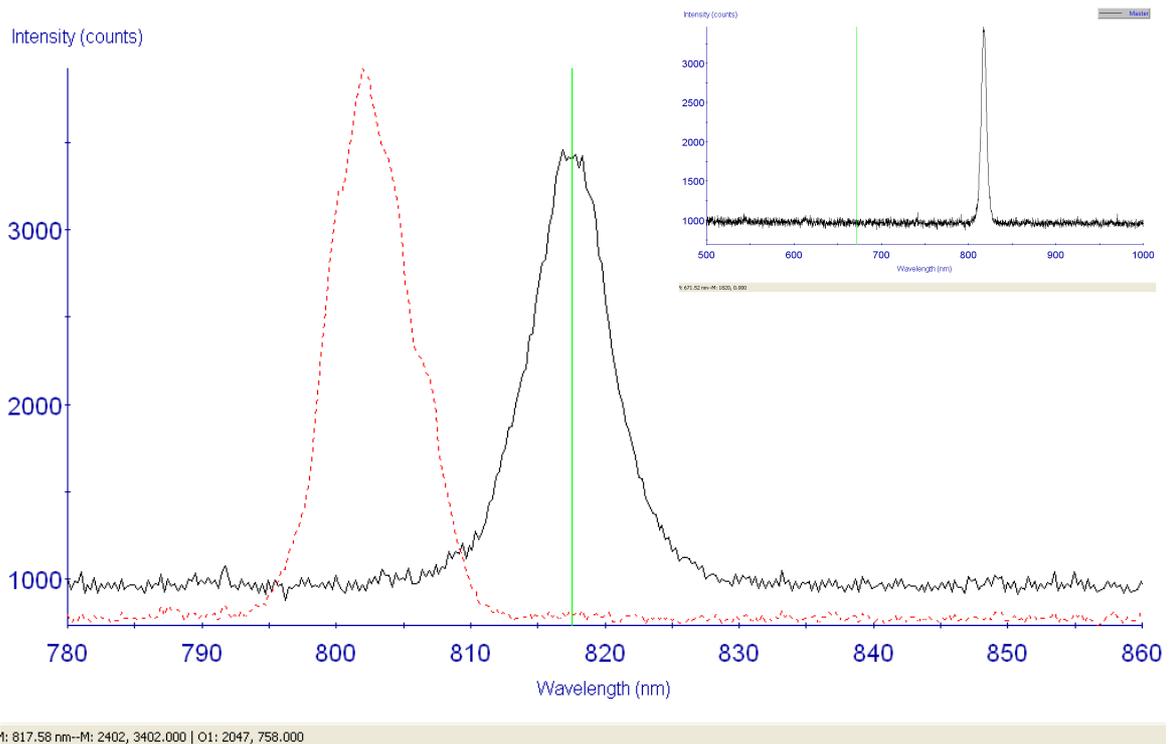


Figura 4.25- Ancho espectral del láser con cavidad en V FWHM de 7,5 nm (línea continua). en el recuadro se observa el intervalo de 500 nm a 1000 nm. En línea punteada el espectro de un láser comercial

c) Cavidad de anillo de alta frecuencia de repetición.

La cavidad de anillos es la configuración más común en láseres de alta frecuencia de repetición comerciales de Ti:Za, con bombeo de láseres DPSS de alta calidad. Con este tipo de bombeo se obtiene una cavidad sumamente robusta en estabilidad de ML con el tiempo y ofrece una resolución adecuada para el movimiento del espejo M2 lo que hace posible el arranque espontáneo del ML con apertura suave formada en el mismo cristal (Self Kerr Lens) o bien con perturbaciones generadas a base de movimiento manual de monturas de espejo. Estas condiciones favorecen la construcción de cavidades robustas desde el punto de vista mecánico, por lo que no es imperativo incorporar un excitador dentro de la cavidad. También las hace muy

³ Láser que forma parte de las fuente de luz de un microscopio cofocal. Instituto de Neurociencias UNAM, Juriquilla Querétaro.

compactas y fáciles de aislar térmicamente entro de pequeñas cajas metálicas selladas y con enfriamiento del cristal por medio de agua.

La orientación metrológica de estas configuraciones han originado la optimización de la cavidad agregándole elementos como espejos curvos de radios de curvatura muy grandes sustituyendo un espejo plano [4.1,4.2] para mejorar la sensibilidad de Kerr lens, así como la posibilidad de ajuste fino de la frecuencia de repetición por medio de espejos de poca masa acoplados a elementos piezo eléctricos para su desplazamiento, los cuales pueden también ser usado como excitadores periódicos para la rápida identificación de las regiones de sensibilidad de Kerr Lens y eventualmente el arranque cotidiano del ML.

En la figura 4.26b y figura 4.26c se muestra la sensibilidad de Kerr lens para una cavidad en anillo diseñada para una frecuencia de repetición de 470 MHz, en la figura se muestra la gráfica de δ como función de la posición del medio de ganancia (x_1) y de la longitud de la cavidad entre los espejos M1 y M2 (Z) , ambos parámetros tomados de la figura figura 4.26a.

Esta cavidad solo es posible si se incorporan espejos de penetración variable (*chirp mirror*) en los espejos M1-M2 y M4-M5 y si el cristal es suficientemente corto para producir una dispersión positiva efectivamente compensada por el conjunto de espejos. Para un cristal de Ti:Za de 3 mm de camino óptico se tiene una dispersión positiva de $\approx 170 \text{ fs}^2$ y de las cuatro reflexiones en los espejos de penetración variable $\approx -200 \text{ fs}^2$, lo que compensa adecuadamente la dispersión dentro de la cavidad a fin de llevar a los pulsos al límite mínimo de ancho temporal, El cálculo de la dispersión de segundo orden se detalla en la siguiente sección para los diferentes materiales usado dentro de la cavidad.

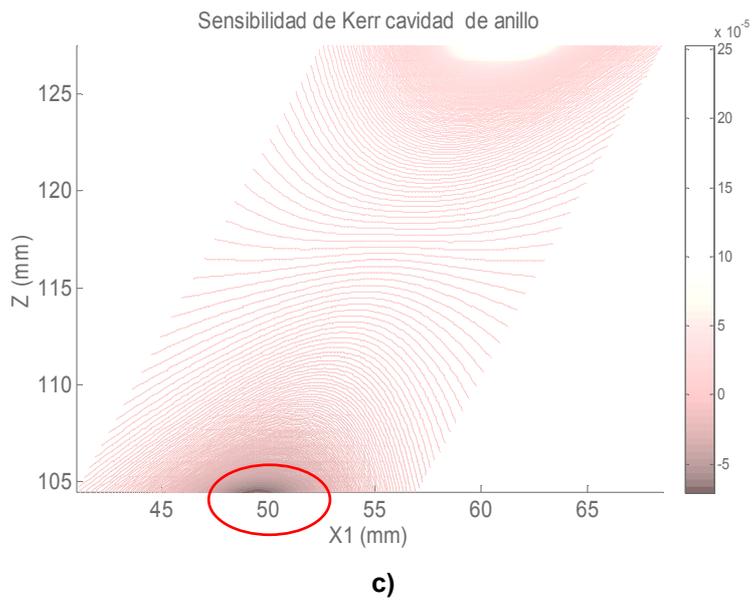
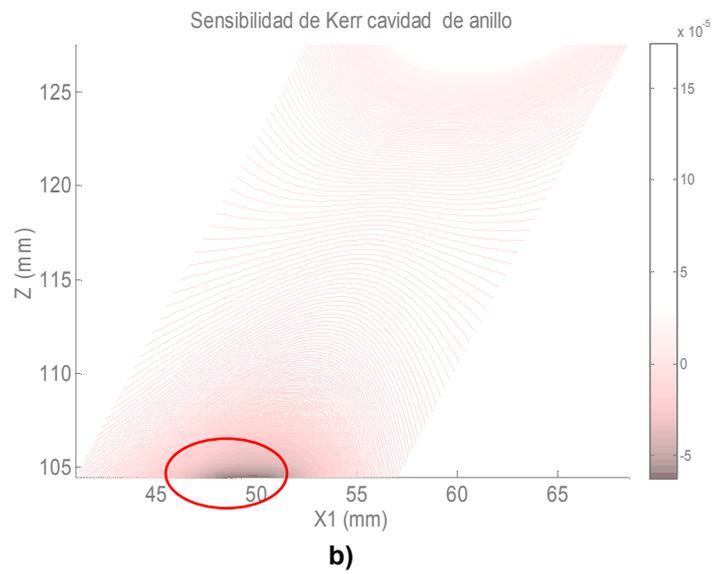
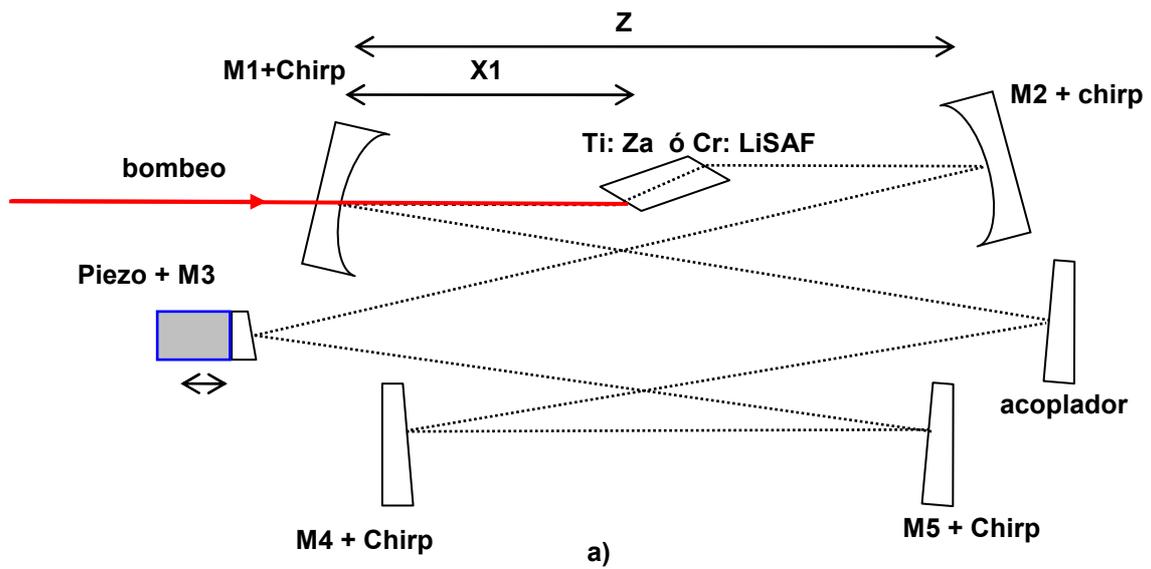


figura 4.26- Sensibilidad de Kerr Lens para cavidad de anillo.

La cavidad de anillo evaluada en la figura 4.26, ofrece un intervalo de estabilidad impresionantemente grande de 23 mm, para una longitud inicial de $Z= 99$ mm, 160 mm en cada uno de los brazos M1-M4 y M2-M5, mas una distancia entre M4 – M5 calculada en 215 mm para una longitud total de 638 mm la cual es recorrida una sola vez por el pulso.

En el mapa de la figura 4.26, solo se tiene la posibilidad de ML en el extremo inferior de estabilidad de la cavidad indicado con círculos rojos. Esta posición está en el límite mínimo de la longitud Z con la posición del cristal cercana a 50 mm de M1. Al igual que la cavidad en V, no existen brechas de inestabilidad en el intervalo, y el ángulo de corrección de astigmatismo debe fijarse en $\theta=6,5$ grados, lo cual asegura una incidencia casi normal en los espejos M3 y acoplador. Los espejos M4 y M5 deben de colocarse también en una posición que asegure el ángulo de incidencia menor a 10 grados.

Una cavidad de anillo de 6 espejo para Ti:Za se muestra en las fotografías de la Figura 4.27, no fue posible alcanzar ML en esta cavidad debido a la falta de pares de espejos Chirp para los espejos M1 y M2

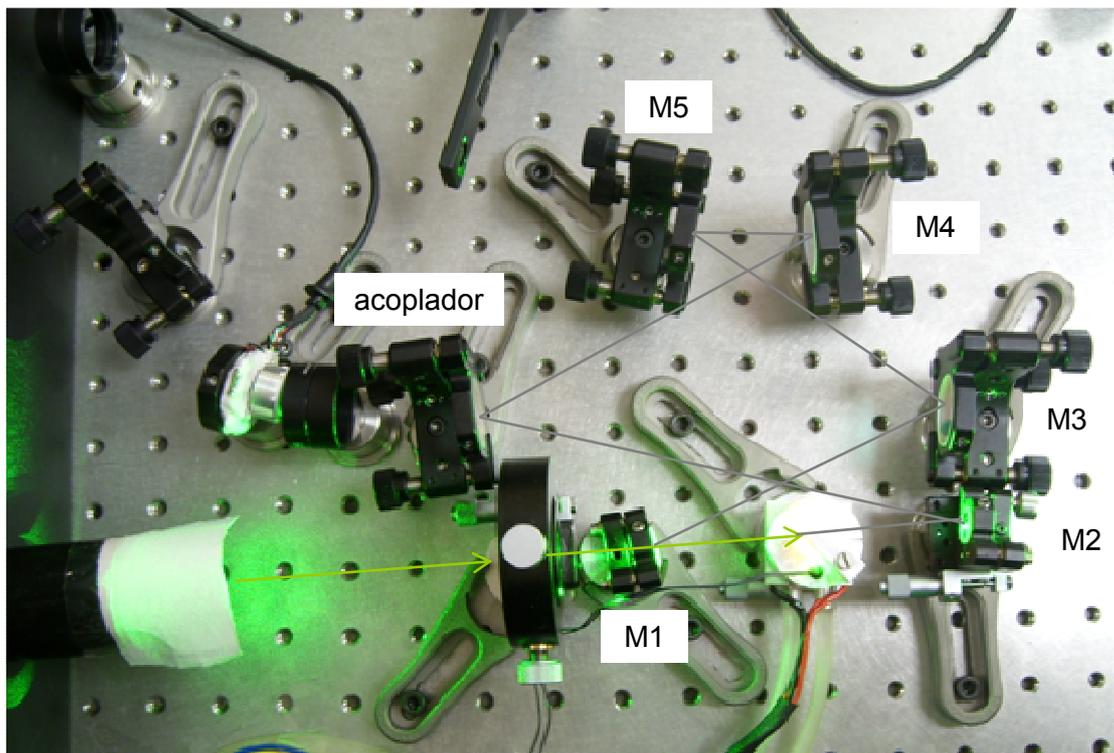


Figura 4.27- Fotografía de cavidad de anillo con cristal de Ti:Za

4.5 Corrección de la dispersión de la velocidad de grupo

Los láseres de amplio espectro de emisión como Ti:Za ó Cr:LiSAF requieren de una adecuada selección y caracterización de los elementos para el control de la dispersión de la velocidad de grupo, con la finalidad de compensar la dispersión natural positiva

de la velocidad de grupo que se genera cuando las múltiples longitudes de onda viajan a través de los materiales dentro de la cavidad resonante. Cuando la compensación de la dispersión positiva se puede anular con dispersión negativa generada por algún arreglo óptico, se dice que la cavidad está compensada y en condiciones de generar pulsos cortos. Cabe mencionar que el ancho del pulso es inversamente proporcional al número de modos dentro de la cavidad resonante, por lo que la compensación de la dispersión de la velocidad de grupo es crítica para habilitar el máximo ancho espectral del medio activo. Los pulsos mas cortos reportados para este tipo de láseres se obtienen compensando por medio de prismas que permite el ajuste continuo de la dispersión negativa sin embargo impiden construir cavidades resonantes suficientemente cortas para obtener frecuencias de repetición mayores a 250 MHz debido al espacio necesario para la colocación de los prismas y la distancia necesaria entre ápices de prismas.

Los modos longitudinales que darán origen a los pulsos están distribuidos en un gran ancho espectral de tal forma que experimentan dispersión positiva al viajar dentro de la cavidad. Los materiales dentro de la cavidad por los cuales viaja el haz de luz generarán una velocidad de propagación mayor para las longitudes de onda largas con respecto a las cortas, a lo cual se le denomina dispersión positiva.

La dispersión de un haz de luz de amplio espectro al viajar por un material está definida de la siguiente manera:

$$\frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{\lambda_o^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda_o^2} \quad 4.24$$

De la tal forma que se pueden derivar expresiones para calcular la dispersión de la velocidad del grupo de las diferentes longitudes de onda (group velocity dispersion GVD) y de la dispersión de tercer orden (*third order dispersion* TOD) de acuerdo a lo siguiente [4.5, sec 1.2]:

$$\frac{d^3k}{d\omega^3} = -\frac{\lambda_o^2}{4\pi^2 c^3} \left[3\lambda_o^2 \frac{d^2n}{d\lambda_o^2} + \lambda_o^2 \frac{d^3n}{d\lambda_o^3} \right] \quad 4.25$$

Con c la velocidad de la luz, λ_o la longitud de onda del haz y $n(\lambda)$ el índice de refracción del material. La derivación de las expresiones anteriores, se puede encontrar en el anexo III.

Con las expresiones anteriores y conociendo el índice de refracción de los materiales como función de la longitud de onda $n(\lambda)$, se obtiene el valor de dispersión positiva generada por el material como función de la longitud del camino óptico a través del material.

Para los siguientes cálculos, se ha usado la formula de Sellmeier para representar el índice de refracción como función de la longitud de onda por ser una expresión cuyos coeficientes para los diferentes materiales son ampliamente difundidos.

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}$$

4.26

Para Ti:Za, se tiene el comportamiento de GVD y TOD mostrado en la figura 4.28.

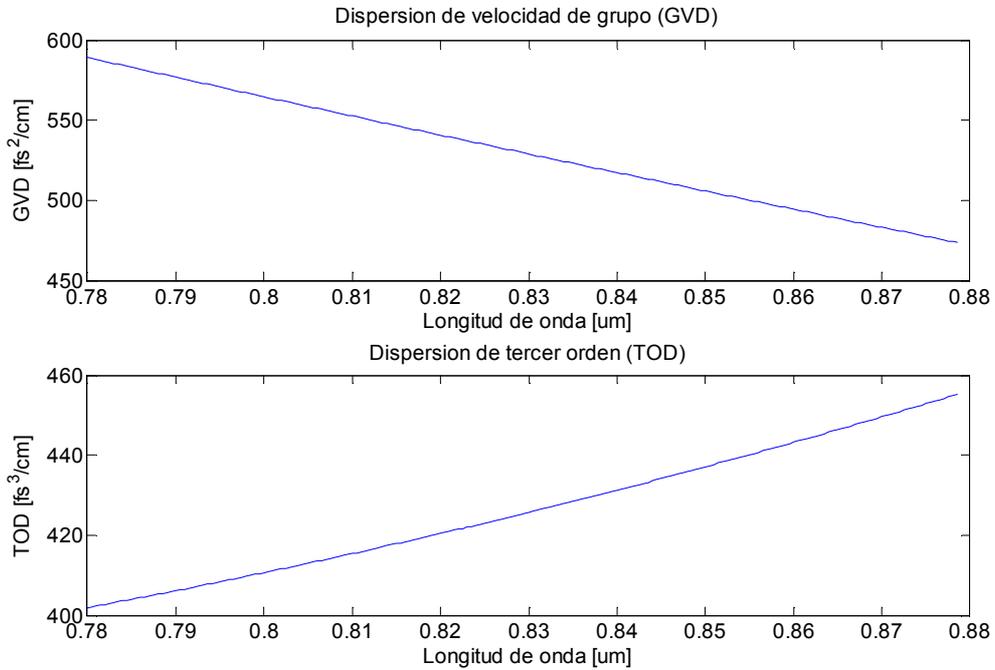


figura 4.28- grafica de la dispersión provocada por el material de Ti:Za

En el caso de Cr:LiSAF la dispersión de segundo y tercer orden son las siguientes:

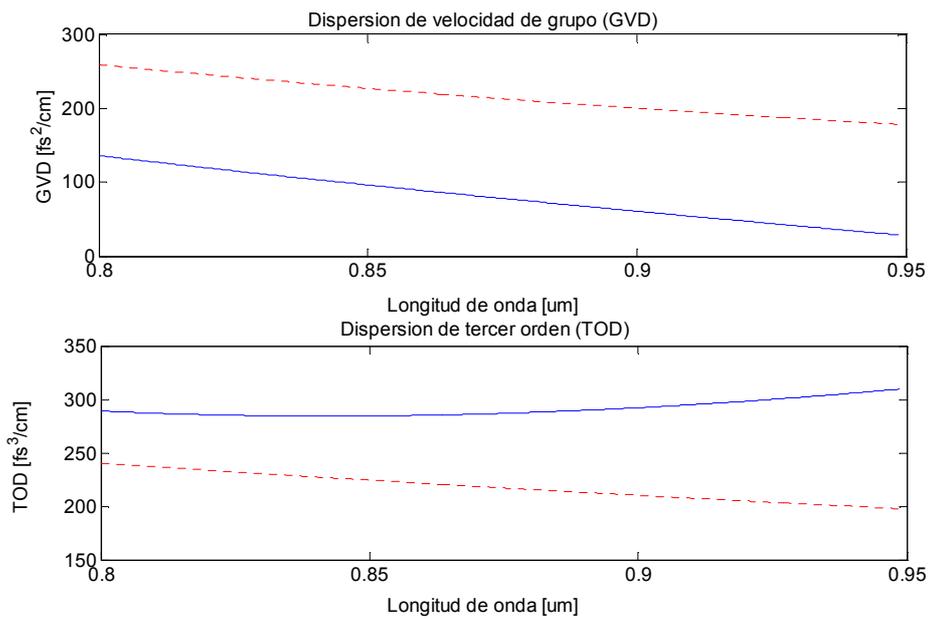


figura 4.29- grafica de la dispersión provocada por el material de Cr:LiSAF

Los datos graficados con línea discontinua de la figura 4.29 corresponden a los valores obtenidos para GVD y TOD por Uemura et al [4.12], en línea continua se muestran los datos calculados a partir de los valores conocidos publicados para Cr:LiSAF [4.13]

A fin de realizar una compensación de la dispersión positiva, se puede introducir dentro de la cavidad un par de prismas para el control de la dispersión de segundo orden GVD y de tercer orden TOD. Estos prismas producen una dispersión angular para las diferentes longitudes de onda como se muestra en la figura 4.30.

