



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA - INSTRUMENTACIÓN

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN LÁSER DE PULSOS ULTRACORTOS
CON AMPLIO ANCHO DE BANDA PARA EL ESTUDIO DE LAS
DISTORSIONES ESPACIO-TEMPORALES INTRODUCIDAS POR SISTEMAS
ÓPTICOS.

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTORA EN INGENIERÍA

PRESENTA:
RAMÍREZ GUERRA CATALINA

TUTOR PRINCIPAL:
DR. GARDUÑO MEJÍA JESÚS
ICAT-UNAM

MÉXICO, CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX.

JUNIO, 2019



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: Dra. Rosete Aguilar Martha
Secretario: Dra. Montiel Sánchez María Herlinda
Vocal: Dr. Garduño Mejía Jesús
1^{er}. Suplente: Dr. García Rocha Miguel
2^{do}. Suplente: Dra. Sánchez Aké Citlali

Lugar donde se realizó la tesis : Ciudad Universitaria, Cd. Mx.

TUTOR DE TESIS:

Dr. Garduño Mejía Jesús

*Dedicado a mi madre y a Eduardo.
Gracias por todo el apoyo y la confianza.*

Agradecimientos

A mi tutor y asesor el Dr. Jesús Garduño Mejía le agradezco por su tiempo, sus conocimientos y todo el apoyo brindado durante el desarrollo de este trabajo. Aprovecho para agradecerle por los futuros estudiantes que formará, guiándolos y apoyándolos como lo hizo conmigo.

También quiero agradecer a los miembros de mi comite tutorial los doctores Martha Rosete Aguilar, María Herlinda Montiel Sanchez y Miguel García Rocha por todas sus sugerencias y ayuda, así como a la Dra. Citlali Sánchez Aké. Especialmente le agradezco a la Dra. Martha por todos los consejos, platicas y asesoría y al M.C. Carlos Jesús Román Moreno.

Gracias a Eduardo por todo su apoyo, amor y confianza. Gracias a mi mamá por todas las enseñanzas y su apoyo incondicional.

También gracias a los compañeros de laboratorio, técnicos y demás personas que hicieron placentera mi estancia en el ICAT-UNAM.

Le agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca otorgada para la realización de mis estudios. De igual manera agradezco a los proyectos de la Dirección General de asuntos del Personal Academico-Universidad Nacional Autónoma de México, (DGAPA-UNAM: PAPIIT IN111818, IN107018). Por último pero no menos importante, también agradezco a la asociación Esperanza, Formación y Vida A.C. por el apoyo brindado.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Breve historia de la generación de pulsos ultracortos	1
1.2. Aplicaciones de los pulsos ultracortos del orden de femtosegundos	3
2. Generación de pulsos ultracortos.	7
2.1. Pulsos láser ultracortos	8
2.2. Generación de pulsos láser ultracortos	10
2.2.1. Amarre de modos	12
2.2.2. Efecto Kerr	18
2.3. Dispersión	22
2.3.1. Conceptos importantes	22
2.3.2. Dispersiones de la fase	24
2.3.3. Chirp	27
2.4. Compresión de pulsos	29
2.4.1. Compresor de prismas	30
2.4.2. Espejos tipo chirp	32
2.4.3. Parejas de espejos tipo double chirp	34
2.4.4. Cuñas	36
2.5. Caracterización temporal de los pulsos ultracortos	37
2.5.1. Autocorrelación no lineal	38
2.5.2. Momentos estadísticos	42

3. Consideraciones del diseño de la cavidad láser	44
3.1. Compensación de astigmatismo	44
3.1.1. Programa	46
3.2. Compensación de dispersión	53
4. Construcción de cavidades láser y estudio de las distorsiones espacio temporales	60
4.1. Diseño y fabricación de monturas y bases para elementos ópticos	60
4.2. Compensación de astigmatismo	64
4.3. Alineación	66
4.3.1. Elementos ópticos	67
4.3.2. Monturas	68
4.3.3. Alineación óptica de una cavidad básica en modo continuo	69
4.3.4. Evaluación de los resultados	73
4.4. Obtención de pulsos ultracortos	73
4.4.1. Compresor de prismas	74
4.4.2. Parejas de DCM's	74
4.4.3. Pares de cuñas	75
4.5. Cavidades	76
4.5.1. Cavidades láser lineales	76
4.5.2. Cavidades láser de tipo anillo	80
4.5.3. Cavidades con dos focos	83
4.5.4. Caracterización de las parejas de DCM's	85
4.5.5. Cavidad final	85
4.6. Medición del ancho temporal de los pulsos por autocorrelación por absorción de dos fotones (TPA)	87
4.7. Estudio de la variación temporal del pulsos en la región focal de un objetivo de microscopio	90
4.7.1. Experimento	90
4.7.2. Resultados del estudio de la variación temporal de los pulsos	97