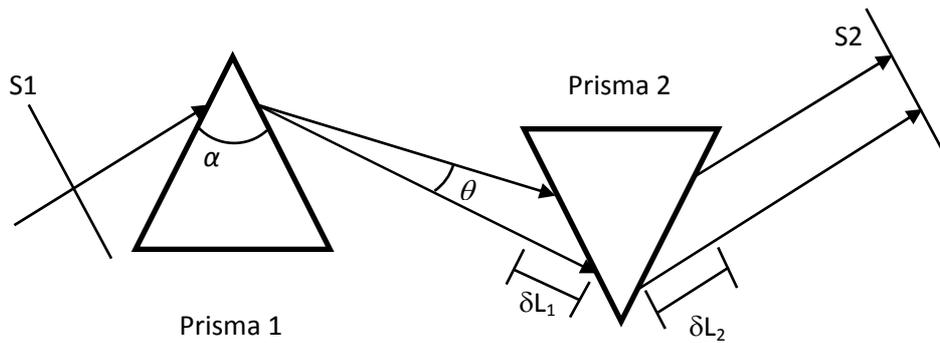


figura 4.30- Dispersión angular de pares de prismas.

Los prismas dispersores, se introducen en uno de los dos brazos de la cavidad colocados para incidencia al ángulo de Brewster, por lo que el ángulo del ápice del prisma no puede ser arbitrario y debe estar dado de acuerdo a la expresión 4.27

$$\alpha = \pi - 2\theta_{Brewster} \quad 4.27$$

Para asegurar de esta forma que el ingreso del haz en la dirección contraria ingrese nuevamente en el ángulo de Brewster.

El prisma mas cercano al espejo de dobles, produce una dispersión angular de los modos presentes en la cavidad, haciendo que el camino óptico de las longitudes de onda cortas sea mas largo que el de las longitudes de onda largas, contribuyendo de este modo a la dispersión negativa de la velocidad de grupo [4.5, secc 2.5.5].

Para la obtención de pulsos cortos, el valor de la dispersión negativa debe compensar la dispersión positiva generada por el cristal y por los propios prismas, que individualmente producen dispersión positiva debido al paso de la luz por el material de que están constituidos.

En este arreglo óptico existen diversas contribuciones a la dispersión positiva;

El camino recorrido por el haz dentro del material del prisma, el cual tiene dispersión positiva de la velocidad de grupo (GVD).

La diferencia de camino óptico del haz después de la dispersión angular del prisma 1. El camino recorrido por las longitudes de onda largas es menor que el de longitudes de onda cortas con lo que se produce GVD positiva, δL_1 en la figura 4.30

Finalmente la diferencia de camino óptico del haz después de la dispersión angular del prisma 2, δL_2 en la figura 4.30

Adicionalmente se produce en el arreglo dispersión de velocidad de grupo negativo de acuerdo a lo siguiente:

La diferencia de camino óptico dentro del prisma 1 produce GVD negativa como función del índice de refracción del material.

La diferencia de camino óptico dentro del prisma 2, la cual es función del índice de refracción del material y del ángulo de ingreso al prisma del haz dispersado en el prisma 1, de tal forma que la GVD negativa en este segundo prisma es función de la distancia de separación entre los ápices de los prismas.

Para distancias de separación entre ápices grandes con respecto a la distancia recorrida del haz dentro del material, se obtiene un efecto neto de dispersión negativa como se muestra en la siguiente ecuación:

$$\frac{d^2\Psi}{d\omega^2} = \frac{\lambda_o^3}{2\pi c^2} \left[L \frac{d^2 n}{d\lambda_o^2} - 4L \left(\frac{dn}{d\lambda_o} \right)^2 \right] \quad 4.28$$

Lo que se representa en el primer término de la ecuación es la dispersión positiva debida al material de los prismas, mientras que el segundo término da cuenta de la dispersión negativa por la diferencias de caminos explicada anteriormente.

A fin de evaluar cuantitativamente los efectos y seleccionar el material de los prismas así como las distancias necesarias entre prismas, es conveniente expresar la ecuación 4.28 como sigue:

$$\frac{1}{L} \frac{d^2\Psi}{d\omega^2} = \frac{\lambda_o^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda_o^2} \quad \left[\frac{\text{fs}^2}{\text{cm}} \right] \text{ camino óptico dentro del prisma} \quad 4.29$$

$$\frac{1}{L} \frac{d^2\Psi}{d\omega^2} = -4 \frac{\lambda_o^3}{2\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda_o} \right)^2 \quad \left[\frac{\text{fs}^2}{\text{cm}} \right] \text{ separación entre prismas} \quad 4.30$$

Como se ha indicado la distancia de separación entre los dos ápices de un prisma dispersor es directamente proporcional a la dispersión negativa generada por el par de prismas y la selección del material para los prismas permite además compensar parcialmente la dispersión de tercer orden de tal forma que para diferentes materiales de prisma se requerirá diferente distancia entre ápices y se obtendrá compensación parcial de TOD.

La dispersión positiva generada por los prismas es función de la cantidad de material que la luz debe recorrer dentro del prisma, de tal forma que al introducir gradualmente los prismas en el haz se obtiene un control continuo de dispersión que reduce la dispersión negativa definida previamente con la distancia entre los ápices.

A manera de ejemplo para el material SF11, tiene los siguientes cálculos de dispersión mostrados en las figuras siguientes; la figura 31 indica el valor de dispersión negativa

obtenida por centímetro de separación entre ápices para un prisma de SF11 como función de la longitud de onda; la figura 32 muestra la dispersión positiva obtenida por centímetro de camino óptico dentro del material.

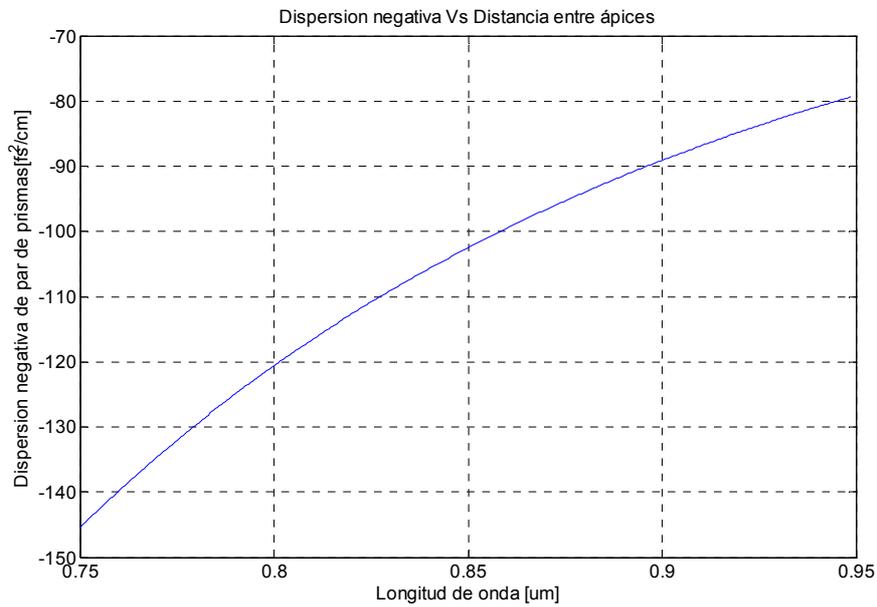


figura 31 – Dispersión negativa como función de distancia entre prismas para material SF11

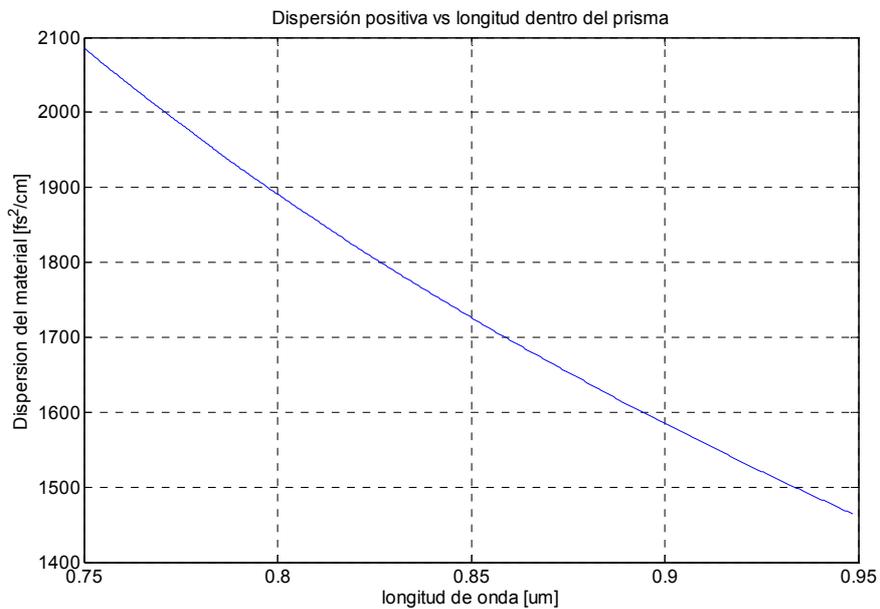


figura 32 - Dispersión positiva como función de camino óptico dentro del material SF11

En particular para tres materiales usados durante el desarrollo del láser, se tienen los siguientes datos:

Material	θ Brewster	α Apice (grados)	Dispersión positiva por cm	Dispersión negativa por cm	8mm TiZa (cm)	7mm LiSAF (cm)
Fused Silica	55.45	69.09	364.6	-10.9	59.66	46.08
LAKL21	58.49	63.02	600	-25	30.72	24.80
SF11	60.47	59.07	1909	-122	11.66	10.45

tabla 4.1. Dispersión para prismas de silicio fundido, LAKL21 y SF11

En la quinta columna de la tabla 4.1 se muestra la longitud de separación para cada uno de los prismas indicados a fin de compensar la dispersión de un cristal de Ti:za de 8 mm de longitud. En la siguiente columna se indica el mismo dato para un cristal de Cr:LiSAF de 7 mm de longitud. En todos los casos se consideró que el camino óptico dentro del prisma es de 5 mm.

Referencias del capítulo

- 4.1 A. Bartels and H. Kurz, "Generation of a broadband continuum by a Ti:sapphire femtosecond oscillator with a 1-GHz repetition rate" *Opt. Lett.* **27** (2002), 1839-1841
- 4.2 GIGAOPTICS GMBH Blarerstrasse 56, 78462 Konstanz, Germany
- 4.3 Laseroptik , Horster Strasse 20, 30826 Garbsen, 45970, Germany, www.laseroptik.de
- 4.4 W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer series in optical sciences, 1999
- 4.5 J.C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, 2006).
- 4.6 H. KOEGLNIK and T. LI, "Laser Beams and Resonators," *Appl. Opt.* **5**, 1550-1567 (1966)
- 4.7 H. Kogelnik, "Imaging of optical mode—Resonators with internal lenses," *Bell Sys. Tech. J.*, **44**, pp. 455–494, March 1965.
- 4.8 A.Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford, 1997)
- 4.9 A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books 1986.
- 4.10 V. Magni, G. Cerullo, and S. De Silvestri, "Closed form Gaussian beam analysis of resonators containing a Kerr medium for femtosecond lasers," *Opt. Commun.* **101**, 365–370 (1993)
- 4.11 G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni, and L. Pallaro, "Resonators for Kerr-lens mode-locked femtosecond Ti:sapphire lasers," *Opt. Lett.* **19**, 807-809 (1994)
- 4.12 Sadao U, Kenji T. "Development of a diode-pumped Kerr-Lens Mode-Locked Cr:LISAF Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **39** (2003).
- 4.13 S. A. Payne, W. F. Krupke, L. K. Smith, W. L. Kway, L. D. DeLoach, and J. B. Tassano, "752 nm wing-pumped Cr : LiSAF laser," *IEEE J.Quantum Electron.*, **28**,1188–1196 (1992).

CAPÍTULO 5 - DESEMPEÑO DEL LASER EN APLICACIONES METROLOGICAS DE PULSOS CORTOS

El diseño y la construcción del láser de pulsos ultracortos descrito en los capítulos 3 y 4 siempre ha sido enfocado al desempeño del láser en al menos dos aplicaciones; la primera es la construcción de peines de frecuencia para medición de la frecuencia óptica absoluta en la región visible del espectro para láseres patrón que son empleados en el área de medición de longitud a nivel primario. La segunda aplicación es la medición de parámetros ópticos no lineales de algunos nuevos materiales con un procedimiento que permita incorporar el láser desarrollado aún con una potencia moderada y bajo costo.

En el presente capítulo se analiza en detalle los resultados obtenidos para las aplicaciones mencionadas destacando algunos aspectos novedosos y las expectativas de mejora para los futuros desarrollos de láseres de pulsos cortos con Cr:LiSAF.

5.1. Ancho del pulso por medio de auto correlación

El comportamiento de un haz de pulsos ultracortos y un haz en modo continuo siguen esencialmente las mismas reglas de la óptica paraxial sin embargo los pulsos ultracortos son mas sensibles a perturbaciones inherentes a los materiales usados para su conducción por ejemplo lentes, películas de espejos, prismas dispersores, etc. razón por la cual se debe conocer la interacción entre pulsos cortos y materia, que es definida en gran medida por la dispersión del índice de refracción con la distribución espectral de los pulsos.

Específicamente para materiales “normales” la segunda derivada del índice de refracción es positiva y es la causa de la dispersión de velocidad de grupo (GVD) en todo el espectro visible, por lo que un pulso adquirirá un ensanchamiento por dispersión al interactuar con un material o viajar a través de el.

Para realizar una evaluación o medición de pulsos cortos hay que considerar que los métodos usados no pueden estar basado en la velocidad de respuesta de detectores, ya que aun los mas rápidos se encuentran en el mejor de los casos, tres ordenes de magnitud en velocidad de respuesta por debajo del ancho de pulso en femtosegundos, razón por la cual se deben utilizar los propios pulsos para la sincronización y medición de su amplitud y fase. También se debe considerar que los dispositivos involucrados en la medición tienen una función instrumental que distorsiona la señal original y debe ser caracterizada de acuerdo al nivel de exactitud requerido.

El dispositivo por excelencia para hacer interactuar dos fuentes de luz y apreciar sus fenómenos ondulatorios como interferencia, y modulación, es el interferómetro de

Michelson, con el cual se pueden realizar experimentos de correlación y auto correlación de señales ópticas incluyendo pulsos.

A fin de analizar la respuesta en intensidad de un detector, es necesario considerar algunas definiciones de intensidad en términos del campo eléctrico complejo sin considerar las relaciones espaciales del campo para obtener de esta manera una representación escalar completa en el espacio del tiempo o de las frecuencias de la siguiente manera $\mathbf{E}(x, y, z, t) = E(t)$, representando el campo complejo con la ecuación 5.1 [5.1, sección 1.1]:

$$\tilde{E}^+(t) = \frac{1}{2} \varepsilon(t) e^{i(\varphi_0 + \varphi(t))} e^{i\omega_0 t} = \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}(t) e^{i\omega_0 t}$$

5-1

El primer resultado de estas definiciones es que la intensidad definida como el cuadrado de la intensidad del campo se puede representar de acuerdo a la ecuación 5.2, Integrada para un periodo de la señal.

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{\varepsilon_0 c n}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} E^2(t') dt' = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n \mathcal{E}^2(t) \\ &= 2 \varepsilon_0 c n \tilde{E}^+(t) \tilde{E}^-(t) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n \tilde{\varepsilon}(t) \tilde{\varepsilon}^*(t) \end{aligned}$$

5-2

En general si se analiza la señal obtenida por un detector en un interferómetro Michelson en el cual se hace interactuar dos señales ópticas provenientes de cada uno de sus brazos, tenemos las siguientes expresiones para la intensidad en el detector independientemente de su velocidad de respuesta 5.1, sección 2.2].

$$\begin{aligned} I(t, \tau) &= \frac{\varepsilon_0 c n}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} [E_1(t'-\tau) + E_2(t')]^2 dt' \\ &= \frac{\varepsilon_0 c n}{2} (\varepsilon_1^2(t-\tau) + \varepsilon_2^2(t) + \tilde{\varepsilon}_1^*(t-\tau) \tilde{\varepsilon}_2(t) e^{i\omega_0 \tau} + \tilde{\varepsilon}_1(t-\tau) \tilde{\varepsilon}_2^*(t) e^{-i\omega_0 \tau}) \end{aligned}$$

5-3

Que ha sido integrada para un periodo de la señal y de la cual se puede obtener lo siguiente:

$$I(t, \tau) \approx \langle \varepsilon_1^2(t-\tau) \rangle + \langle \varepsilon_2^2(t) \rangle + \langle \tilde{\varepsilon}_1^*(t-\tau) \tilde{\varepsilon}_2(t) e^{i\omega_0 \tau} + \tilde{\varepsilon}_1(t-\tau) \tilde{\varepsilon}_2^*(t) e^{-i\omega_0 \tau} \rangle$$

5-4

La ecuación 5.4 es una buena representación de la intensidad en un detector, en la cual se ha denotado con paréntesis triangulares $\langle \rangle$ los términos que experimentalmente tienen un promedio temporal debido al tiempo de respuesta del detector. En particular los dos últimos términos se asocian a una función de correlación de tal forma que el interferómetro de Michelson con un detector simple

puede ser usado con pulsos cortos para obtener la correlación de las dos funciones E_1 y E_2 .

Cuando las señales E_1 y E_2 son iguales, por ejemplo dos señales del mismo pulso que ha sido dividido en amplitud por el divisor de haz del interferómetro, se tiene una señal de intensidad que representa la auto correlación de dos señales idénticas con un perfil siempre simétrico.

La auto correlación de intensidad del campo, es una correlación de primer orden con respecto a la intensidad y es una herramienta sumamente útil para el diagnóstico de láseres de pulsos cortos que permite determinar el ancho del pulso aun cuando no contiene información de la modulación en frecuencia o en fase del campo eléctrico, limitando de esta manera la interpretación de la forma del pulso.

En la Figura 5.1, las señales E_1 y E_2 tiene diferente fase excepto en una corta región del barrido del excitador periódico cuando $L_1=L_2$ lo cual se logra ajustando la longitud L_1 con el movimiento de la mesa con tornillo micrométrico que traslada al espejo M_1 . Durante el intervalo donde interactúan ambos pulsos, se aplica la expresión 5.4 con la cual se puede obtener la representación temporal del pulso como función de la frecuencia del excitador.

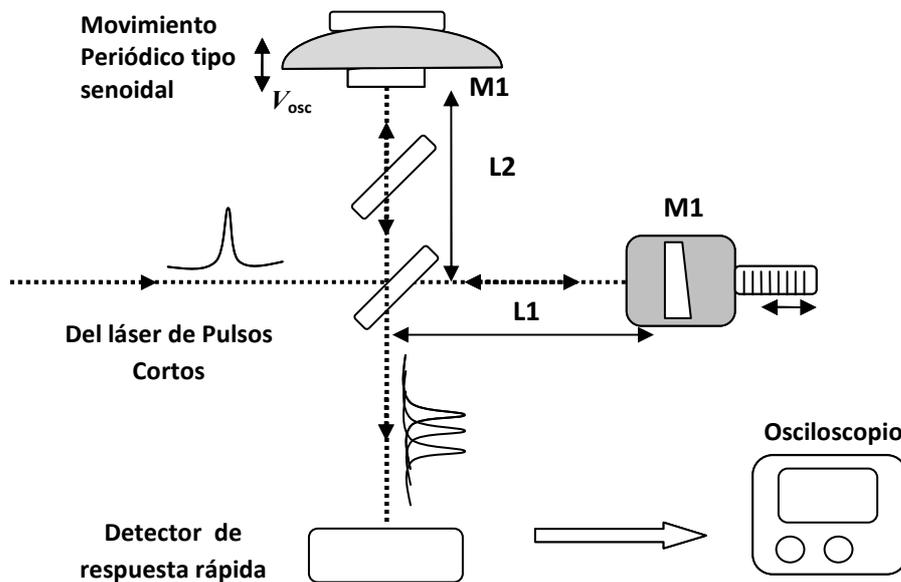


Figura 5.1, Esquema del auto correlador con interferómetro Michelson construido para la medición de pulsos cortos.

Si adicionalmente se agrega al detector un sistema de generación de segundo armónico para obtener el doblado de la frecuencia óptica del pulso antes de ingresar al detector, el sistema puede ser descrito de la siguiente forma.

$$I(t, \tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \left| \left\langle [E_1(t-\tau) + E_2(t)]^2 \right\rangle \right|^2 dt$$

5-5

Y en general para la correlación de orden n asociada a la generación n armónicos tenemos:

$$I(t, \tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \left| \left\langle [E_1(t-\tau) + E_2(t)]^n \right\rangle \right|^2 dt$$

5-6

Con la descripción del campo eléctrico como se estableció en la ecuación 5-1. y con la integración definida para la envolvente del pulso.

Para detectores suficientemente rápidos que pueden responder al movimiento del barrido periódico del excitador, la señal resultante en el detector contiene la auto correlación interferométrica de segundo orden de acuerdo a la expresión 5.5. [5.1, sección 9.2]. Para barridos suficientemente rápidos para la velocidad de respuesta del detector (detector lento) la señal obtenida será una correlación de intensidad.

Como se muestra en las siguientes expresiones, la auto correlación de segundo orden producto de la generación de segundo armónico en el interferómetro, provee el cuadrado de la amplitud para las oscilaciones del campo por lo que la interferencia de las oscilaciones dentro de la envolvente del pulsos son discriminada por un detector con velocidad de respuesta mayor a la relación v_{osc}/λ , lo que en el caso de láseres de Cr:LiSAF o Ti:za, se cumple esencialmente con cualquier fotodiodo de silicio de área pequeña para velocidades moderadas del excitador.

Para mayor claridad del efecto de aumento de intensidad en la señal en el fotodiodo, la expresión 5.5. se puede desarrollar de la siguiente forma:

$$I(t, \tau) \propto A_0(\tau) + \text{Re} \left[A_1(\tau) e^{-i\omega\tau} \right] + \text{Re} \left[A_2(\tau) e^{-i2\omega\tau} \right]$$

5-7

$$A_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\varepsilon_1^4(t-\tau) + \varepsilon_2^4(t) + 4\varepsilon_1^2(t-\tau)\varepsilon_2^2(t) \right] dt$$

5-8

$$A_1 = 4 \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_1(t-\tau)\varepsilon_2(t) \left[\varepsilon_1^2(t-\tau) + \varepsilon_2^2(t) \right] e^{i[\varphi_1(t-\tau) - \varphi_2(t)]} dt$$

5-9

$$A_2 = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_1^2(t-\tau)\varepsilon_2^2(t) e^{2i[\varphi_1(t-\tau) - \varphi_2(t)]} dt$$

5-10

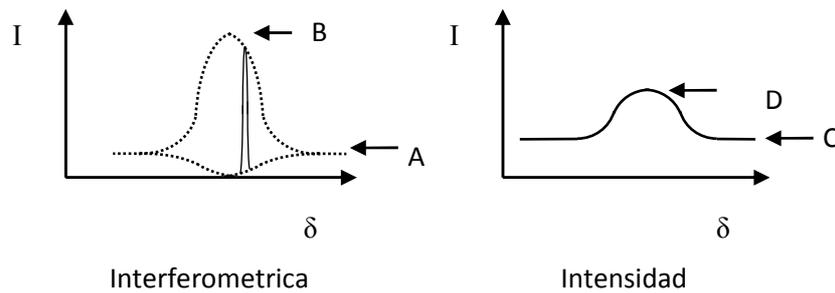
Si el detector filtra por algún medio la frecuencia óptica fundamental, en la ecuación 5.7 a 5.10 el término A_1 se descarta y el único término de correlación entre intensidades es A_2 con la amplificación de la intensidad en el detector e información de la variación de fase del pulso (*chirp*). El término A_0 permanece como el nivel de base para la señal.

Para una correlación de tercer orden el efecto de amplificación de la intensidad en el detector se describe con la siguiente expresión, cuando se han filtrado la frecuencia fundamental y el segundo armónico.

$$B_3 = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_1^3(t-\tau) \varepsilon_2^3(t) e^{3i[\varphi_1(t-\tau) - \varphi_2(t)]} dt$$

5-11

La ecuación 5.11. describe una respuesta muy conveniente para la intensidad en el detector si embargo implica que experimentalmente se obtenga la generación del tercer armónico de la señal con la consecuente demanda de mayor potencia en el pulso.



Orden	Interferometrica	Intensidad
1	B/A=2	D/C=1
2	B/A=8	D/C=3
3	B/A=32	D/C=10

5.2 Esquema de intensidades para los distintos órdenes de la señal de auto correlación

Mediciones con auto correlador de Michelson

El auto correlador mostrado en la Figura 5.1 fue construido con la finalidad de tener una herramienta para diagnóstico del láser de pulsos ultracortos y como se ha analizado en la sección anterior, puede ser usado para la medición de auto correlación de intensidad o bien interferométrica, de primer o segundo orden dependiendo del detector usado.

Aun cuando la medición de auto correlación de primer orden brinda información del ancho del pulso que es el parámetro de control principal para la aplicación en peines de frecuencia, es deseable la medición interferométrica para disponer de información de la dispersión del pulso.

Algunas mediciones de auto correlación de intensidad se llevaron a cabo por medio del osciloscopio conectado a un detector de silicio (foto diodo) de 1 mm² de área con

tiempo de respuesta menor a 10 ns y con un máximo de sensibilidad a 900 nm, se verifico que aun con un detector de silicio de área grande (100 mm²), la señal es observable con polarización de voltaje inversa. Las mediciones obtenidas con estos fotodiodos no fueron muy relevantes debido al mejor resultado obtenido con la generación de segundo armónico en diodos emisores de luz (*LED's*), lo que permitió la medición de auto correlación de segundo orden [5.2].

Las mejores respuestas se obtuvieron con *LED's* rojos de AlGaAs y GaP emitiendo por encima de 630 nm, en la figura Figura 5.3 se muestra la emisión de los tres *LED's* evaluados, los indicados en la figura como rojo1 y rojo2 fueron de la serie HLMP de Agilent de AlGaAs, el rojo3 fue un *LED* comercial de marca Steren rojo sin especificaciones de material y con el *LED* azul de GaN ó InGaN no se encontró buena respuesta.

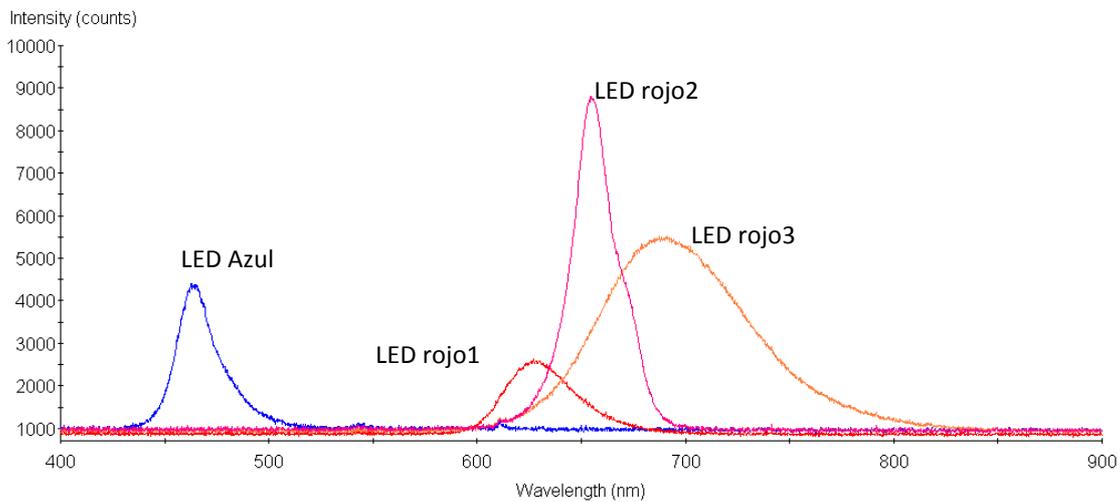


Figura 5.3-Emisión de los diferentes diodos emisores de luz evaluados

La generación de pares electrón hueco en los materiales semiconductores debido a la generación de segundo armónico en el material o a la absorción directa de dos fotones o ambos mecanismos actuando en conjunto, es responsables de la foto corriente medida en el osciloscopio a partir de la radiación a 850 nm doblada en frecuencia. La eficiencia de esta absorción cambia para las diferentes composiciones de los materiales y es función de la intensidad de potencia pico enfocada en el diodo con un objetivo 10x de microscopio; los diodos se operaron sin voltaje de polarización.

El proceso de medición es realizando por medio de un barrido con el tornillo micrométrico de la mesa que soporta al espejo M2 en uno de los brazos del autocorrelador, mientras el otro tiene un desplazamiento periódico a 60 Hz con amplitud arbitraria de acuerdo a la fFigura 5.1. La amplitud del barrido debe de ajustarse de acuerdo al tiempo de barrido del osciloscopio a fin de poder capturar la señal del detector con la resolución adecuada.

El movimiento periódico generado es del tipo senoidal de tal forma que la velocidad máxima se alcanza en el punto medio del desplazamiento y la velocidad cero en los

extremos del movimiento. Si el empate de fase entre los brazos L1 y L2 se obtiene cercano al punto medio del desplazamiento, la correlación adquirida con el osciloscopio es de intensidad si se usa un detector de silicio y es función de la velocidad instantánea en el punto adquirido. Si la correlación de los pulsos se realiza en los extremos del movimiento, la velocidad cercana a cero permite obtener una imagen de la correlación interferométrica. La forma de ambas imágenes dependen de la velocidad a la que fueron adquiridas que es directamente proporcional a la frecuencia de oscilación del excitador (bocina).

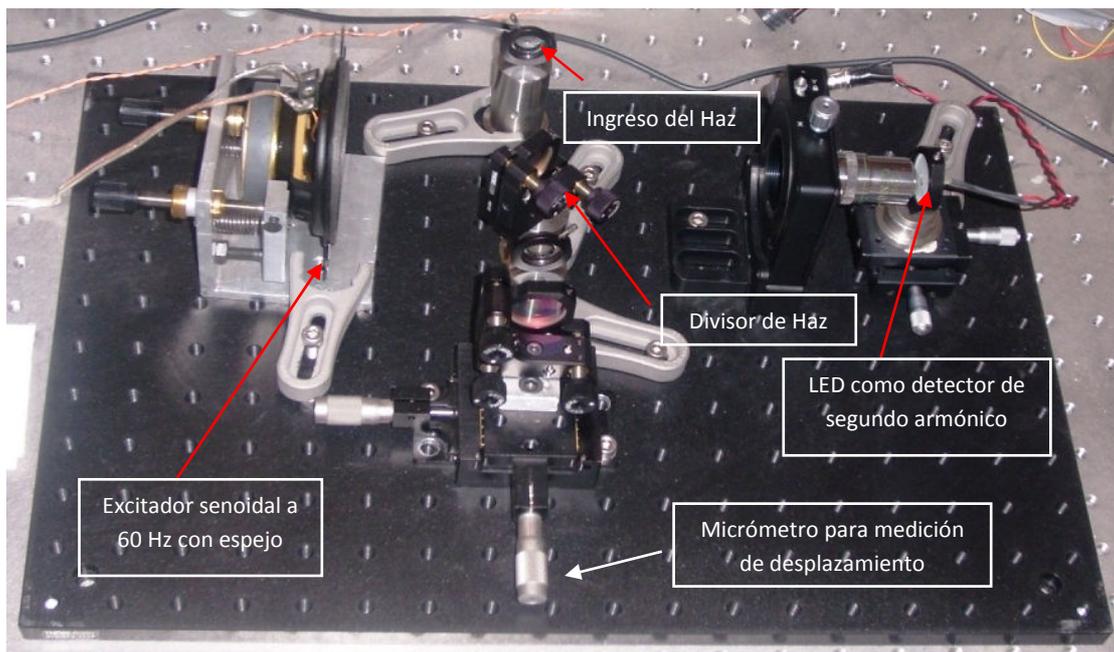
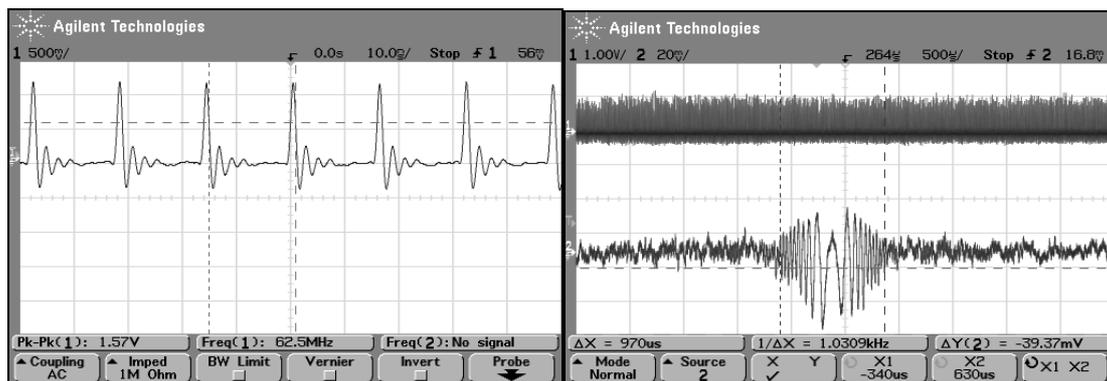


Figura 5.4. Auto correlador con la identificación de sus principales elementos

La imagen de interferencia mostrada en la figura 5.5b solo existe cuando los pulsos se superponen espacial y temporalmente en el auto correlador, en la figura 5.5a se observan los pulsos estables del láser a 62 MHz de frecuencia de repetición que también están representados en la parte superior de la figura 5.5b. El pulso en la imagen se encuentra centrado exactamente en el punto de retorno del movimiento oscilatorio.

Para medir el ancho completo del pulso se desplaza el tornillo micrométrico hasta alcanzar un extremo del pulso, posteriormente se desplaza cuidadosamente hasta el otro extremo barriendo de este modo el ancho total del pulso. Al llegar al extremo se mide el desplazamiento entre extremos con la escala del tornillo micrométrico.

El desplazamiento medido corresponde al doble del ancho total del pulso. Si se desea una medición del ancho medio FWHM del pulso, se realiza el mismo procedimiento anterior midiendo en la posición de altura media del pulso. O bien se asume la forma del pulso como secante cuadrada (sech^2) o gaussiana y se determina el ancho FWHM del pulso de acuerdo a estas formas [5.1, sección 9.4].



a)

b)

figura 5.5. Interferencia entre pulsos consecutivos en el autocorrelador, Izquierda pulsos cortos, derecha detección con el autocorrelador

Para el caso de un pulso calculado en 42 fs de ancho temporal como el mostrado en la figura 5.5, el desplazamiento medido en el tornillo micrométrico es de 25 μm

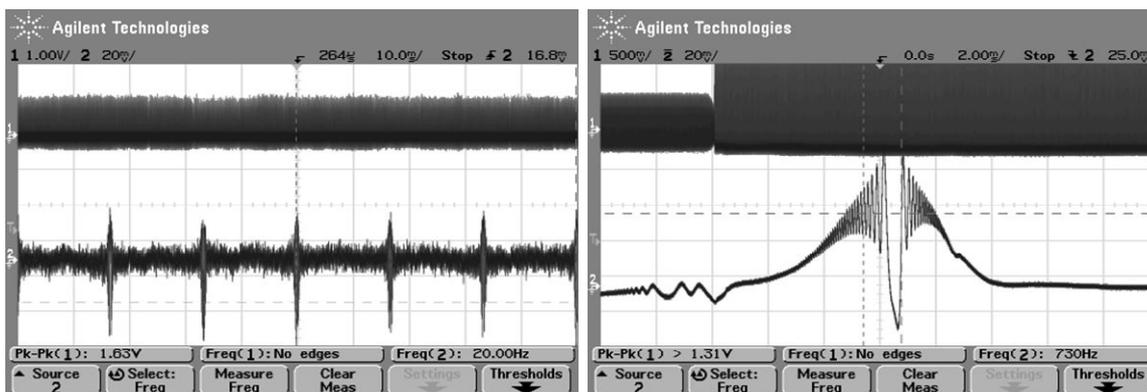
Y está descrito de acuerdo a lo siguiente:

$$\tau = \frac{c}{2l_{\text{barrido}}}$$

5-12

Con c la velocidad de la luz y l_{barrido} la longitud medida con el micrómetro.

Para 850 nm que corresponde a la frecuencia central del pulso mostrado, el número aproximado de oscilaciones es de 15 para el ancho completo de 42 fs, lo que se corrobora en la figura 5.5



a)

b)

figura 5.6. Auto correlación interferométrica con sub compensación de GVD

Para una cavidad subcompensada en GVD con 1,5 incidencias en espejos de penetración variable, se observa la medición interferométrica de la figura 5.6a. Donde

la amplitud de los hombros laterales en la figura 5.6b es proporcional a la modulación lineal en fase del pulso (*linear chirp*).

5.2. Peines de frecuencia con fibras microestructuradas

Los peines de frecuencia que operan en la actualidad incluyen generalmente un láser basado en Titanio Zafiro como medio activo, razón por la cual requieren de un láser de bombeo típico a 532 nm y de alta potencia (mayor a 5 watts) . Sin embargo, se han reportado sistemas para generación de pulsos ultracortos con altas probabilidad de aplicación metrológica usando el material Cr:LISAF. [5.3] Estos láseres Mode-Locked Kerr-Lens operan con bombeo óptico en 670 nm y potencia aproximada menor de 1 W, lo cual representa un ahorro considerable en tamaño, costo y potencia de la fuente de excitación.

Los láseres basados en Cr:LISAF tienen algunas características diferentes a los de Titanio zafiro, esencialmente están limitados en la potencia del haz que pueden generar al operar en modo KLML. Por esta razón los esquemas de estabilización del peine pueden resultar mas complejos que los usados para los láseres de titanio zafiro.

La aplicación metrológica de los láseres de pulsos cortos tiene impacto directo en el mantenimiento y desarrollo de patrones de longitud y tiempo, razón por la cual en el Centro Nacional de Metrología (CENAM) en Querétaro, México. Existe un creciente interés en la investigación y desarrollo de sistemas que permitan la medición de frecuencia absoluta de los láseres patrón que conforman la realización de la definición del metro.

Adicionalmente, los peines de frecuencia, son sistemas que ofrecen frecuencias ópticas de alta estabilidad en un amplio espectro, lo cual permite la construcción de láseres estabilizados en frecuencia para uso en espectroscopia en prácticamente cualquier región del espectro visible y abre la posibilidad de aplicaciones en el área química y de la salud por mencionar algunas.

La generación de luz blanca o amplio espectro por medio de automodulación en la fibra microestructurada, depende principalmente de la potencia acoplada y del ancho de los pulsos ultracortos confinados dentro de ella [5.4]. El máximo ensanchamiento para los peines de frecuencia utilizados en metrología se obtiene utilizando fibras con núcleos de alrededor de 1 μm y potencia acoplada de 200 mW a 300 mW con pulsos de alrededor de 100 fs; si el ancho de pulso es reducido a la mitad se requerirá la mitad de la potencia acoplada. Las potencias de 200 mW a 300 mW acopladas en fibra únicamente se han logrado para láseres de KLML en Ti:Safiro y aun no hay reportes de potencia similares alcanzadas para láseres KLML de Cr:LiSAF.

El problema principal para obtener el ensanchamiento espectral por auto modulación en una fibra micro estructurada es el acoplamiento de la máxima potencia posible dentro de la fibra cuando la potencia del láser pulsado es limitada como es el caso del

láser de Cr:LiSAF. El ensanchamiento espectral obtenido aun con potencias modestas en estos láseres ha mostrado la capacidad de generar peines de frecuencia en un intervalo que cubren los picos de emisión de 530 nm y 1060 nm [5.5], por lo que pueden aplicarse esquemas de doblado de frecuencia para la determinación del Offset común de los pulsos (carrier envelop offset, CEO) así como la medición de la frecuencia de repetición, parámetros con los cuales se completa adecuadamente un peine de frecuencias con el cual se pueden realizar mediciones de frecuencia óptica absoluta.

Los peines de frecuencias generados con Cr:LiSAF pueden resultar menos atractivos que los basados en láseres de Ti:Sa debido principalmente a la baja potencia promedio que se puede obtener en KLML, sin embargo pueden ser un valioso instrumento de medición para la comparación de frecuencias ópticas de láseres estabilizados utilizando un láser patrón a 633 nm lo que permitiría la medición diferencial por medio de batido de frecuencias de láseres en el visible como los HeNe a 543 nm, 594 nm, los cuales forman parte de interferómetros de bloque patrón en metrología dimensional.

Los métodos tradicionales para la calibración de los láseres patrón en metrología dimensional han sido los lambdametros de alta exactitud, o láseres patrones estabilizados por espectroscopia saturada específicamente a la longitud de onda que se desea calibrar. Sin embargo el uso de peines de frecuencia para mediciones diferenciales usando un láser a 633 nm como referencia y un peine de frecuencia de bajo costo no estabilizado basado en un láser de pulsos ultracortos de Cr:LiSAF con amplio espectro producido por auto modulación con fibra micro estructurada, es una posible aplicación de interés.

Fibras no lineales con micro estructura

Estas fibras son fabricadas en núcleos muy pequeños para obtener el máximo efecto no lineal por medio de la intensidad confinada por reflexión total interna de los pulsos ultracortos.

En el caso del láser de Cr:LiSAF la máxima potencia en mode locking (KLML) con la potencia de bombeo de 570 mW en el cristal es de alrededor de 90 mW por lo que es necesario utilizar una fibra con el mayor coeficiente no lineal lo que implica menor diámetro del núcleo. A manera de ilustración se muestra en la tabla Tabla 1 los valores de índice de refracción no lineal de fibras comerciales con tres diámetros distintos [5.6]. Las fibras marcadas en la tabla con sombreado, son las fibras que fueron evaluadas con el láser de Cr:LiSAF.

λ_0 (nm)	Diámetro del modo transversal a λ_0 (μm)	Coefficiente no lineal a λ_0 ($\text{W}\cdot\text{km}$) ⁻¹
670 \pm 5	1.1 \pm 0.1	190
710 \pm 5	1.4 \pm 0.1	122
870 \pm 5	1.8 \pm 0.1	49

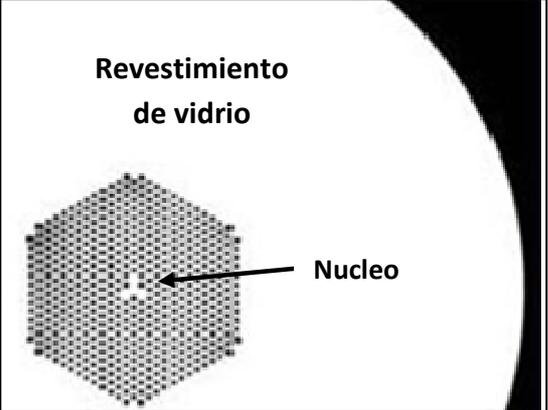


Tabla 1 – comparación de fibras micro estructuradas

Los valores de λ_0 indican la longitud de onda para la cual la dispersión de velocidad de grupo es cero y el diámetro de la fibra está optimizado a la λ_0 indicada, para asegurar un modo transversal fundamental viajando por el núcleo.

Para las mediciones de ensanchamiento espectral, se empleó el arreglo óptico mostrado en la Figura 5.7.

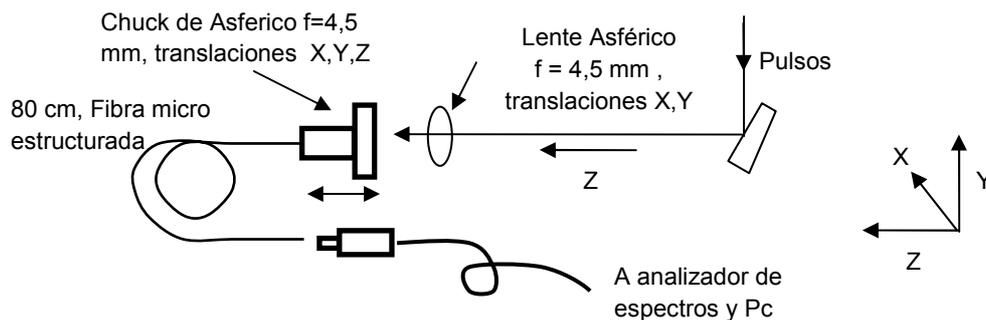


Figura 5.7 – Acoplamiento a fibra micro estructurada

Los mejores resultados se obtuvieron con lentes esféricas de 11 mm y 4,5 mm, las pruebas con objetivos de microscopio 10X a 40X no fueron satisfactorias debido a que el porcentaje acoplado no era mejor que con los esféricos.

La alineación del láser pulsado al lente esférico requiere una montura con al menos dos translaciones en el plano normal al haz a fin de disminuir las aberraciones del enfoque y optimizar el diámetro de enfoque al mínimo posible. La medición directa con cámara CCD del tamaño mínimos de enfoque con los lentes esféricos no fue posible debido a que la corta distancia focal no permite insertar la cámara con filtros en la distancia entre el lente y el foco.

La optimización del acoplamiento del haz a la fibra necesariamente se ve afectado por la calidad de su superficie, la cual se puede deteriorar por corte deficiente y por la alta intensidad de luz incidente. Para mejorar la superficie de la fibra, esta debe cortarse hasta obtener una superficie adecuada.

Los cortes en los extremos de la fibra se realizan manualmente con cortador de diamante y ayuda de bloques metálicos de apoyo hasta obtener una calidad adecuada en la superficie del corte, cada corte reduce 2 a 3 milímetros de la fibra. La calidad de los cortes fue verificada por medio de microscopio óptico. Dos imágenes transversales de la fibra se muestran las Figura 5.8.

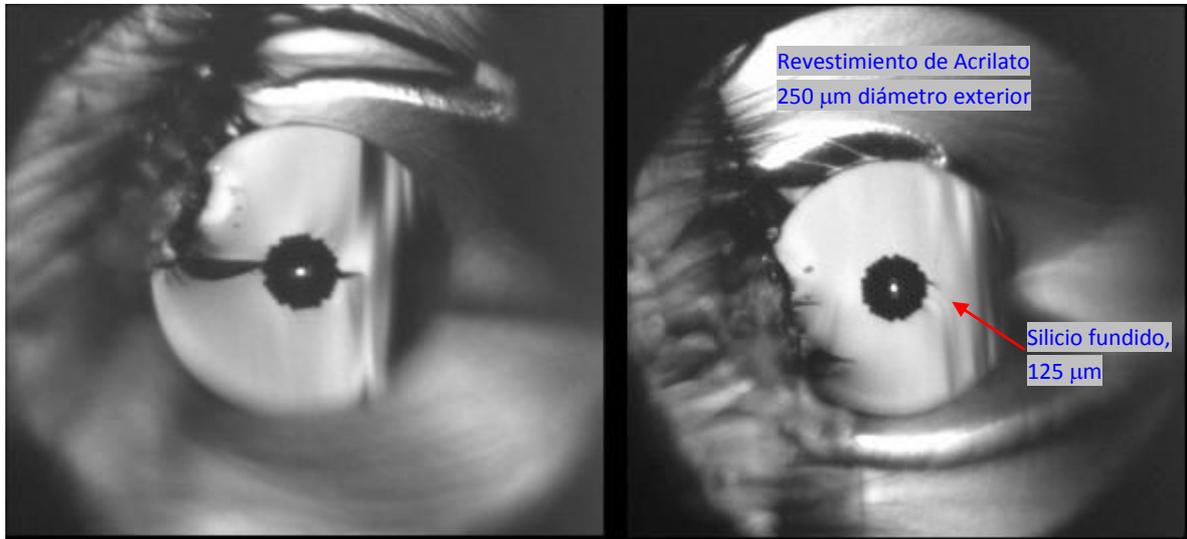


Figura 5.8 – fibra microestructurada, izquierda antes del corte, derecha después del corte

El corte es necesario cuando la fibra de vidrio o los orificios que rodean al núcleo tiene alguna fractura que impida observar una imagen transmitida clara la cual es usada para el proceso de alineación, el objetivo del corte es que la región de vidrio tenga una superficie plana sin fracturas o desprendimientos.

El proceso de alineación utiliza la imagen del haz incidente en la fibra y que es transmitido a través de la fibra. El haz a la salida de la fibra es capturado por la cámara CCD o proyectado en una pantalla y observado con visor infrarrojo. El proceso de alineación es el siguiente:

una vez montado el arreglo de la figura 5.1, se fija la trayectoria del haz sin enfocar a la altura adecuada del centro del lente esférico e incidiendo en el centro de la fibra.

Se coloca sobre el eje z el lente esférico en una posición donde el punto focal se encuentre cerca de la superficie de la fibra. Y el haz incidente se encuentre centrado en el lente.

Se hace un barrido en el eje z para localizar el punto focal, con ayuda de la proyección de los orificios de la fibra en la pantalla.

Cuando el diámetro del haz transmitido es menor que la región de orificios se puede situar el núcleo haciendo barridos en el eje x e y observando las regiones de transmisión (silicio fundido) y la región donde se extingue la transmisión (región de orificios de la fibra).

Una vez estimada la posición del núcleo con este método, la optimización de enfoque se obtiene ajustando ligeramente la posición en z y posteriormente x e y midiendo la intensidad transmitida con un detector de potencia.

El espectro ensanchado de la fibra es muy sensible a la alineación debido a la potencia acoplada, el espectro de la Figura 5.9 fue obtenido con un acoplamiento del 50% y una potencia a través de la fibra de 25 mW. La frecuencia de repetición fue de 62 MHz y el ancho de pulso menor de 70 fs.

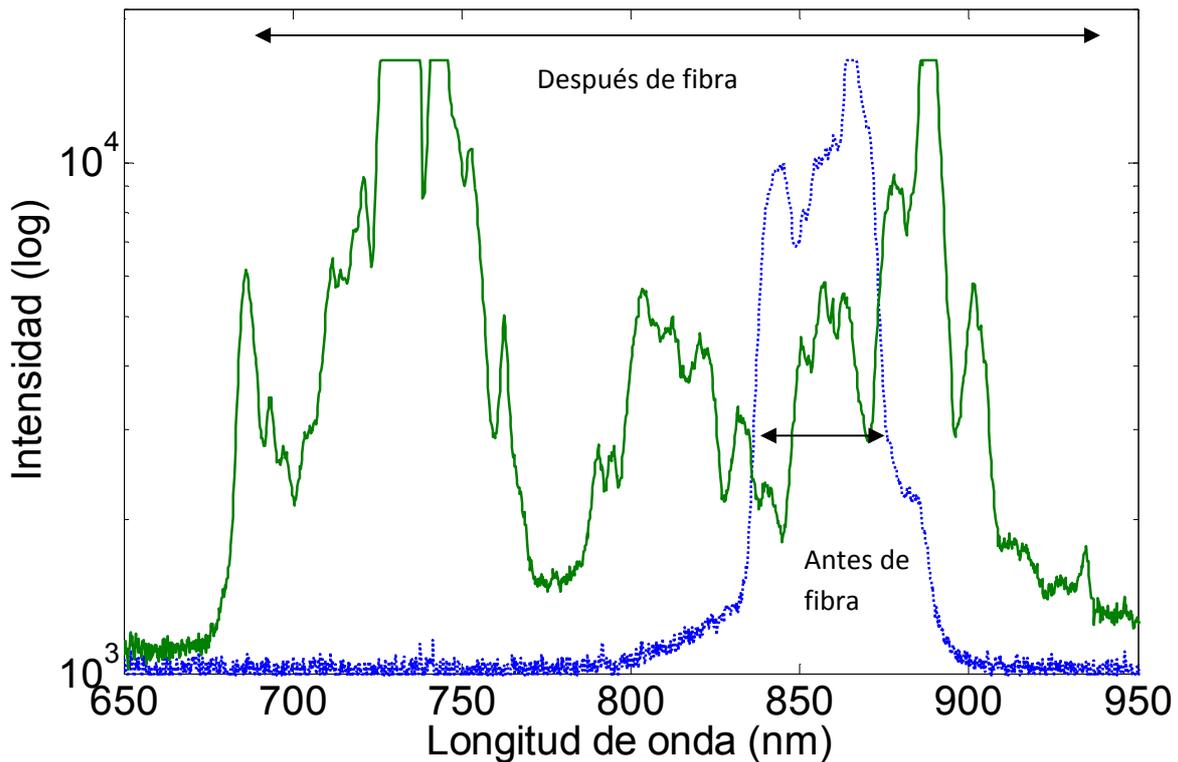


Figura 5.9 – Espectro ensanchado por auto modulación en la fibra micro estructurada

Optimización de la dispersión de segundo orden (GVD) y del ancho de pulso por medio del ensanchamiento espectral en fibra.

La optimización en el ancho del pulso de un láser de pulsos ultracortos se puede realizar por medio de la medición directa del ancho del pulso por los métodos de auto correlación antes expuestos, sin embargo un método alternativo para minimizar el ancho del pulso con la consecuente maximización de la potencia pico es la medición de ensanchamiento espectral como función de la compensación de dispersión dentro de la cavidad.

La medición del ancho espectral para cada configuración probada en una cavidad con frecuencia de repetición de 62 MHz se muestra en la siguiente secuencia de datos en donde se realizaron mediciones para diferente cantidad de compensación de la dispersión por medio del incremento en las incidencias del haz en espejos de penetración variable (chirp mirrors).

El efecto del ensanchamiento espectral como función de la potencia acoplada a la fibra se puede observar en la siguiente figura donde se observan dos espectros con la misma configuración del láser con 26 mW y 45 mW acoplados a través de la fibra. El pobre acoplamiento en la fibra en algunos casos puede deberse al daño de su superficie o partículas de polvo adheridas en la región del núcleo por fuerzas electrostáticas, por lo que se recomienda usar aire comprimido antiestático para remover cualquier partícula de la superficie antes de intentar el acoplamiento del haz a la fibra.

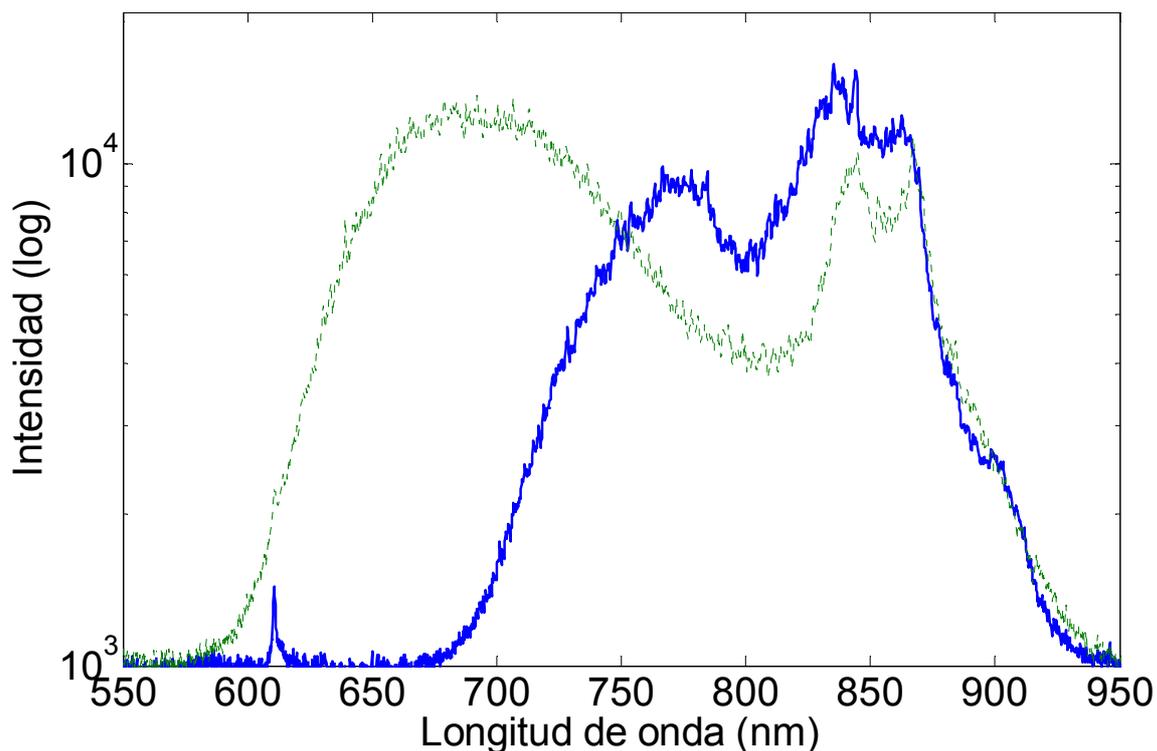


Figura 5.10 línea continua 26 mW acoplados, en línea punteada 45 mW acoplados a través de la fibra.

La Figura 5.11 muestra la respuesta espectral debido a la auto modulación en la fibra micro estructurada de 85 cm de longitud, en una configuración del láser con una frecuencia de repetición de 60 MHz. El aumento de incidencias de chirp se obtuvo por medio de la sustitución de espejos de alta reflexión por espejos chirp.

Los resultados de la Figura 5.11 se aplicaron a una nueva configuración de cavidad con dos espejos de penetración variable usando uno de ellos como espejo final, la frecuencia de repetición se conservó en 62 MHz, 42% de la potencia del láser a través de la fibra (29 mW), y un ancho de pulso aproximado de 50 fs.

El espectro ensanchado cubre desde el amarillo intenso al infrarrojo cercano 590 nm a 940 nm y fue el máximo ensanchamiento obtenido con el aumento de dispersión negativa, con lo que se puede concluir que la compensación óptima de la dispersión de velocidad de grupo (GVD) para el cristal de Cr:LiSAF de 7 mm y 0,8% de Cr se obtiene con 3,5 incidencias en los espejos de penetración variable referidos.

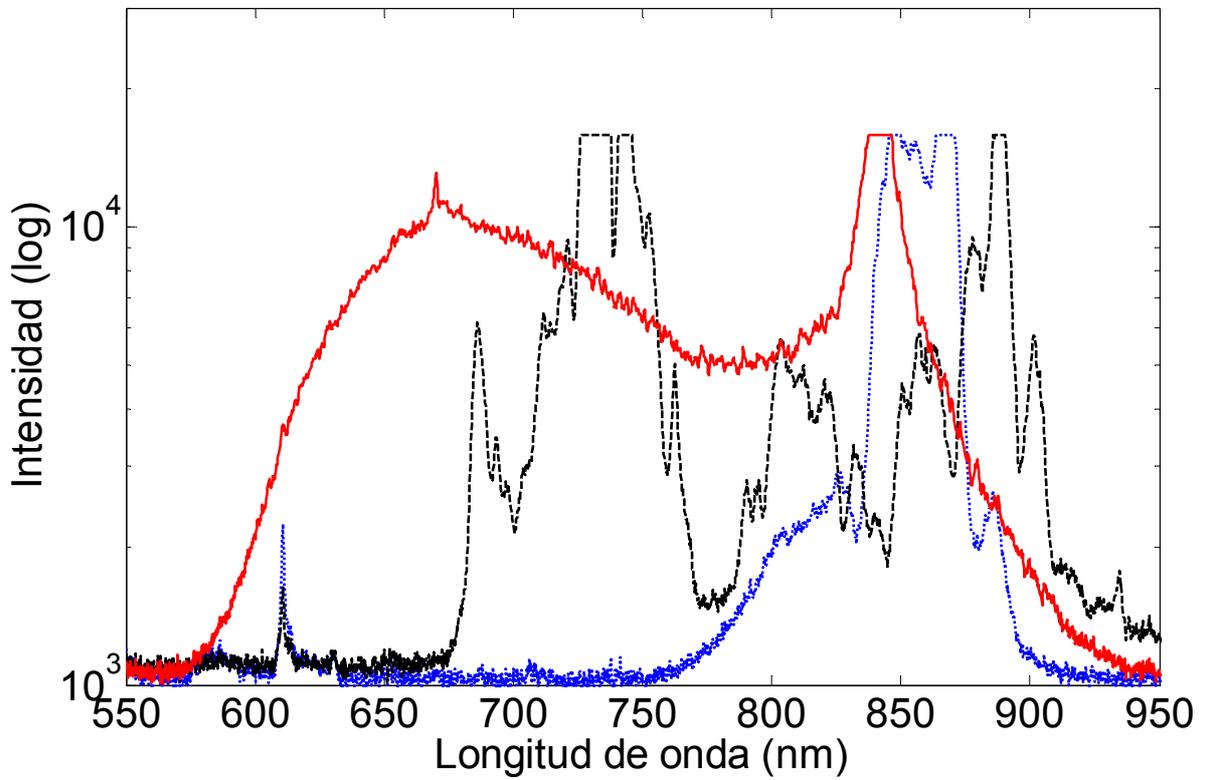


Figura 5.11. Ensanchamiento espectral como función del número de incidencias en espejos de penetración variable. Línea continua 3,5, discontinua 2, punteada 1,5.

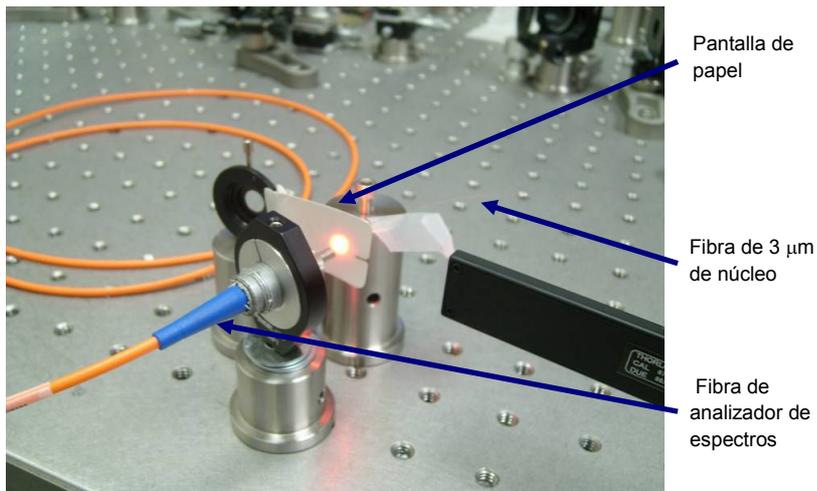


Figura 5.12. Montaje de medición del ensanchamiento espectral (peine de frecuencias) con analizador de espectros

Con este ancho espectral se ha cubierto la región entre 594 nm y 633 nm en donde se encuentra la emisión de láseres patrón de HeNe estabilizados en frecuencia empleados en la calibración de bloques en metrología dimensional.

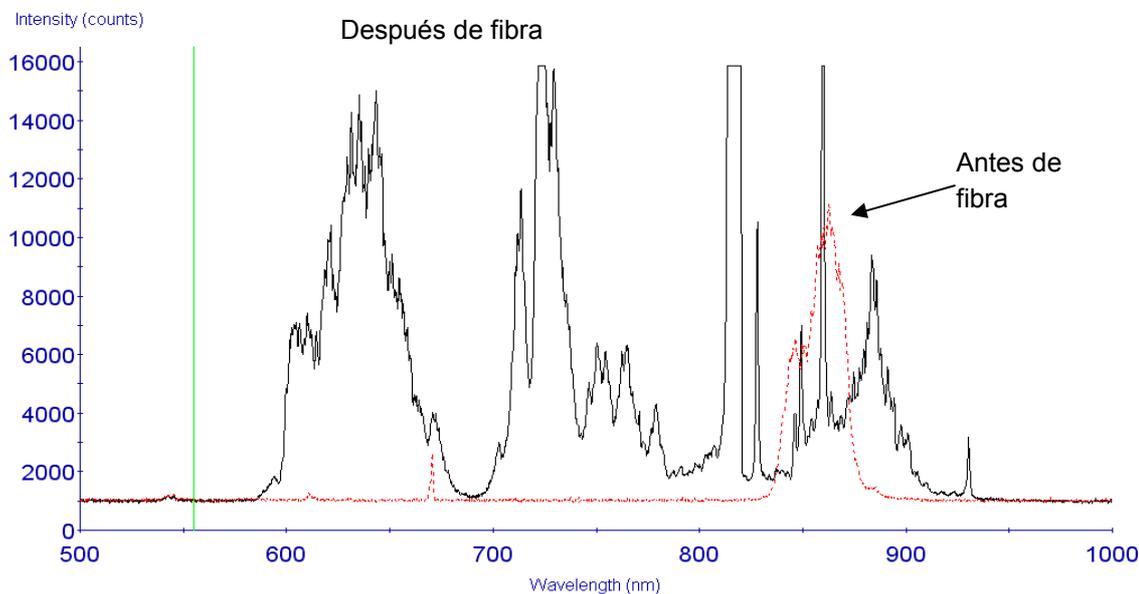


Figura 5.13– Espectro ensanchado por auto modulación en la fibra micro estructurada y compensación de GVD optimizada. Peine de frecuencias desde amarillo intenso hasta infrarrojo cercano

5.3. Mediciones por medio de la técnica de Z-scan

El empleo de láseres para realizar experimentos de interacción luz materia han sido cada vez mas frecuentes y se han extendido al régimen de altas intensidades de luz generadas por láseres de pulsos ultracortos.

Los fenómenos relacionados con estas interacciones de alta intensidad-materia han dado lugar al estudio de la óptica no lineal, en la cual se enmarcan algunos fenómenos nunca antes vistos con intensidades de luz regulares; estos fenómenos, que se presentan en algunos materiales con propiedades ópticas no lineales sobresalientes son por ejemplo fenómenos de auto modulación en fibras ópticas y cristales de láser que permiten la generación de nuevas longitudes onda a partir de algunos modos de alta intensidad. Existe también el auto enfoque producido por el índice de refracción no lineal que da origen al efecto Kerr óptico (Kerr lens) así como fenómenos de absorción no lineal de dos o más fotones en un material que para intensidades regulares es transparente a la longitud de onda incidente [5.7].

Dos de los parámetros específicos que dan origen a fenómenos no lineales en materiales se han denominado índice de refracción no lineal (n_2) y absorción no lineal (β). Estos parámetros han sido medidos por múltiples técnicas, siendo el Z-scan una

de las técnicas más comúnmente usada por su simplicidad y directa interpretación de los fenómenos y resultados.

La técnica de z-scan esta basada en la distorsión del perfil transversal de un haz gaussiano que es transmitido a través de un material con índice de refracción no lineal. La distorsión del perfil transversal del haz es función del valor del índice de refracción no lineal del material así como de su signo y el cambio en el perfil se determina por medio de la intensidad de luz transmitida a través de una apertura fija usada para discriminar la deformación del perfil transversal del haz.

El fenómeno producido con esta técnica es muy similar al lente formado en el efecto Kerr óptico, de tal forma que un haz incidente es enfocado o desenfocado al aproximarse la muestra de material al punto focal del experimento de Z-scan. Si el índice de refracción no lineal del material es negativo, el desplazamiento de la muestra al punto focal hará converger ligeramente el haz transmitido aumentando la intensidad de luz a través de la apertura fija que ha sido colocada en el eje de propagación del haz. Lo contrario sucede al avanzar la muestra delante de la posición focal, el haz será desenfocado ligeramente disminuyendo la transmitancia a través de la apertura.

La descripción original de esta técnica así como los detalles de cálculo de los parámetros cuantitativos se puede encontrar en la referencia [5.8] y se basan en las expresiones simplificadas, desarrolladas específicamente para muestras delgadas, lo que implica que el espesor de la muestra (L) sea menor a la distancia de Rayleigh (Z_0) definida por el sistema de lentes de enfoque usados en el experimento, lo que implica la condición $L < Z_0$.

Si el índice de refracción es representado como $n = n_0 + \frac{n_2}{2}|E|^2 = n_0 + n_2^1 I$

Con n_2^1 el índice de refracción no lineal con unidades (m^2/W) e I la irradiancia del haz (potencia por unidad de área).

Asumiendo que el espesor de la muestra es suficientemente delgado para que los cambios en el diámetro del haz debido a la refracción no lineal dentro de la muestra sean despreciables, se puede obtener la siguiente relación funcional para el índice de refracción no lineal y la posición a lo largo del eje óptico.

$$\Delta\phi(z,t) = \frac{\Delta\Phi_0(t)}{1 + z^2/z_0^2} \quad (5-13)$$

Con $\Delta\Phi_0(t) = k\Delta n_0(t)L_{eff} = \frac{2\pi n_2^1 I_0(t)L_{eff}}{\lambda}$ (5-14)

z_0 es la longitud de difracción del haz (distancia de Rayleigh) definida como $z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$

y $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha$ con L el espesor de la muestra.

Calculando la deformación espacial del haz gaussiano, Sheik-Bahae et al, obtienen las expresiones reducidas para relacionar el cambio de transmitancia normalizada que es medida después de la apertura.

$$\Delta T_{p-v} \cong 0,406 |\Delta \Phi_0| \quad (5-15)$$

y la distancia a lo largo del eje de desplazamiento entre pico valle de la señal de Z-scan es:

$$\Delta Z_{p-v} \cong 1,7 z_0 \quad (5-16)$$

Con los valores experimentales para las expresiones 4 y 5 se puede calcular el índice de refracción no lineal n_2^l , conociendo la potencia promedio del láser, el ancho temporal de los pulsos, la frecuencia de repetición, el diámetro de enfoque, y la transmitancia del material previamente medida a 850 nm.

Medición de parámetros no lineales de nanopartículas de TiO₂.

Un importante esfuerzo se ha realizado hacia la identificación de mejoras en las propiedades ópticas no lineales como función del confinamiento físico en ciertos materiales, como es el caso de plasmones confinados en clústeres metálicos de materiales ópticos [5.9]. Estos esfuerzos se dirigen hacia la identificación de los procesos físicos que podría mejorar la propagación no lineal de haces de luz en materiales cuyas propiedades no lineales han sido optimizadas [5.11].

En particular, el óxido de titanio es un pigmento blanco ampliamente usado por su alto índice de refracción, así como la posibilidad de controlar su tamaño y forma. Lo que hace que este material sea usado como base de pigmento; para justificar su importancia, se puede considerar únicamente su índice de refracción lineal, sin embargo existe un modesto esfuerzo en la explotación de su tamaño, forma y arreglo espacial como en el caso de la asociación con óxido de calcio, para producir un magnífico ejemplo de pigmento blanco [5.10].

El óxido de titanio presenta cambios cuantificables en el espectro de UV-Visible como función del tamaño de la partícula, principalmente en intervalo de 10 nm como resultado del confinamiento, el cual altera su distribución de energía; la correlación general de este fenómeno se describe en [5.12], en donde se identifican tres regiones en el espectro de UV-Visible.

La primera región es el espectro discreto del material que se asocia con el comportamiento molecular y es evidente sólo si el tamaño de partícula es menor de 1

nm; en este caso los niveles de energía son independientes de la temperatura. La segunda región es el comportamiento en bulto; esta región tiene sólo una brecha de energía y depende de la temperatura; con un tamaño de partícula mayor a 100 nm. Y finalmente la región intermedia; con una brecha de energía que depende del tamaño de la partícula como aparece en la siguiente ecuación.

$$E^* = \sqrt{\left(E_g^2 + \frac{h^2 E_g}{2m^* R^2} \right)} \quad (5-17)$$

Donde E^* es la brecha de energía medida, E_g es la banda de energía en bulto, R es el radio de las nanopartículas y m^* es la masa efectiva reducida de electrón-hueco, reflejando la dispersión de electrones en la banda.

Las mediciones que se llevaron a cabo con óxido de titanio en nanopartículas, tuvieron la intención de evaluar la importancia de las estructuras de óxido de titanio como un material óptico no lineal, para lo cual se usó la técnica de z-scan y el láser de pulsos ultracortos desarrollado, el cual fue especialmente optimizado para este propósito con una cavidad de baja frecuencia de repetición.

La preparación de la muestra.

A fin de estudiar la formación de las nanopartículas de TiO_2 , se utilizó el método de hidrólisis de un precursor orgánico en condiciones de dilución por medio de un agente peptizante para mejorar las características de la uniformidad en el tamaño de las partículas coloidales [5.13,5.14].

Para estudiar la formación de películas sólidas a partir de las nanopartículas por medio de cristalización de la solución original se usó un método hidrotérmico; mediante calentamiento en horno convencional o por medio de absorción de microondas, los resultados fueron similares en ambos casos.

La figura 3 presenta el espectro UV-Visible para las muestra producidas de TiO_2 ; la forma coloidal presenta la transmisión interna de la solución (restando transmisión de las superficies) y muestra comportamiento típico de óxido de titanio donde la absorción es sensible al tamaño de partícula, aumentando la brecha de energía cuando disminuye el tamaño de la partícula. La película delgada presenta la medición de transmisión externa (incluyendo las superficies) la cual es necesaria para calcular el índice de refracción (2,8) por medio de las ecuaciones de Fresnel y la brecha de energía óptica (3,2 eV). En muestras de películas muy delgadas alrededor de 200 nm, la interferencia de la luz es evidente.

La Figura 5.15 es una fotografía a partir de microscopía de transmisión electrónica (TEM) para una muestra coloidal evaporada (secada); las partículas son menores de 10 nm de grueso con extremos alargados de entre 10 y 50 nm.

Para complementar las mediciones se utilizaron a manera de referencia, monocristales de telurio de cadmio CdTe y disulfuro de carbono CS₂ en forma de líquido de alta pureza.

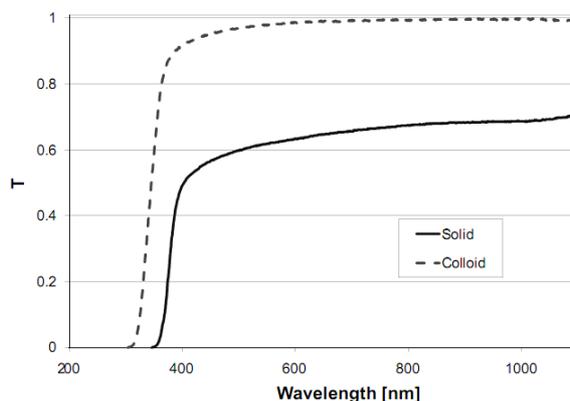


Figura 5.14 - Transmisión de óptica vs. longitud de onda en nm para una muestra coloidal y una película delgada.

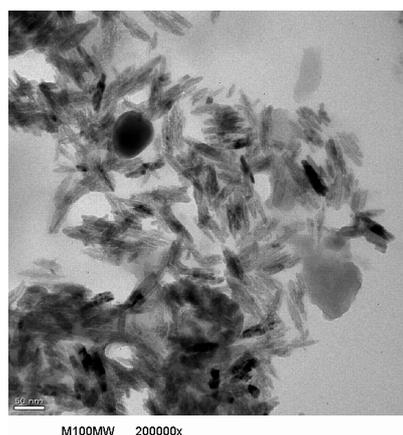


Figura 5.15 - Fotografía de TEM de la película sólida formada a partir del sistema coloidal.

Disposición experimental

El láser que se utilizó para caracterizar estas muestras fue construido con el cristal de Cr:LiSAF como medio de ganancia y un láser de bombeo DPSS descrito en las secciones previas. El láser DPSS fue usado a una potencia (en la posición del cristal) de 580 mW CW, introducido por un solo lado del cristal.

La configuración utilizada fue una cavidad en X la cual es óptima para cavidades largas como se explicó previamente; la configuración del láser se presenta en la Figura 5.16. La cavidad es bombeada a través del espejo curvo M1. Los espejos M1 y M2 tienen un radio de curvatura de -100 mm y el resto de los espejos son planos. La compensación de la dispersión de velocidad de grupo en la cavidad fue realizada por dos espejos de penetración variable chirp con dos incidencias de haz en cada uno. El ángulo de incidencia fue cercano al normal. El cristal de Cr:LiSAF tiene una longitud de

camino óptico de 7 mm, concentración de cromo de 0,8 % y se utilizó un acoplador óptico del 1,5 % en un espejo final.

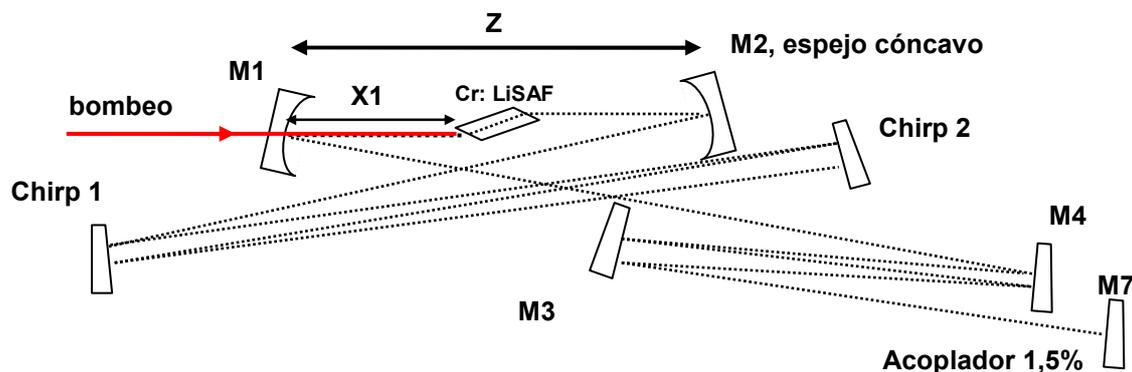


Figura 5.16 - Ultra corto pulsos láser por Kerr lente modo bloqueo en Cr:LiSAF obtener medio.

Los pulsos cortos fueron producidos por KLML y su ancho temporal calculado en 50 fs, asociados a un ancho espectral FWHM de 30 nm. La larga cavidad lineal de 5 metros tiene sólo 2 mm de rango de estabilidad, con una frecuencia de repetición de 30 MHz y potencia promedio de 50 mW en modo pulsado. El KLML se inicia con una oscilación constante de baja frecuencia aplicada al espejo M7 y es mantenido en la cavidad por la apertura en el cristal (soft Kerr lens). El uso de una apertura rígida frente del espejo M7 aumentar la estabilidad a largo plazo del ML; la operación de KLML puede ser detenida a fin de operar el láser en modo CW, mantenimiento aproximadamente la misma potencia promedio. Esta característica permite realizar las mediciones con la técnica de z-scan usando pulsos ultra cortos y relacionarla con las mediciones en modo de onda continua con la misma potencia promedio.

Las mediciones se realizaron de acuerdo al diagrama presentado en la figura 6. El haz láser fue enfocado por un lente esférico con una longitud focal de 13 mm y 25 mm respectivamente (L1). La muestra es analizada cerca del punto focal utilizando la variación de la fluencia óptica con el movimiento de la muestra a lo largo del eje óptico. La apertura se encuentra frente a Pd1 y ambos a una distancia de 40 cm sobre el eje óptico, la variación de intensidad en Pd1 es debida a la absorción no lineal y la refracción no lineal, mezclando los procesos rápidos y lentos. Para aclarar la importancia de los efectos térmicos y electrónicos se realizaron diversas mediciones con el láser en modo pulsado KLML y en CW usando el chopper mecánico en diferentes ciclos de trabajo. En todos los casos la longitud de onda del láser fue ajustada a 850 nm.

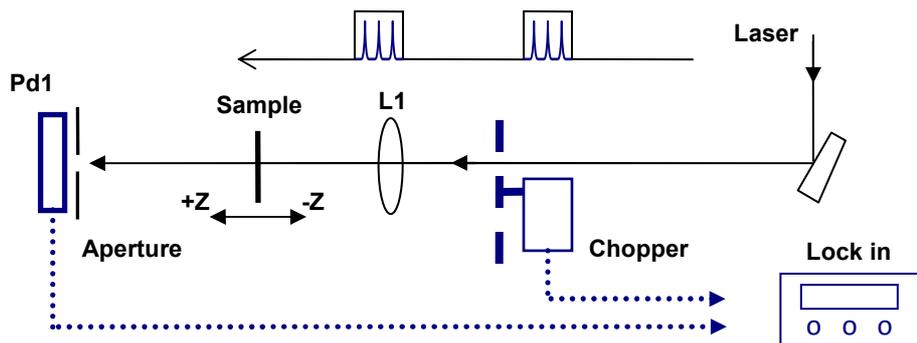


Figura 5.17 - Arreglo experimental utilizado para medir las propiedades no lineales de los materiales mediante la técnica de z-scan.

La potencia promedio en el detector fue filtrada y adquirida con el amplificador Lock-In, referenciado a la frecuencia del chopper mecánico, así mismo fue sincronizado con el movimiento motorizado de la muestra a lo largo del eje óptico (distancia z). El ciclo de trabajo más adecuado en el chopper fue de 1/60 permitiendo reducir la componente térmica de la señal en esta relación, manteniendo constante la potencia pico del láser. El uso del amplificador lock-in y la alineación cuidadosa de las muestras disminuye el ruido con lo que se obtiene una reproducibilidad de las mediciones del 2 %.

El procedimiento inicial de medición requiere el conocimiento de la posición del foco de la lente L1 por lo que se realizan barridos en un intervalo de 10 mm para centrar la muestra en el extremo del intervalo de medición, en este caso 2 a 3 milímetros antes del la posición del foco.

Efecto temporal y mecanismo de la no linealidad

Las mediciones de parámetros no lineales de materiales está dividida por la infraestructura de láseres disponibles en el laboratorio; láseres de baja frecuencia de repetición con potencia pico sumamente altas y láseres de alta repetición con potencia pico baja, generalmente en nanosegundos a picosegundos de ancho de pulso. Adicionalmente los láseres en femtosegundo tienen altas tasas de repetición con gran potencia pico, por lo que es necesario un esfuerzo adicional para visualizar los procesos físicos en los materiales excitados con estos láseres.

El procedimiento habitual para obtener los coeficientes no lineales es restar los diferentes efectos para visualizar la contribución individualmente, la figura 7 ilustra esta posibilidad para láseres con alta potencia pico (ML) y baja potencia pico (CW) con ciclos de trabajo de 1/2 a 1/60; para determinar con exactitud los efectos no lineales en muestras, es necesaria una medición de baja energía que puede ser considerada como señal de base para eliminar los efectos debidos a la rugosidad o falta de uniformidad de la muestra.

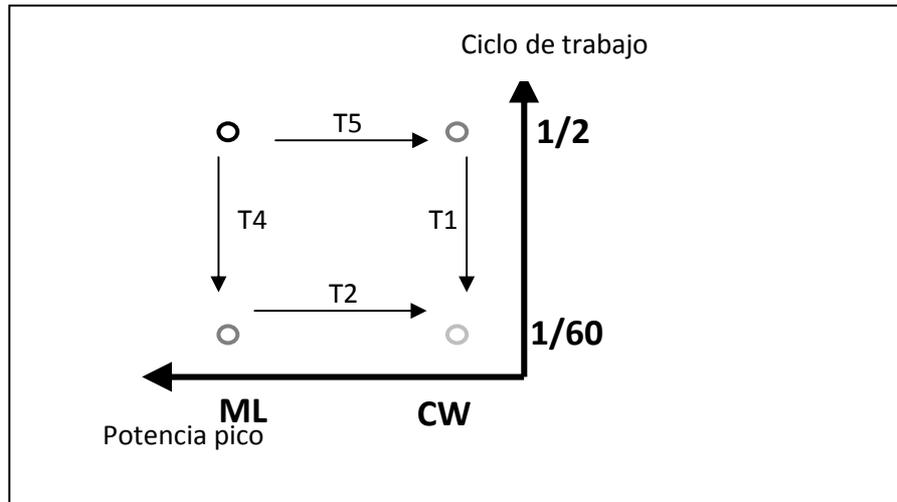


Figura 5.18 - Adquisición de datos para discriminar respuesta lenta y la rápida en el material.

Es posible trabajar con el láser en modo CW y modo KLML ambos modos mantienen la potencia promedio y cambian la potencia pico, así como el uso de selección de pulsos o chopper mecánico con diferentes ciclos de trabajo. Si el factor instrumental en las diferentes situaciones se considera constante, es posible estimar la importancia del campo eléctrico en la respuesta de las mediciones debido a los cambios de potencia promedio que pueden ser de 100 mW a 3 mW y la potencia pico de 0,1 W en CW a $1e5$ kW en pulsos cortos.

La idea detrás de la medición experimental es restar procesos lentos y rápidos; un láser en femtosegundo activa todos los procesos de respuesta desde femtosegundos hasta respuesta muy lenta, un láser CW activa sólo procesos muy lentos, la función instrumental puede ser diferente en cada uno de los casos y la sustracción directa de los datos puede no ser obvia, sin embargo los resultados con esta técnica son alentadores.

En los últimos años el CS_2 ha sido medido con una gran variedad de láseres y el supuesto valor de referencia para su respuesta no lineal ha sido cuestionado y corregido en un orden de magnitud, cuando la respuesta fue medida con fuentes en el orden de femtosegundos [5.15]. La explicación de esta disminución en la respuesta es la incapacidad de las moléculas a seguir el estímulo rápido.

Existe evidencia de que las mediciones de z-scan no distinguen entre los fenómenos que genera la no linealidad en los materiales [5.16], la medición típica de la distancia entre el pico y valle en la transmisión que es proporcional a la longitud de Rayleigh es razonable para efectos no lineales rápidos, otros fenómenos como lentes térmicos tendrán diferente dependencia, tal comportamiento hace razonable suponer que la firma de z-scan se verá afectada por efectos no lineales de diferentes órdenes, así como los fenómenos particulares que provocan el efecto.

El CS₂ es un buen ejemplo para diferentes comportamientos no lineales [5.15]; el índice de refracción no lineal afectado por lente térmica $n_2^I = -1 \times 10^{-18} \frac{m^2}{W}$.

Y el índice medido con láseres de nanosegundos y picosegundos es $n_2^I = + 3.5 \times 10^{-18} \frac{m^2}{W}$ y $n_2^I = + 3.2 \times 10^{-18} \frac{m^2}{W}$ respectivamente.

El índice de refracción no lineal puramente electrónico medio a 1 Hz de repetición y con pulsos en femtosegundos es $n_2^I = +3,5 \times 10^{-19} \frac{m^2}{W}$. el cual es un orden de magnitud mayor al medido con femtosegundos y con signo opuesto, con lo cual se obtiene una señal de Z-scan invertida que evidencia importante presencia del efecto puramente térmico en el índice de refracción no lineal.

La absorción no lineal es sensible a la absorción de dos y tres fotones en función de la longitud de onda, pero su valor inferior es alrededor de β de $= 4 \times 10^{-13} m/W$.

Material en bulto	Índice de refracción no lineal [m ² /W]	Absorción no lineal [m/W]
CdS	5.5e-18 @ 1064 [5.19] 1.7E-18 @ 780 [5.26] -61e - 18 @ 532 [5.20]	3.2E-11 @ 610 nm [5.26] 6.4E-11 @ 780 nm [5.26] 5.5e-11 @ 532 nm [5.21]
CdSe	-1.5e - 18 @ 1064 [5.20]	20E-11 @ 1064 nm [5.23, 5.20]
CdTe	-30e - 18 @ 1064 [5.22]	26e-11 @ 1064 nm [5.30]
ZnO	-0.9e - 18 @ 532 nm [5.30] 0.5e - 18 @ 1064 nm [5.26]	4.2E-11 @ 532 nm [5.30]
ZnS	1.1E-18 @ 780 nm [5.28] 0.63E-18 @ 1064 nm [5.27]	3.4E-11 @ 532 nm [5.27] 1E-11 @ 610 nm [5.26] <0.02e-11 @ 780 nm [5.26]
ZnSe	1E-18 @ 1064 nm [5.26] 2.8E-18 @ 933 nm [5.28] 3.6e-18 @ 790 nm [5.29] -6.8e - 18 @ 532 nm [5.31,5.24]	0.36e-11 @ 933 nm [5.28] 2.7E-11 @ 790 nm [5.29] 5.8E-11 @ 532 nm [5.30]
ZnTe	12e-18 @ 1064 nm [5.30]	4.2E-11 @ 1064 nm [5.30]
TiO ₂	2E-18 @ 1064 nm [5.32] -12e-18@532 nm [5.33]	15E-11 @ 532 nm [5.32]

Tabla 2 selección de materiales no lineales

La Tabla 2 presenta la absorción no lineal aceptada y el índice de refracción no lineal de un conjunto de materiales, todos medidos en régimen nanosegundos y picosegundos, este número es dependiente de la longitud de onda y se midieron en bulto.

Muestra de CS₂

A fin de identificar las capacidades del láser construido y la implementación de la técnica de Z-Scan, se uso CS₂ como referencia con la intención de calibrar los resultados para las mediciones de nano partículas de TiO₂. La reciente caracterización de CS₂ en régimen de femtosegundos así como los datos para la respuesta térmica a altas frecuencias de repetición, hicieron posible los resultados que se muestran en la Tabla 3 y en la Figura 5.19.

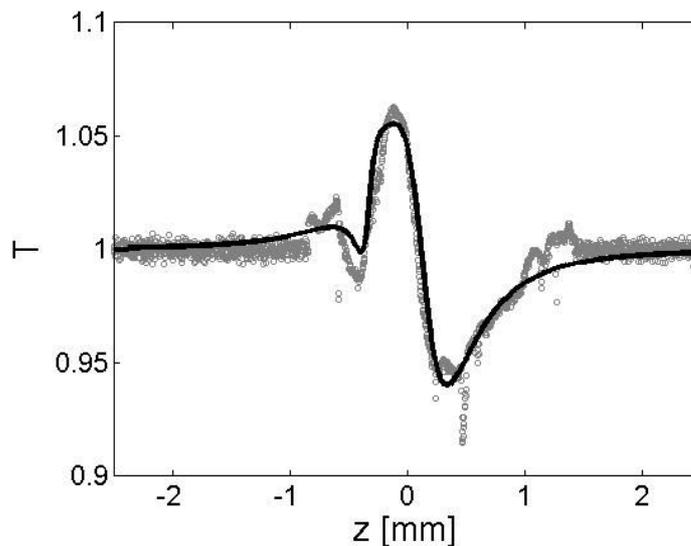


Figura 5.19 - Medición de z-para la muestra de CS₂, la línea continua representa el modelo ajustado

Los datos experimentales fueron obtenidos con una cubeta de cuarzo con paredes de 1 mm de espesor y 1 mm de espesor de muestra. Para el enfoque se utilizó un lente esférico de 12,7 mm de distancia focal para una potencia pico calculada en 20 kW y una fluencia de 1,6 GW/cm².

Para realizar el modelo ajustado de la Figura 5.19, fue necesario el uso de expresiones mas generales que las presentadas previamente a fin de incluir mediciones de diferentes espesores de muestras sólidas así como muestras líquidas en el régimen de muestra gruesa, además de incluir los efectos térmicos causados por la alta repetición de absorción no lineal [5.15,5.34].

La línea continua de las Figura 5.19, Figura 5.21 y Figura 5.22 fueron ajustadas a los datos experimentales usando la expresiones (5-18) a (5-21)

$$T_{n,\beta} = 1 - \frac{2(\gamma x^2 - 2x + 2\gamma)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \Delta\Phi_0 \quad (5-18)$$

$$T_\beta = 1 - \frac{\Delta\alpha_0}{4\sqrt{2}(x^2 + 1)} \quad (5-19)$$

Donde $x = \frac{z}{z_0}$, $z_0 = \frac{k\omega_0^2}{2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\gamma = \frac{\beta}{2kn}$, $\Delta\Phi_0 = knI_0L_{eff}$, $\Delta\alpha_0 = \beta I_0L_{eff}$,

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha_0 L)}{\alpha_0} \quad (5-20)$$

Usando la expresión común para el efecto de la apertura de acuerdo a la expresión de la ecuación $T^* = 1 - (1 - s)^{\left(\frac{T}{s}\right)}$

$$T^* = 1 - (1 - s)^{\left(\frac{T}{s}\right)} \quad (5-21)$$

El efecto no lineal representado en las ecuaciones anteriores es el efecto Kerr óptico aun cuando se observan claramente otras contribuciones en la Figura 5.19. El modelo ajustado en línea continua de la Figura 5.19 se obtiene de acuerdo a las expresiones anteriores desfasando el modelo "a" veces la distancia de Rayleigh a lo largo del eje Z y estirando "b" veces la respuesta rápida, los datos para los factores usados en cada uno de los materiales son presentados en la Tabla 3.

Existe una gran similitud de la valores calculados con el modelo ajustado y los resultados publicados para los efectos térmico puro y electrónico puro, sin embargo la absorción no lineal no esta aun bien explicada.

Muestra de CdTe

Las muestras del semiconductor CdTe tiene la forma de oblea plana con un espesor de 0,9 mm y 1 mm así como buena calidad óptica en las superficies. Para una de las muestras las mediciones se realizaron después de un pulido.

La absorción lineal calculada a partir de la transmitancia de la muestra y sin considerar

la dispersión de la superficie es $\alpha = -\frac{\ln T}{L} = 0,18 \text{ cm}^{-1}$ y fue medida con un diámetro

del haz enfocado con $w_0 = 40 \text{ }\mu\text{m}$ así como pulsos de 70 fs. La intensidad pico

alcanzada en w_0 para esta medición en particular es de $I_p = \frac{\langle P \rangle}{\tau \cdot f_{rep} (\pi\omega_0^2)} = 1,4 \text{ GW/cm}^2$

y el valor de índice de refracción no lineal a 850 nm fue calculado en $\gamma = -2.25 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ usando las expresiones para muestra delgada sin separar efectos térmicos y de absorción. La reproducibilidad de estas mediciones se muestra en la siguiente figura

en la cual se observan los resultados para tres mediciones diferentes con pulsos y sin pulsos.

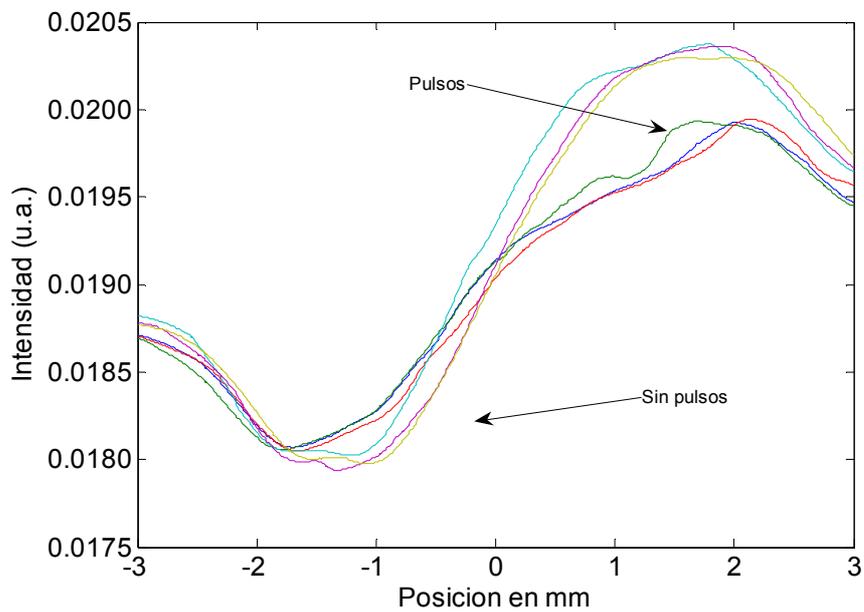


Figura 5.20. Reproducibilidad de 3 mediciones diferentes con la muestra de CdTe, en KLML (con pulsos) y CW (sin pulsos)

También fue usado como material de referencia CdTe debido a que es un material bien documentado y claramente no lineal. Se usaron mono cristales de espesor 1 mm para las mismas condiciones de potencia pico, y los resultados para las mediciones de esta muestra se presentan en la Figura 5.21 y Tabla 3.

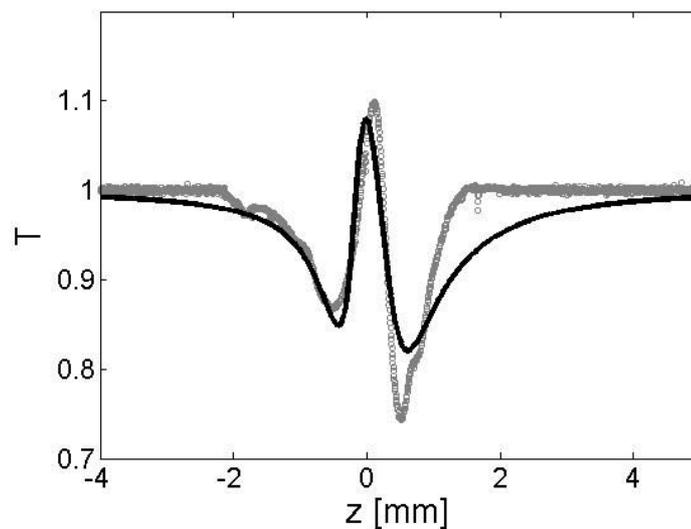
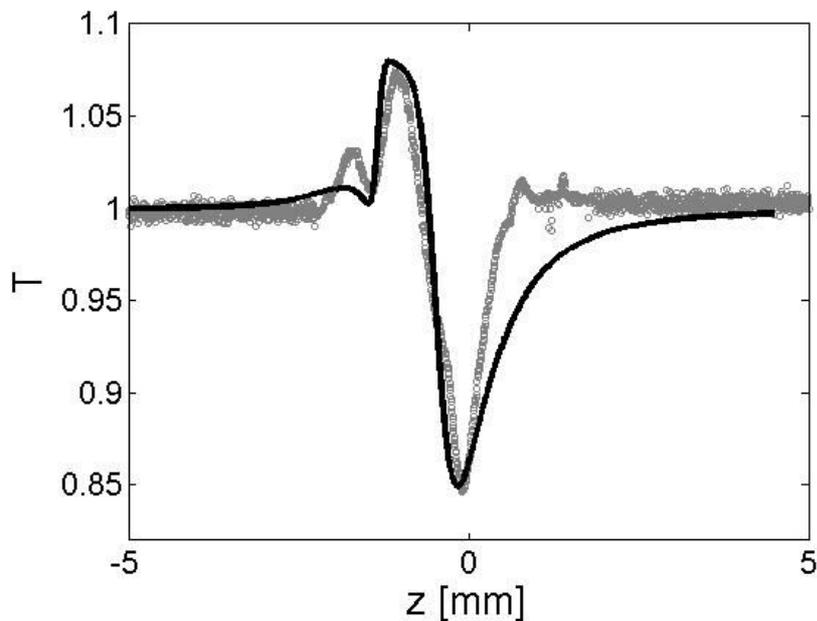


Figura 5.21 - z-scan for the CdTe sample.

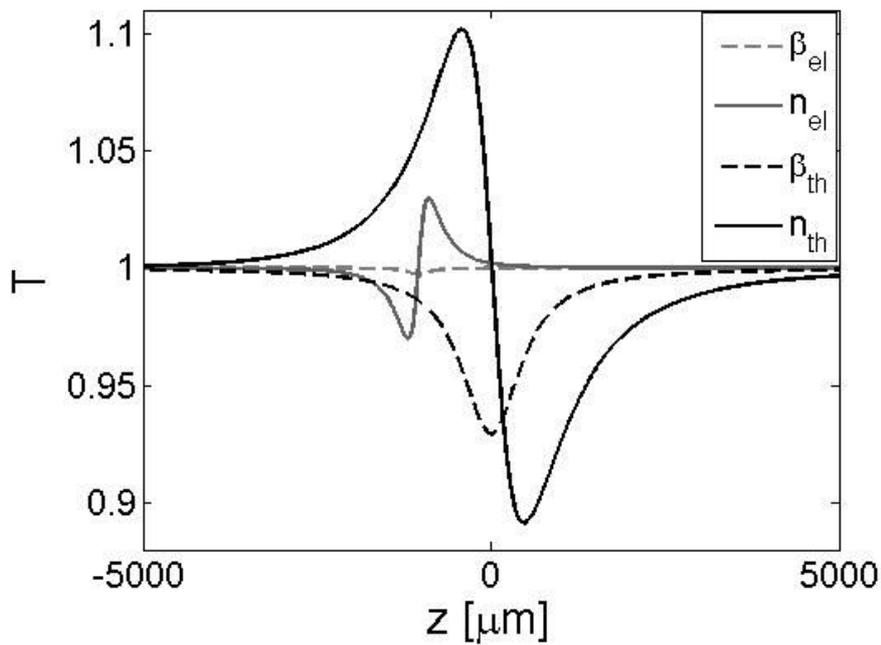
	CS ₂	TiO ₂	CdTe
a [z₀]	5	6	2
b [factor de estiramiento]	3	3	1.8
n_2^I ,electronico [m^2/W]	4e-18	2e-18	15e-18
β electronico [m^2/W]	2e-12	8e-13	-50e-12
n_2^I ,termico [m^2/W]	-1.25e-18	-7e-18	-4e-18
β termico [m^2/W]	2e-12	20e-12	120e-12

Tabla 3 - resultados de las mediciones

Como se ha indicado el oxido de titanio es un material muy prometedor por varias razones, el control de su estructura física y las propiedades electrónicas en nano estructuras son bien conocidas, en estado sólido (bulto) como en solución coloidal [5.17,5.18]. En el primer caso, con nano estructuras sólidas la calidad óptica de la muestra necesita ser mejorada para poder realizar mediciones de los nano tubos formados en arreglo hexagonal, los cuales se espera que produzcan efectos de auto modulación por efecto Kerr en presencia de pulsos en femtosegundos. El material coloidal tiene la ventaja de una buena calidad óptica debida su homogeneidad y la calidad de la celda pero se espera un efecto no lineal menor debido a su estructura energética con una brecha de energía grande. La muestra de solución coloidal contiene nano cristales de anatasa y fueron medidos en una celda de cuarzo de 1 mm de espesor. Los resultados obtenidos son similares a los valores para el material en bulto.



a)



b)

Figura 5.22 - a) medición de z-scan para la muestra de TiO_2 coloidal. b) Efectos separados con valores indicados en la tabla II.

La Figura 5.22 y la Tabla 3 presentan los resultados de medición para la muestra TiO_2 coloidal. La Figura 5.22 b) muestra los efectos separados electrónicos y térmicos, la absorción y el índice de refracción. La suma de todos estos efectos conforma la línea continua de la Figura 5.22 a).

Una detallada caracterización de un material no lineal requiere una alta potencia pico y láseres de muy baja frecuencia de repetición en el orden de Hz lo que implica una costosa infraestructura de láseres en el laboratorio, sin embargo con la disponibilidad actual de láseres de pulsos cortos de bajo costo en el régimen de femtosegundos es posible asistir en la caracterización no lineal de los materiales siguiendo la física de interacción de luz con la materia; identificando los diversos fenómenos involucrados como: corrimiento de la nube electrónica, orientación molecular, respuesta de grupos de moléculas al campo eléctrico, generación de portadores, efectos acústicos y efectos térmicos lineales. Evaluando la posible aportación de todos estos efectos a la respuesta no lineal del material se puede obtener una correlación como la mostrada en los resultados anteriores, en donde se determina el umbral de respuesta para ciertos fenómenos y confirma que aun para 50 kW de potencia pico con frecuencia de repetición alta se puede obtener la respuesta no lineal de CdTe , CS_2 y TiO_2 .

REFERENCIAS DEL CAPÍTULO

- 5.1 J.C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, 2006).
- 5.2 D. T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. E. Sleat, and W. Sibbett, "Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses", *Optics Letters*, **22** (1997).
- 5.3 R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, and T. W. Hänsch, White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser, *Optics Letters*, **26**,(2001).
- 5.4 William J. Wadsworth, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source", *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (2002),2148-2455
- 5.5 R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, and T. W. Hänsch, White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser, *OPTICS LETTERS*, **26** (2001)
- 5.6 NKT Photonics products. (<http://www.nktphotonics.com/side5328.html>)
- 5.7. Sutherland, Richard L, *Handbook of nonlinear optics*, by R.L. Sutherland. 2nd ed., rev. and expanded, 2003
- 5.8. Mansoor Sheik-Bahae, et all, "Sensitive Measurement of optical nonlinearities using a single beam", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **26**, 760 (1990)
- 5.9. D. Ricard, Ph. Roussignol, and Chr. Flytzanis, Surface-mediated enhancement of optical phase conjugation in metal colloids, *Optics Letters*, **10**, 511-513 (1985)
- 5.10. Pete Vukusic, Benny Hallam and Joe Noyes; Brilliant Whiteness in Ultrathin Beetle Scales; *Science* **315**, 348 (2007).
- 5.11. Y. Wang and N. Heron; Nanometer-sized semiconductor clusters: materials synthesis, quantum size effects, and photophysical properties; *J. Phys. Chem.* Vol. **95** 525- 532 (1991).
- 5.12. Y. Wang, A. Suna, W. Mahler and R. Kasowski, PbS in polymers. From molecules to bulk solids *J. Chem. Phys.* **87**, 7315-7322 (1987).

- 5.13. R M. Lima-García and R Quintero-Torres; Synthesis and characterization of nanoparticles of TiO₂; *MRS Proceedings* 2009.
- 5.14. S. Mashid, M. Askari, M. Sasani, *Journal of Materials Processing Technology* **189**, 296-300 (2007).
- 5.15. R. A. Ganeev, A. I. Ryasnyansky, M. Baba, M. Suzuki, N. Ishizawa, M. Turu, S. Sakakibara, H. Kuroda, Nonlinear refraction in CS₂, *Appl. Phys.* **B78**, 433–438 (2004).
- 5.16. E. Reynoso Lara, Z. Navarrete Meza, M.D. Iturbe Castillo, C.G. Treviño Palacios, E. Martí Panameño, M. L. Arroyo Carrasco, Influence of the photoinduced focal length of a thin nonlinear material in the Z-scan technique; *Optics Express*, Vol. **15** Issue 5, pp.2517-2529 (2007).
- 5.17. Pete Vukusic and J. Roy Sambles, Photonic structures in biology, *NATURE* VOL **424** 852 (2003).
- 5.18. R. Quintero Torres, A model for the self structuring of nanotubes in titanium oxide, *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. **7**, 371 (2008).
- 5.19. R. Adair, L. L. Chase, and S. A. Payne Nonlinear refractive index of optical crystals *Phys. Rev. B* **39**, 3337 - 3350 (1989).
- 5.20. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, et al Proc. SPIE 1148:41 (1989).
- 5.21. Van Stryland, E.W., Vanherzeele, H.W., Woodall, M.A., Soileau, M.J., Smirl, A.L., Guha, S., Boggess, T.F.: *Opt. Eng.* **24** (1985) 613.
- 5.22. Canto-Said, E.J. Hagan, D.J. Young, J. van Stryland, E.W. Degenerate four-wave mixing measurements of high order nonlinearities in semiconductors, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume: **27**, 2274-2280 (1991)
- 5.23. J. H. Bechtel and W. L. Smith Two-photon absorption in semiconductors with picosecond laser pulses *Phys. Rev. B* **13**, 3515 - 3522 (1976).
- 5.24. Wang, J., Sheik-Bahae, M., Said, A.A., Hagan, D.J., Van Stryland, E.W.: *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 1009 (1994).
- 5.25. Zhang, X.J., Ji, W., Tang, S.H.: *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1951 (1997).
- 5.26. Krauss, T.D., Wise, F.W.: *Appl. Phys. Lett.* **65** 1739 (1994).

- 5.27. Wang, J., Sheik-Bahae, M., Said, A.A., Hagan, D.J., Van Stryland, E.W.: *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 1009 (1994).
- 5.28. Dabbicco, M., Fox, A.M., von Plessen, G., Ryan, J.F.: *Phys. Rev. B* **53** 4479 (1996).
- 5.29. Tseng, K.Y., Wong, K.S., Wong, G.K.L.: *Opt. Lett.* **21** 180 (1996).
- 5.30. Said, A.A., Sheik-Bahae, M., Hagan, D.J., Wie, T.H., Wang, J., Young, J., Van Stryland, E.W.: *J. Opt. Soc. Am. B* **9** (1992) 405.
- 5.31. Sheik-Bahae, M., Said, A.A., Wei, T.H., Hagan, D.J., Van Stryland, E.W.: *IEEE J. Quantum Electron.* QE-**26** (1990) 760.
- 5.32. S. R. Friberg and P. W. Smith, "Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-**23**, 2089-2094 (1987).
- 5.33. Y. Watanabe, M. Ohnishi and T. Tsuchiya; Measurement of nonlinear absorption and refraction in titanium dioxide single crystal by using a phase distortion method, *Appl. Phys. Lett* 66:3431 (1995).
- 5.34. X. Liu, S. Guo, H. Wang, L. Hou,"Theoretical study on the closed-aperture Z-scan curves in the materials with nonlinear refraction and strong nonlinear absorption" *Opt. Commun.* **197**, 431 (2001)
- 5.35 H. A. Castillo-Matadamas, R. M. Lima-García 1 and R. Quintero-Torres, Ultra fast nonlinear optical properties of TiO₂ nanoclusters at 850 nm. Próxima publicación, *Journal of Modern Optics* (2010)

CAPITULO 6 - CONCLUSIONES

El trabajo de investigación realizado para la escritura de esta tesis permitió obtener resultados experimentales en varios ámbitos, primeramente en las técnicas de diseño de láseres de estado sólido en general y láseres de pulsos ultra cortos en específico para el cristal de Cr:LiSAF y en menor medida con el cristal de Ti:Za. En relación a la metodología de diseño de cavidades resonantes y acoplamiento del bombeo se concluye que las evaluaciones de las dimensiones y ángulos de la cavidad por medio de matrices ABCD usando programas de computo (ver anexo I), son herramienta suficiente para identificar problemas potenciales al momento de construir un láser de estado sólido, y permiten hacer la correcciones necesarias sobre la mesa óptica para obtener la operación en modo continuo del láser.

El avance desde la operación en modo continuo a la operación pulsada con Kerr Lens necesariamente requiere del uso de dos herramientas fundamentales; 1) camaras ccd especialmente modificadas, para la medición del tamaño y distribución del modo transversal fundamental del haz y 2) un excitador periódico intracavidad para realizar el mapa de sensibilidad de Kerr de la cavidad en construcción. La ausencia de estos elementos para el caso de un láser de Cr:LiSAF pueden desmotivar al mas tenaz de los experimentales y en cambio su incorporación brinda certidumbre durante el delicado proceso de optimización de los pulsos.

Otro de los ámbitos con conclusiones experimentales de este trabajo son las potenciales aplicaciones de los pulsos cortos en metrología de frecuencias ópticas por medio de peines de frecuencia. El ensanchamiento espectral demostrado para pulsos con láser de Cr:LiSAF confirman la generación de pulsos con suficiente potencia pico y permiten concluir sobre la necesidad de aumentar la potencia del láser de bombeo para alcanzar el ancho espectral necesario para cubrir lo patrones primarios existentes en nuestro país en metrología dimensional y eventualmente en metrología de tiempo y frecuencia.

6.1 Conclusiones sobre la estabilidad de operación en KLML

La estabilidad en la operación del KLML del láser Cr:LiSAF se puede mejorar notablemente hasta alcanzar varias horas de estabilidad continua. Esta estabilidad puede ser alcanzada tomando en cuenta al menos dos parámetros importantes adicionales al diseño de la cavidad.

I Mejora de la estabilidad de temperatura de la mesa óptica y del láser de bombeo, por medio de un sistema de aire acondicionado en el laboratorio del láser; esto permite estabilizar en un intervalo de temperatura el aire del laboratorio limitando el calentamiento de la mesa óptica y el aire de enfriamiento del láser de bombeo razón

por la cual la estabilidad del haz de bombeo (pointing stability) mejora así como la estabilidad mecánica del conjunto de pedestales y soportes ópticos que conforma la cavidad del láser. El aire acondicionado también limita el incremento de la temperatura del agua de enfriamiento usada para el cristal de Cr:LiSAF y el láser de bombeo el cual tiene enfriamiento por aire y agua.

II Optimización de la compensación de la dispersión de velocidad de grupo por medio del aumento de haces incidentes en los espejos chirp usados en el láser. Se comprobó que la especificación ofrecida por el fabricante de los espejos¹ para el chirp negativo a 850 nm no es correcta, aun cuando el ángulo de incidencia usado es muy cercano a la incidencia normal. El aumento de chirp negativo en la cavidad ensancha notablemente el espectro de auto modulación de la fibra micro estructurada, lo que es directamente proporcional a la reducción en el ancho de pulso para una potencia constante acoplada en la fibra. La sobre compensación de GVD con dispersión negativa de los espejos chirp dentro de la cavidad, es necesaria para compensar la dispersión extracavidad provocada por los lentes de enfoque empleados para las aplicaciones relacionadas con fibra micro estructurada o medición de materiales.

6.2 Contribuciones técnicas del trabajo de investigación

La construcción un láser de pulsos cortos con la visión de aplicaciones en metrología lleva consigo el problema de desempeño robusto y estable del láser para permitir las mediciones sobre materiales no lineales o bien en frecuencias ópticas. El alcance del presente trabajo de investigación permitió la valoración de muchos de los factores de influencia en la estabilidad del láser analizados en los capítulos 3 y 4. Y dio como resultado múltiples diseños y construcciones de cavidades resonantes así como el análisis final sobre una cavidad resonante de baja frecuencia de repetición para el caso de Cr:LiSAF y cavidad de anillo en el caso de Ti:Za.

Las contribuciones técnicas del trabajo se encuentran en el ámbito de la ingeniería del láser por medio de la construcción de dispositivos y técnicas propuestas para el desarrollo de láseres de pulsos ultracortos de bajo costo como es el caso del láser de Cr:LiSAF. Estas contribuciones se mencionan a continuación:

Se analizó el bombeo óptico de bajo costo por medio de diodos láser a 670 nm y sus potenciales problemas de uso para láseres de pulsos ultracortos Kerr Lens de Cr:LiSAF, en este punto es importante destacar la importancia del uso de cámaras CCD modificadas que permiten la medición directa del perfil transversal de los haces.

Uso de láseres DPSS a 671 nm recientemente desarrollados y que pueden ser usados para el bombeo óptico del cristal de Cr:LiSAF; se demostró que los láseres de

¹ Espejos Chirp 10Q20UF.40 de Newport.

pulsos ultracortos contruidos con bombeo DPSS son una solución simple y robusta para el cristal de Cr:LiSAF operando en amarre de modos por Kerr Lens, y que la estabilidad del láser se puede optimizar al límite de ruido del láser de bombeo.

Se demostró la compensación y optimización de la dispersión de velocidad de grupo GVD en el láser de Cr:LiSAF por medio de espejos de penetración variable lo que aseguró pulsos menores de 100 fs adecuados para el ensanchamiento en fibras micro estructuradas.

Se construyo un autocorrelador de segundo orden para la medición del ancho de pulsos basado en absorción no lineal de dos fotones con diodos emisores de luz.

Se propuso un método y el modelo correspondiente para la medición del índice de refracción no lineal de materiales sólidos y líquidos con el láser de pulsos ultracortos de Cr:LiSAF a aproximadamente 30 MHz de frecuencia de repetición. Dicho método fue empleado en la medición de disulfuro de carbono, oxido de titanio y telurio de cadmio. Los resultados de estas mediciones se muestran en el capítulo 5 y en la próxima publicación [5.35]

Se demostró el ensanchamiento espectral del láser de pulsos cortos por medio de fibra micro estructurada cubriendo un espectro desde el amarillo intenso al infrarrojo cercano (590 nm a 940 nm). Con usos potenciales para la medición diferencial de frecuencia óptica de patrones primarios en metrología dimensional.

6.3 Innovaciones del trabajo con respecto a desarrollos similares

El trabajo experimental en conjunto con la tesis escrita producto de los resultados obtenidos tienen como principales contribuciones las siguientes:

La descripción detallada de un método confiable para la obtención de pulsos cortos con los diversos esquemas analizados para la cavidad resonante incluyendo el uso de un cristal de Ti:Za o Cr:LiSAF.

El método presentado está basado en el uso de un excitador periódico intracavidad para el análisis de la sensibilidad de Kerr lens dentro del intervalo de estabilidad de la cavidad y la incorporación de un bombeo DPSS de buena calidad óptica.

La incorporación y prueba de desempeño de un láser de pulsos ultracortos con cristal de Cr:LiSAF bombeado únicamente con los recientemente desarrollados láseres DPSS de bajo costo a 671 nm en sustitución del bombeo convencional de láseres semiconductores empleado para este cristal.

El empleo de láseres DPSS para el bombeo de láseres de Cr:LiSAF es novedoso y no tiene referencias en publicaciones hasta el momento para láseres Cr:LiSAF pulsados por Kerr Lens mode locking.

Los desarrollos de láseres similares reportados en las referencias citadas en este trabajo no hacen uso del ensanchamiento espectral por medio de fibras micro estructuradas como parámetro de control para optimizar el ancho real del pulso incluyendo la dispersión de todos los elementos ópticos involucrados dentro y fuera de la cavidad.

A excepción del trabajo de Holzwarth et al ², el resto de los láseres de pulsos ultracortos por medio de Kerr Lens desarrollados con Cr:LiSAF no ha reportado resultados del ensanchamiento espectral que permita su aplicación a mediciones de frecuencia óptica.

La búsqueda de patentes relacionadas con el desarrollo de láseres de Cr:LiSAF solicitada al Instituto Mexicano de la Propiedad Industrial (IMPI) con fecha de febrero de 2010, reporto un total de 72 solicitudes de patentes publicadas en México, Estados Unidos, España, Japón, y oficina europea de patentes. Todas estas relacionadas con los descriptores de búsqueda Cr:LiSAF ultrashort laser pulse, Cr:LiSAF femtosecond laser, Cr:LiSAF frequency comb.

En el análisis de los resúmenes de patente enviados por el IMPI no se encontró ningún registro de láseres de pulsos ultracortos de Cr:LiSAF empleando bombeo DPSS específicamente, aun cuando existen muchas aplicaciones de estos láseres como fuentes sintonizables, para procesamiento de materiales, fuentes compactas de pulsos cortos, como fuentes para generación de segundo y tercer armónico entre otras aplicaciones.

6.4 Lista de publicaciones y actividades de investigación relacionada con la tesis

Los artículos técnicos publicados en base a los resultados obtenidos en el desarrollo de la investigación son los siguientes:

1. Castillo M. Quintero T., "Improvement of the operation parameters for a Cr: LiSAF Ultrashort-Pulse Laser", *Laser Physics*, 18 (2008), 246-252.
2. Castillo M. Quintero T., "Pump efficiency and beam quality control in an end-pumped Cr:LiSAF laser", *Laser Physics*, 18 (2008), 625-631.
3. Castillo M. Quintero T., " DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE CAVIDADES RESONANTES PARA LÁSERES DE PULSOS ULTRACORTOS DE Ti:Zafiro Y Cr:LiSAF, simposio de metrología 2008, Centro Nacional de Metrología, Querétaro (2008)

² R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, and T. W. Hänsch, "White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser", *Opt. Lett.*, **26**, 1376 (2001)

4. La participación en el taller internacional “Quantum metrology and fundamental constants” llevado a cabo en in Les Houches, Francia del 1 al 12 de Octubre 2007 en donde se presento el poster “DEVELOPMENT OF A RESONANT CAVITY FOR A Cr:LiSAF ULTRASHORT PULSE LASER”

5. H. A. Castillo-Matadamas, R. M. Lima-García 1 and R. Quintero-Torres, *Ultra fast nonlinear optical properties of TiO2 nanoclusters at 850 nm*. Próxima publicación, *Journal of Modern Optics* (2010)

Adicionalmente se realizó una estancia de investigación experimental al inicio de mis estudios de doctorado en el instituto de metrología primario de Alemania “Physikalisch-Technische Bundesanstalt” (PTB), en Braunschweig Alemania del 16 Abril al 25 Mayo de 2006. La estancia se realizó en el tema de “Láseres de pulsos ultracortos de Ti-Za y peines de frecuencia” en la sección 5.31 del PTB a cargo del Dr. Harald Schnatz.

En el anexo IV se incluyen las publicaciones mencionadas y el comunicado de recomendación de publicación del *peer review* de la revista *Journal of Modern Optics*.

Anexo I

Cámara CCD para medición de haz láser

Las cámaras CCD utilizadas como herramienta en la visualización y medición del perfil transversal de los haces láser ya sea de bombeo o intracavidad se han elegido del tipo cámara WEB genérica debido a que pueden conseguirse a muy bajo precio y su utilización por medio de MatLab es simple.

Fueron usados varios modelos de cámara sin embargo una cámara particularmente adecuada por su compatibilidad con Windows y su resolución es el modelo lifecamVX-1000 de Microsoft con las siguientes características:

1. Resolución de 640 × 480 pixeles en foto y video
2. Hasta 30 cuadros por segundo
3. Compatible con Windows Vista® / Windows® XP con Service Pack 2 (SP2)
4. Conexión a puerto USB 2.0

La conexión con MatLab una vez montado el driver en Windows se realiza con el siguiente código:

```
info = imaqhwinfo('winvideo') %informacion del dispositivo de captura  
vid = videoinput('winvideo',1,'RGB24_640x480')%640x480 pixels  
%da de alta webcam y define el modo y resolución de la cámara.  
preview(vid); % muestra el video del dispositivo indicado  
%Acquire and display a single image frame.  
frame = getsnapshot(vid); %adquire una imagen del dispositivo de video  
image(frame); %muestra la imagen del dispositivo adquirido con el comando anterior  
delete(vid); %remueve el dispositivo cagado en memoria.
```

Las imágenes adquiridas por este medio pueden ser editadas con MatLab para determinar su tamaño en pixeles. Para la cámara Vx-1000 el tamaño promedio del pixel fue medido en $4.8 \mu\text{m}$ de ancho (horizontal) por $4.96 \mu\text{m}$ de alto (vertical). La orientación horizontal y vertical son referidas a la cámara cuando se encuentra con el botón de disparo hacia arriba.

La cámara debe ser retirada de su empaque plástico y se le deben de colocar los filtros neutros necesarios para evitar su saturación. En las siguientes figuras se muestra la cámara preparada para su operación con filtros colocados y sin filtros.

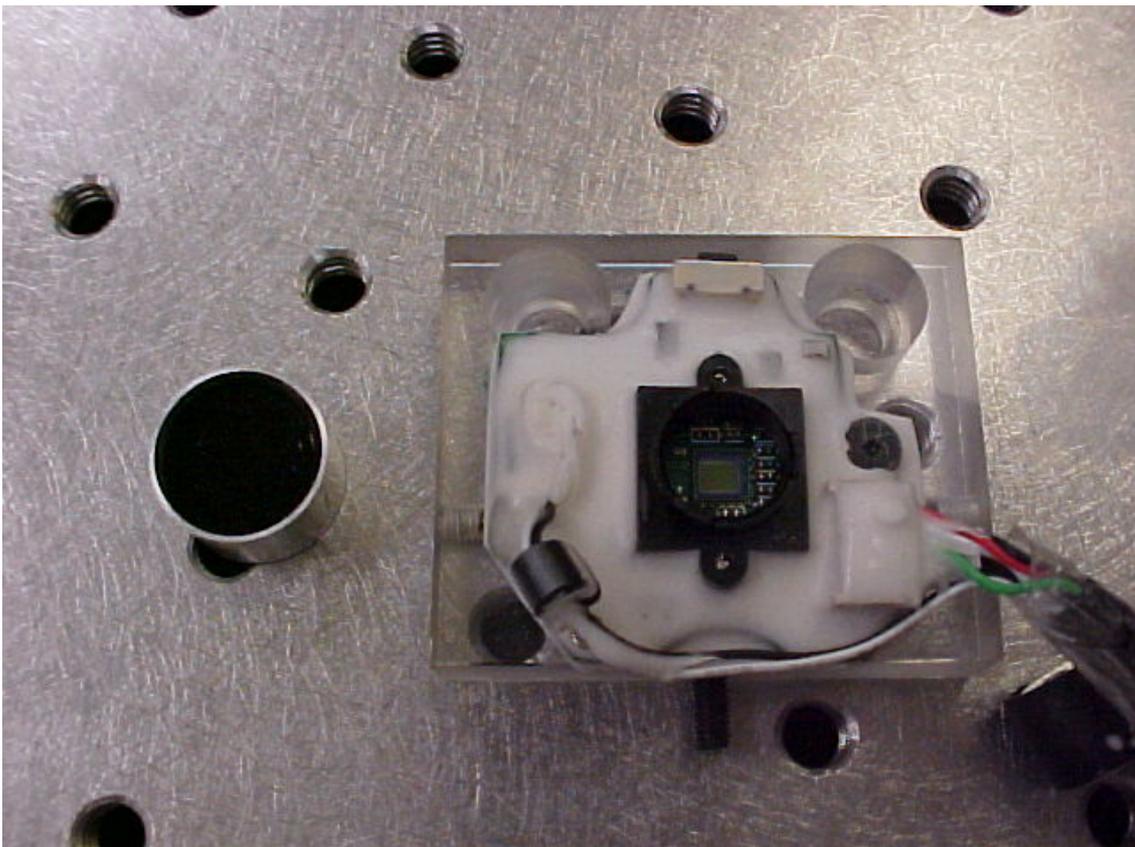


Figura 1. Circuito de la cámara montado en una superficie de acrílico para su fácil operación. Se muestran con los filtros de densidad neutra retirados

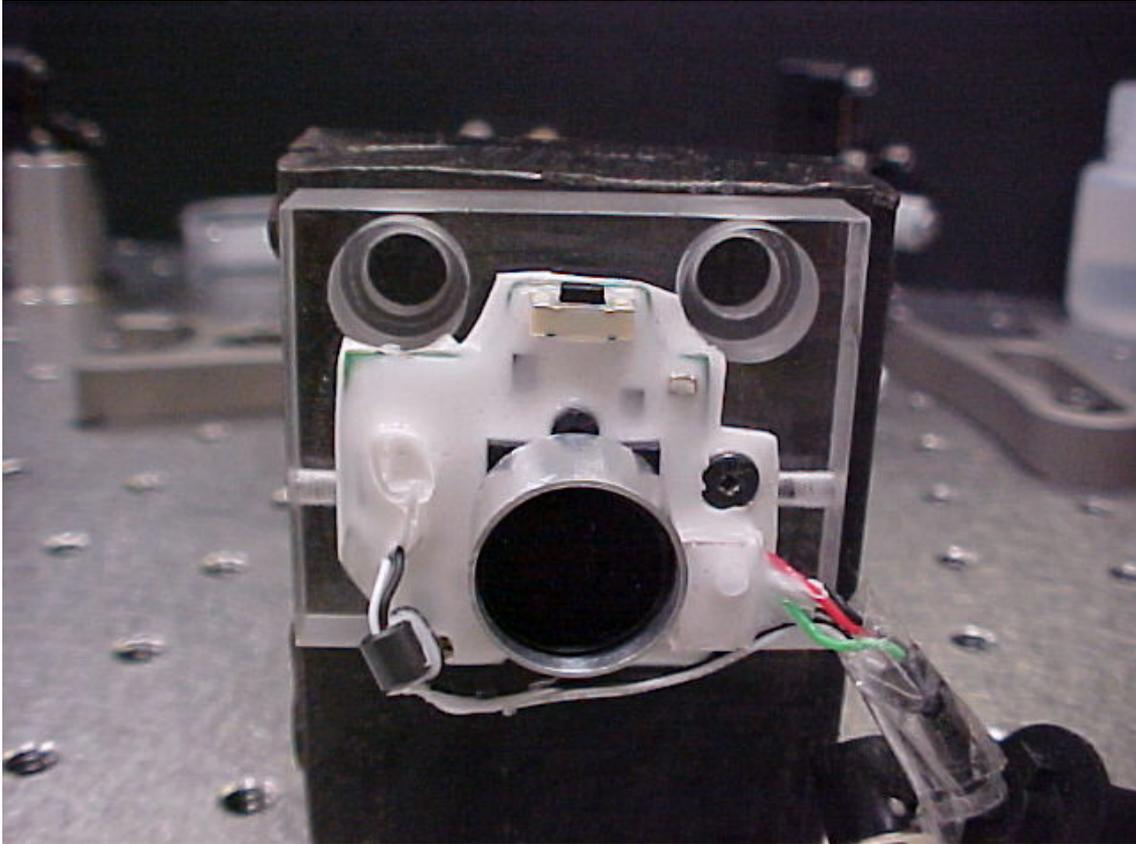


Figura 2. Circuito de la cámara. El soporte de acrílico tiene un magneto para deslizar sobre un soporte metálico a fin de ajustar fácilmente su posición con respecto al haz que se desea visualizar

Anexo II

Ejemplo de programa de MatLab para simulación de haz de bombeo

A continuación se muestra un ejemplo del programa para MatLab en el cual se simula un haz de bombeo a través de una trayectoria con un lente esférico, un lente de distancia focal 200 mm, un lente de 75 mm de distancia focal y a través de un espejo de curvatura $R=-100$ mm. Los parámetros geométricos de todos los elementos fueron obtenidos del fabricante y se ingresan en el programa para describir cada una de las superficies por medio de sus matrices ABCD.

```
%*****  
  
clear all  
  
lamb=.670;%um  
  
n=1;%air  
  
M=1000; %1000  
  
elem=0;  
  
Rn0=realmax;%um  
  
wn0=4*lamb/(2*pi*theta)  
  
%wn0=1.5;%um 4.81805293 x 2 angulo total en eje normal  
  
qn0=1/(1/Rn0-i*lamb/(pi*n*wn0^2));  
  
Rp0=realmax;%um  
  
wp0=wn0;%2.444;%um 1.0502676 x 2 grados angulo total en eje paralelo  
  
qp0=1/(1/Rp0-i*lamb/(pi*n*wp0^2));  
  
  
num=11;  
  
z=zeros(M*num,1);  
  
Routn=zeros(M*num,1);  
  
Routp=zeros(M*num,1);  
  
woutn=zeros(M*num,1);  
  
woutp=zeros(M*num,1);  
  
Rapap=zeros(M*num,1);
```

```

trident=-1e3 %traslacion de espejo
x1=25;% distancia laser - fibra [um]

%x2=1.36e3+380+100;%distancia fibra - lente asferico [um]
x2=1.1e3+380+100;%distancia fibra - lente asferico [um]
x3=275e3;% distancia lente asferico - lente f200 [um]
x4=65e3;% distancia lente f200 - lente f75 [um]
x5=27e3;% distancia lente f75 - espejo cavidad R100 [um]
x6=100e3;% distancia de propagacion despues de R100 [um]

%***** Laser - fibra por aire
for k=1:M
    z(elem*M+k)=k*x1/M+0;
    d=k*x1/M;
    MAT0=[1 d;0 1];
    MAT =[1 d;0 1];
    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));
    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);
    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi);
    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));
    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);
    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi);
    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);
end
    elem=elem+1

%***** dentro de la fibra
R10=-75; %um primera superficie fibra...inf is plane, + is concava a la izquierda, - is concava a la derecha
R20=75; %segunda superficie fibra
t0=150; %Diametro
n0=1.509 ;
M0=[1 0;(1-n0)/R20 n0]*[1 t0;0 1]*[1 0;(n0-1)/n0/R10 1/n0];

```

```

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*t0/M+x1;

    d=k*t0/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*[1 0;(n0-1)/n0/R10 1/n0]*[1 x1;0 1];

    MAT =[1 d;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi/n0);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi);

    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

    elem=elem+1

%*****          fibra - lente 1 por aire

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*x2/M+t0+x1; %aquí se tiene el error de que zn zp son diferentes por el índice de la fibra

    d=k*x2/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*M0*[1 x1;0 1];

    MAT=[1 d;0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi);

    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

    elem=elem+1

%*****          dentro de la primera lente (asferico)

R11=-19.61e3; %um primera superficie...inf is plane, + is concava a la izquierda, - is concava a la derecha

R21=3.25e3; %segunda superficie

```

```

t1=3.04e3; %espesor  datos de asferico C610 (mas parecido al C570)

n1=1.6 ;% para material Corning C0550 a aprox 700 nm, indice de refraccion; BK7 1060 1.50669, 852.1
1.50980, 656.3 1.51432

M1=[1 0;(1-n1)/R21 n1]*[1 t1;0 1]*[1 0;(n1-1)/n1/R11 1/n1];

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*t1/M+x2+t0+x1;

    d=k*t1/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*[1 0; (n1-1)/n1/R11 1/n1]*[1 x2; 0 1]*M0*[1 x1;0 1];

    MAT=[1 d;0 1]*[1 0; (n1-1)/n1/R11 1/n1]*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi/n1);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi/n1);

    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

elem=elem+1

%***** lente 1 - lente 2

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*x3/M+t1+x2+t0+x1;

    d=k*x3/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*M0*[1 x1;0 1];

    MAT=[1 d;0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi);

    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

```

```

elem=elem+1

%***** dentro de lente f200(r=103000

R12=-39070; %primera superficie...inf is plane, + is concava a la izquierda, - is concava a la derecha

R22=realmax; %segunda superficie

t2=2.8e3; %espesor

n2=1.509 ;%indice de refraccion

M2=[1 0;(1-n2)/R22 n2]*[1 t2;0 1]*[1 0; (n2-1)/n2/R12 1/n2];

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*t2/M+x3+t1+x2+t0+x1;

    d=k*t2/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*[1 0; (n2-1)/n2/R12 1/n2]*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*M0*[1 x1;0 1];

    MAT= [1 d;0 1]*[1 0; (n2-1)/n2/R12 1/n2]*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi/n2);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi/n2);

    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

elem=elem+1

%***** tente 2 - lente 3

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*x4/M+t2+x3+t1+x2+t0+x1;

    d=k*x4/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*M0*[1 x1;0 1];

    MAT=[1 d;0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

```

```

woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi);

Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

elem=elem+1

%***** dentro de lente f75

R13=realmax; %primera superficie...inf is plane, + is concava a la izquierda, - is concava a la derecha

R23=39070; %segunda superficie

t3=3e3; %espesor

n3=1.509 ;%indice de refraccion

M3=[1 0;(1-n3)/R23 n3]*[1 t3;0 1]*[1 0; (n3-1)/n3/R13 1/n3];

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*t3/M+x4+t2+x3+t1+x2+t0+x1;

    d=k*t3/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*[1 0; (n3-1)/n3/R13 1/n3]*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*M0*[1 x1;0 1];

    MAT =[1 d;0 1]*[1 0; (n3-1)/n3/R13 1/n3]*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi/n3);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi/n3);

    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

elem=elem+1

%***** Propagacion despues de la tercera lente

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*x5/M+t3+x4+t2+x3+t1+x2+t0+x1;

    d=k*x5/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*M3*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*M0*[1 x1;0 1];

    MAT=[1 d;0 1]*M3*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

```

```

Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi);

qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi);

Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

elem=elem+1

%***** dentro de espejo R100

R14=realmax; %primera superficie...inf is plane, + is concava a la izquierda, - is concava a la derecha

R24=-100e3; %segunda superficie

t4=6.048e3; %espesor

n4=1.509 ;%indice de refraccion

M4=[1 0;(1-n4)/R24 n4]*[1 t4;0 1]*[1 0; (n4-1)/n4/R14 1/n4];

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*t4/M+x5+t3+x4+t2+x3+t1+x2+t0+x1;

    d=k*t4/M;

    MAT0=[1 d;0 1]*[1 0; (n4-1)/n4/R14 1/n4]*[1 x5; 0 1]*M3*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*M0*[1
x1;0 1];

    MAT =[1 d;0 1]*[1 0; (n4-1)/n4/R14 1/n4]*[1 x5; 0 1]*M3*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0
1]*[1 x1;0 1];

    qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

    Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

    woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi/n3);

    qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

    Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

    woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi/n3);

    Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

elem=elem+1

%***** Propagacion despues de la tercera lente

for k=1:M

    z(elem*M+k)=k*x6/M+t4+x5+t3+x4+t2+x3+t1+x2+t0+x1;

```

```

d=k*x6/M;

MAT0=[1 d;0 1]*M4*[1 x5; 0 1]*M3*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*M0*[1 x1;0 1];

MAT=[1 d;0 1]*M4*[1 x5; 0 1]*M3*[1 x4; 0 1]*M2*[1 x3; 0 1]*M1*[1 x2; 0 1]*[1 t0;0 1]*[1 x1;0 1];

qoutn=(MAT0(1,1)*qn0+MAT0(1,2))/(MAT0(2,1)*qn0+MAT0(2,2));

Routn(elem*M+k)=1/real(1/qoutn);

woutn(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutn)/pi);

qoutp=(MAT(1,1)*qp0+MAT(1,2))/(MAT(2,1)*qp0+MAT(2,2));

Routp(elem*M+k)=1/real(1/qoutp);

woutp(elem*M+k)=sqrt(-lamb/imag(1/qoutp)/pi);

Rapap(elem*M+k)=MAT(1,1);

end

%***** Grafica...R, w y zoom

figure(2)

plot (z,woutp,'b',z,woutn,'r',z,abs(Rapap)*100,'g',z,abs(Rapap)*100+woutp,'k');

title('astigmatismo de bombeo ');

xlabel('Longitud de la cavidad a partir de espejo 1 [um]');

ylabel('w [um]');

```

Anexo III

Expresiones para la dispersión de la luz en un medio

La dispersión de velocidad de grupo de un haz de luz de amplio espectro al viajar por un material está definida de la siguiente manera:

$$\frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{\lambda_o^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda_o^2}$$

De la tal forma que se pueden derivar expresiones para calcular la dispersión de la velocidad del grupo de las diferentes longitudes de onda (*group velocity dispersion* GVD)

Con c la velocidad de la luz, λ la longitud de onda del haz y $n(\lambda)$ el índice de refracción del material. La derivación de las expresiones anteriores, es la siguiente:

Teniendo que

$$k = \frac{\omega n}{c}, \quad c = \lambda_o f, \quad \lambda_o = \frac{2\pi c}{\omega}, \quad \omega = 2\pi f = \frac{2\pi f}{\lambda_o}$$

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{\omega}{c} \frac{dn}{d\omega} + \frac{n}{c}$$

$$\frac{d\lambda_o}{d\omega} = -\frac{2\pi c}{\omega^2} \Rightarrow \frac{d\omega}{d\lambda_o} = -\frac{\omega^2}{2\pi c}$$

$$d\omega = -\frac{\omega^2}{2\pi c} d\lambda_o$$

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{dn}{-\frac{\omega^2}{2\pi c} d\lambda_o} =$$

$$\frac{n}{c} - \frac{2\pi c \omega}{c \omega^2} \frac{dn}{d\lambda_o} =$$

$$\frac{n}{c} - \frac{2\pi}{2\pi c} \frac{dn}{\lambda_o} =$$

$$\frac{n}{c} - \frac{\lambda_o}{c} \frac{dn}{d\lambda_o}$$

$$\boxed{\frac{dk}{d\omega} = \frac{n}{c} - \frac{\lambda_o}{c} \frac{dn}{d\lambda_o}} \quad (1)$$

$$\frac{d}{d\omega} = \frac{d\lambda_o}{d\omega} \frac{d}{d\lambda_o} =$$

$$-\frac{2\pi c}{\omega^2} \frac{d}{d\lambda_o} = -\frac{2\pi c}{\left(\frac{2\pi c}{\lambda_o}\right)^2} \frac{d}{d\lambda_o} = -\frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \frac{d}{d\lambda_o}$$

$$\boxed{\frac{d}{d\omega} = -\frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \frac{d}{d\lambda_o}} \quad (2)$$

De 1 se tiene;

$$\begin{aligned} \frac{d^2k}{d\omega^2} &= \frac{d}{d\omega} \left(\frac{dk}{d\omega} \right) = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{dn}{d\omega} \right) \\ &= \frac{1}{c} \left(\frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} + \frac{dn}{d\omega} \right) \\ &= \frac{1}{c} \left(\frac{2dn}{d\omega} + \frac{2\pi c}{\lambda_o} \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \end{aligned}$$

$$\boxed{\frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \left(\frac{2dn}{d\omega} + \frac{2\pi c}{\lambda_o} \frac{d^2n}{d\omega^2} \right)} \quad (3)$$

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{dn}{d\lambda_o} \frac{d\lambda_o}{d\omega} = -\frac{2\pi c}{\omega^2} \frac{dn}{d\lambda_o} = -\frac{2\pi c}{\left(\frac{2\pi c}{\lambda_o} \right)^2} \frac{dn}{d\lambda_o}$$

$$\boxed{\frac{dn}{d\omega} = -\frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \frac{dn}{d\lambda_o}} \quad (4)$$

$$\frac{d(dn)}{d\omega^2} = -\frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \frac{d}{d\lambda_o} \left(-\frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \frac{dn}{d\lambda_o} \right)$$

$$\boxed{\frac{d(dn)}{d\omega^2} = \frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \left(\frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \frac{d^2n}{d\lambda_o^2} + \frac{\lambda_o}{\pi c} \frac{dn}{d\lambda_o} \right)} \quad (5)$$

De 3, sustituyendo 4 y 5 se tiene

$$\frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \left[-\frac{\lambda_o^2}{\pi c} \frac{dn}{d\lambda_o} + \lambda_o \left(\frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \frac{d^2n}{d\lambda_o^2} + \frac{\lambda_o}{\pi c} \frac{dn}{d\lambda_o} \right) \right]$$

$$\boxed{\frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \frac{\lambda_o^3}{2\pi c} \frac{d^2n}{d\lambda_o^2}}$$

(6)

Anexo IV

Publicaciones derivadas del trabajo de investigación

----- Original Message -----

Subject:Journal of Modern Optics - Decision on Manuscript ID TMOP-2010-0153

Date:Thu, 29 Apr 2010 04:21:57 -0400 (EDT)

From:j.marangos@imperial.ac.uk

To:rquintero@fata.unam.mx

29-Apr-2010

Dear Dr Quintero-Torres,

Your manuscript entitled "Ultra fast nonlinear optical properties of TiO₂ nanoclusters at 850 nm" which you submitted to Journal of Modern Optics, has now been reviewed. The reviewer comments are included at the bottom of this letter.

The reviews are in general favourable and suggest that, subject to minor revisions, your paper could be suitable for publication. Please consider these suggestions, and I look forward to receiving your revision.

When you revise your manuscript please highlight the changes you make in the manuscript by using the track changes mode in MS Word or by using bold or coloured text.

To submit the revision, log into <http://mc.manuscriptcentral.com/tmop> and enter your Author Centre, where you will find your manuscript title listed under "Manuscripts with Decisions." Under "Actions," click on "Create a Revision." Your manuscript number has been appended to denote a revision. Please enter your responses to the comments made by the reviewers in the space provided. You can use this space to document any changes you made to the original manuscript. Please be as specific as possible in your response to the reviewers.

IMPORTANT: Your original files are available to you when you upload your revised manuscript. Please delete any redundant files before completing the submission.

Because we are trying to facilitate timely publication of manuscripts submitted to Journal of Modern Optics, your revised manuscript should be uploaded within six weeks. If it is not possible for you to submit your revision in this amount of time, we may have to consider your paper as a new submission.

Once again, thank you for submitting your manuscript to Journal of Modern Optics and I look forward to receiving your revision.

Yours sincerely,
Professor Jonathan Marangos
Editor in Chief, Journal of Modern Optics
j.marangos@imperial.ac.uk

Reviewer Comments to Author:

Reviewer: 1
Comments to the Author

The current paper deals with a very interesting subject: Ultra fast nonlinear optical properties of TiO₂ nanoclusters. In brief, the authors checked the importance of specific structural characteristics of titanium oxide nano-objects as entities that can be utilized as non linear optical nanomaterials.

The manuscripts starts very well and expands in a convincing manner up to the section "results and discussion" . The latter section seems to be too short and not very informative for the reader, despite the fact the reported results are very interesting.

I believe that the authors should try to be more informative in this part of their discussion giving more details about the reported results.

For instance in page 10 the authors write:

"Though the nonlinear absorption is not well documented yet, the similarity with the published results [8] for pure thermal and pure electronic is remarkable."

This part should be more descriptive since it is not obvious.

Also the authors should explain what they mean by the term weak synergic effect at the last line of the the section "Conclusions"

After this part of the manuscript is properly revised, the manuscript will be suitable for publication.

Pump Efficiency and Beam Quality Control in an End-Pumped Cr:LiSAF Laser

H. Castillo-Matadamas^{a, b, *} and R. Quintero-Torres^{a, **}

^a Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada, Universidad Nacional Autónoma de México,
Apartado Postal 1-1010, Querétaro 76000, México

^b Centro Nacional de Metrología, División de Metrología Dimensional, Km 4, 5 carretera a los Cues,
El Marques Querétaro, C.P. 76241, México

*e-mail: hcastillo@cenam.mx

**e-mail: rquintero@fata.unam.mx

Received December 6, 2007

Abstract—The laser radiation production in an end-pumped laser requires taking into consideration the following: (a) the optical pumping system, (b) the thermal and spectroscopic characteristics of the gain medium, (c) the mode overlap, and (d) the interaction with the optical resonator. The correlation between the previous four factors is needed to guide the design and evaluation of such a laser system. This suggestion is a better methodology than focusing the discussion on only one factor of the system ignoring interactions. Here, we use these arguments to supervise the complete process with a one-watt pump-diode laser largely astigmatic and a Cr:LiSAF gain medium highlighting the importance between interactions.

PACS numbers: 42.15.Eq, 42.60.-v, 68.60.Dv

DOI: 10.1134/S1054660X08050125

1. INTRODUCTION

A complete model for the performance of the oscillator includes efficient control of the processes that transform the pump radiation into the output laser. In this discussion, we will be concerned with an end-pumped laser oscillator, and some factor will remain unchanged, like the wavelength distribution in the pump source and the general properties for the gain medium. The main discussion will be on the optical characteristics of the pump source, the optical system to deliver the power to the gain medium, the transfer of radiation from the pump to the gain medium, optical, geometrical, and spectral characteristics of the gain medium and the interaction with the resonator.

Any of the factors in the system can be modified independently, and, by itself, optimization is possible for each factor but not necessarily for the whole system due to the interaction between factors. The pump factor is defined by the pump source, its radiance [$\text{W sr}^{-1} \text{m}^{-2}$], and the wavefront curvature for each position in the propagation axis. The optical system is intended to manipulate these variables [1]. The gain factor relates its spectroscopic properties with the pump properties; moreover, in some cases, a decrease in the lasing efficiency will be produced with the pump irradiance [W m^{-2}] and this will define its performance [2]. The mode overlap factor is usually simplified to the recipe: a pump diameter smaller than the laser diameter. In general, this is unsatisfactory, particularly if the pump source cannot be controlled to decrease the diameter at will [3, 4]. The resonator factor is usually ignored,

assuming that its performance is defined independently of the interaction with the pump system [5].

With all highly astigmatic pump sources, one concern is the pump power. Increasing the output power of a laser requires scaling the pump laser. In a flat, normal incidence gain medium, the polarization coupling could increase the power by two, using orthogonal polarizations. A cavity with two Brewster gain media will permit an increase in power by four, pumping each crystal side with two lasers. In a fiber bundle source, the limit is the technology, with a limited optical quality due to the large fiber diameter.

In a Brewster gain medium with only one pump, the search for a high power is translated into an increase in the pump laser power, usually bringing a low optical quality and a large astigmatic source. As a consequence, the focusing of the pump is difficult and the mode overlap between the fundamental mode of the laser and the laser pump beam is limited and compromised.

The maximum radiance of the pump diode available is defined by the technology of the diodes on hand; today, one watt with $1 \times 200 \mu\text{m}$ is common at 670 nm. The gain medium used is Cr³⁺-doped LiSrAlF₆ (Cr:LiSAF) and the conditioning optics must be as simple as possible; the purpose is to deliver the irradiance in the gain medium with specific propagation parameters and to interact in a positive manner with the laser cavity.

Improvement of the Operation Parameters for a Cr:LiSAF Ultrashort-Pulsed Laser

H. Castillo-Matadamas^{a, b, *} and R. Quintero-Torres^{a, **, *}

^a Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada, Universidad Nacional Autónoma de México,
Apartado Postal 1-1010, Querétaro, 76000 México

^b Centro Nacional de Metrología, División de Metrología Dimensional, Km 4, 5 carretera a los Cues,
El Marques Querétaro, 76241 México

*e-mail: hcastill@cenam.mx

**e-mail: rquintero@fata.unam.mx

Received October 1, 2007

Abstract—The optimization of the pumping power that is focused on a gain medium inside an optical cavity is fundamental for increasing the efficiency of the power transferred inside a crystal, in this way increasing the output power of the laser. Nevertheless, in the case of pumping with a highly astigmatic laser diode, an undesirable form of the beam is focused on the cavity and the process to improve the cross section and sizes of the beam produce a notable reduction in the effective pump power ultimately focused in the crystal. The cavity design improvements for a Cr:LiSAF laser pumped with a $200\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ laser diode emission is presented for three different configurations, Z, V, and ring. The pump power is introduced in the cavity through a simple optical array, coupling more than 83% of the laser-diode power. The design requirements for the resonant cavity are reviewed in order to improve the coupling between the fundamental mode of the cavity and the cross-section form of the pumping beam. The stability limits of the cavities and Kerr sensitivity region are presented.

PACS numbers: 41.85.-p, 42.15.-i, 42.55.Xi, 42.60.-v

DOI: 10.1134/S1054660X08030109

1. INTRODUCTION

Cr:LiSAF end-pumped lasers has become an attractive source of femtosecond-pulse generation, because of their ability to be pumped with visible laser diodes [1]; however, problems related to the strong gain saturation of the crystal, the low nonlinear effect, and limitations on the increase in the Kerr-lens mode-locked output power [2] introduce some difficulties towards reaching the power levels of a Ti:sapphire mode-locked laser.

Some factors associated with the Cr:LiSAF end-pumped laser oscillator are related to the optical characteristics of the pump source and how this beam is coupled to the optical system to deliver the power to the gain medium. In this sense, the interaction between the intracavity power distribution defined by the geometrical characteristics of the resonator and optical and spectroscopic characteristics of the gain medium determine the performance of the specific configuration of the laser resonator.

The pump factor, defined by the size of the pump source, the radiance [$\text{W sr}^{-1} \text{m}^{-2}$] and the wavefront curvature for each position in the intracavity propagation axis is one of the most important factors in Cr:LiSAF lasers because of the dependence of the gain crystal saturation and the efficient-mode coupling with the radiance distribution of the pump beam.

In this communication, we analyze the main parameters involved in the output power improvement for an

end-pumped Cr:LiSAF laser pumped with a single-side standard astigmatic laser diode; the comparison between the power confined in the waist of the Z, V, and ring cavity configurations evaluated through the Kerr sensitivity parameter are discussed.

2. MODE-COUPPLING REQUIREMENTS

As can be shown through a breakdown of the pump beam in the Hermite-Gauss (HG) modes [3], the maximum transfer of power from the pump laser to the fundamental mode of the intracavity laser is achieved only when the radius size and wavefront are the same as the fundamental mode inside the gain medium. The last condition defines the relative distance between the waist of the pump beam (ω_p) and the waist of the intracavity laser (ω_b), and also determines the length of the crystal necessary to have the needed nonlinear effects due to the intensity of the field.

Figure 1 shows the proportion of the pumping-power waist in several modes different from the fundamental when the mode matching is not properly adjusted. The experimental confirmation of the dispersed power in high-order transversal modes for poor quality beams is immediate, and, as result of the presence of several modes, the beating of such modes prevents the stable mode-locking operation.

The minimal waist (w_p) of the pump-laser beam focused inside the crystal material must match the

Diseño y Construcción de Cavidades Resonantes para Láseres de Pulsos Ultracortos de Ti:Zafiro Y Cr:LiSAF

Héctor A. Castillo M.^a, Rafael Quintero T.^b

^a Centro Nacional de Metrología
km 4.5 Carretera a los Cués, 76246, Querétaro, México
hcastill@cenam.mx

^b Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada, Universidad Nacional Autónoma de México
Boulevard Juriquilla 3001, Juriquilla, 76230, Querétaro, México.

RESUMEN

La dependencia en los parámetros para mejorar el desempeño de láseres de pulsos ultracortos está directamente relacionada con el diseño de la cavidad resonante, de las características espectroscópicas del medio de ganancia, la calidad óptica del bombeo y el método para la generación de pulsos. En este trabajo se presenta la metodología usada para el diseño de las cavidades resonantes, así como la evaluación de las cavidades construidas para láseres de pulsos ultracortos con medios de ganancia Cr:LiSAF y Titanio Zafiro (Ti:Za), diseñadas para altas frecuencias de repetición con amarre de modos pasivo y orientadas a los requerimientos metroológicos de peines de frecuencia.

1. INTRODUCCIÓN

La generación de pulsos cortos en láseres ha tenido en las últimas décadas diversas aplicaciones en el micro maquinado de materiales, investigación de reacciones químicas rápidas, espectroscopia ultra rápida y recientemente en metrología primaria de tiempo por mencionar algunas áreas.

Los pulsos ultracortos de mayor utilidad actualmente se encuentran en el intervalo de decenas o centenas de femtosegundos de duración, con lo que se alcanza una acumulación puntual de energía sumamente alta que puede ser utilizada en las aplicaciones antes mencionadas.

Los láseres de pulsos ultracortos dependen del medio de ganancia, a fin de obtener un gran ancho espectral de emisión que permita la coexistencia de numerosos modos longitudinales. Estos modos o frecuencias independientes dentro de la cavidad requieren de un proceso físico para igualar la fase relativa entre los modos de longitud de onda diferente. A este proceso se le conoce como *mode locking* o amarre de modos y da origen a la aparición de pulsos ultracortos provenientes de la cavidad del láser.

Las cavidades resonantes para producir láseres pulsados generalmente se diseñan de acuerdo al mecanismo físico por medio del cual se generarán los pulsos del láser. De tal forma que el *mode locking* puede darse por métodos activos y pasivos. En particular, las cavidades resonantes para generar pulsos por métodos pasivos tienen gran

interés debido a que el proceso de *mode locking*, no requiere energía adicional al bombeo óptico del láser, como en el caso de los métodos activos donde un dispositivo modulador intracavidad "igual" la fase de los modos longitudinales para producir el *mode locking*. En este sentido, los métodos pasivos producen láseres pulsados más robustos, que han generado los pulsos más cortos obtenidos hasta ahora.

Un método pasivo para la generación de pulsos, que involucra un mecanismo no lineal en el mismo medio que produce la ganancia, es el método de *Kerr Lens*, el cual aprovecha el fenómeno Kerr que relaciona la variación del índice de refracción del medio de ganancia con la variación de intensidad del campo electromagnético presente.

El fenómeno de *Kerr Lens* se activa al formarse un gradiente del índice de refracción dentro del medio de ganancia, en la dirección radial al eje óptico debido a la forma Gaussiana del haz de alta intensidad formado por la cavidad en la posición del cristal. La forma que toma el gradiente del índice de refracción produce un efecto de enfoque semejante al de una lente, como se muestra en la Fig.1. Este gradiente de índice de refracción responde al efecto no lineal del cristal (efecto Kerr) y es diferente al posible efecto térmico debido únicamente a la distribución de temperatura generada por la absorción lineal del cristal.

CERTIFICATE OF ATTENDANCE

I undersigned, François Piquemal, certify that

Hector CASTILLO

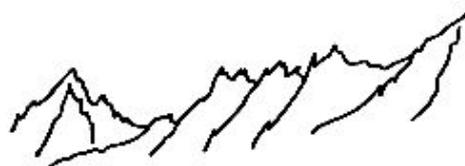
has took part in the

INTERNATIONAL SCHOOL

"Quantum metrology and fundamental constants"

held in Les Houches from October 1 to 12, 2007

Trappes, November 6, 2007



Laboratoire national de métrologie et d'essais

Établissement public à caractère industriel et commercial • Siège social : 1, rue Gaston-Berlioz - 75724 Paris Cedex 13 • Tél. : 01 40 43 37 30
Fax : 01 40 43 37 37 • E-mail : info@lne.fr • Internet : www.lne.fr • Siret : 212 320 244 00012 • NAF : 743 B • TVA : FR 02 315 320 244
Banque Paris Centre LNE : FR76 3058 8600 0149 7267 4010 • 70 BIC : BANCPRI