5. Conclusiones	104
5.1. Cavidades	104
5.2. Distorsión de los pulsos ultracortos en la región focal de un objetivo de microscopio	105
5.3. Propuestas de trabajo a futuro	107
5.3.1. Control en la generación	107
5.3.2. Mayor control y caracterización de los pulsos láser	107
5.3.3. Caracterización de los espejos DCM's	107
5.3.4. Para el estudio de las distorsiones temporales implementando la técnica de Z-scan	108
 A. Cristal de Ti:zafiro	 109
A.1. Propiedades ópticas y de emisión láser	110
A.2. Emisión láser	111
 B. Sugerencias para la medida del ancho temporal de los pulsos	 112
 C. Distorsiones espacio-temporales de pulsos ultracortos	 114
 D. Contribuciones	 118
D.0.1. Escuelas de óptica	118
D.0.2. Congresos	118
D.0.3. Artículo	119

Diseño y construcción de un láser de pulsos ultracortos con amplio ancho de banda para el estudio de las distorsiones espacio-temporales introducidas por sistemas ópticos.

por

Ramírez Guerra Catalina

Resumen

En este trabajo fue diseñado y construido un sistema láser capaz de generar pulsos ultracortos con amplio ancho de banda. Los pulsos son comprimidos externamente logrando anchos temporales del orden de ~ 13 femtosegundos a 810 nanómetros. El diseño de la cavidad compensa astigmatismo y dispersión de segundo orden y tercer orden. La compensación de astigmatismo es fundamental para mejorar la eficiencia de emisión del sistema en términos de la potencia de salida. Para lograr esto fue realizado el análisis de compensación por medio de un modelo numérico desarrollado como parte de este proyecto y posteriormente validado experimentalmente. Los resultados obtenidos de esta investigación fueron reportados en una revista indexada de prestigio internacional. Otros factores fueron controlados para mejorar la estabilidad y repetibilidad de los pulsos emitidos por el sistema.

Con los pulsos láser ultracortos generados con el sistema construido, fueron estudiadas las distorsiones espacio-temporales en la región focal de un objetivo de microscopio apocromático, a través de una técnica novedosa denominada autocorrelación con barrido en z , desarrollada en el grupo. Dicho estudio fue realizado a partir del análisis de las autocorrelaciones no lineales de intensidad de los pulsos láser. Fueron obtenidas las variaciones de las componentes la señal de autocorrelación: el máximo de intensidad y la componente continua (DC). Además, fue estudiada la variación de los anchos temporales de los pulsos alrededor de la región focal. De este estudio fue concluido que las aberraciones espacio-temporales son atribuidas principalmente a dispersión de segundo orden y efectos de difracción en el plano focal. Los comportamientos observados en esta investigación fueron posibles gracias al amplio ancho de banda del sistema construido. Los resultados de esta investigación serán sometidos a una revista internacional.

Diseño y construcción de un láser de pulsos ultracortos con amplio ancho de banda para el estudio de las distorsiones espacio-temporales introducidas por sistemas ópticos.

by

Ramírez Guerra Catalina

Abstract

In this work a laser system was designed and constructed, it is possible to obtain ultrashort pulses with broad bandwidth. The laser pulses were externally compressed, achieving time duration $\sim 14\text{fs}@810\text{nm}$. The design compensates astigmatism and the second and third order dispersion inside the cavity. The laser power efficiency enhancement has a strong dependence on the astigmatism compensation. To achieve this was performed a compensation analysis by a numeric algorithm done in this project, and finally it was experimentally validated. The results were published in an indexed journal of international prestige. Other factors were managed and controlled to achieve better stability and repeatability of the pulses in the system output. Ultrashort pulses from this oscillator were used to study the space-temporal distortions inside the focal region of an apochromatic microscope objective using the novel technique of Z-scan Autocorrelation developed by the group. The study was done by analyzing nonlinear intensity pulse-autocorrelations. Changes in both intensity-maximum and constant term (DC) autocorrelation components were obtained. Also, variations in the pulse duration in the same region were studied. The observed behaviors from this study are attributed to second-order dispersion and diffraction effects in the focal plane. Due to the ultrashort pulse broad bandwidth achieved in this work, the obtained changes were able to be observed. The results of this study will be submitted to an international journal.

Capítulo 1

Introducción

Recordemos que Plank el 19 de octubre de 1900 presentó su Distribución Espectral de Cuerpo Negro ante la Sociedad Alemana de Física y posteriormente Einstein utiliza el mismo concepto de cuantización para explicar el efecto fotoeléctrico en 1905 [1]. Posteriormente Bohr publica su modelo del átomo, donde los electrones son ubicados en orbitas de energía cuantizada. Finalmente gracias a todo el desarrollo en este campo, en 1917 Einstein explica la interacción entre la luz y la materia; emisión estimulada capaz de amplificar la luz.

A principios de los años 1950 Townes (EUA) y Prokhorov y Basov (ex Unión Soviética) desarrollaron el maser (Amplificación de Microondas por Emisión Estimulada de Radiación) cuyo principio de operación es la interacción entre la luz y la materia. En 1958 Townes y Schawlow establecen las condiciones físicas para generar emisión estimulada de luz, y en julio de 1960 Theodore H. Maiman presentó el primer láser en operación [2]. El medio de ganancia fue rubí (zafiro dopado con iones de cromo).

1.1. Breve historia de la generación de pulsos ultracortos

Casi inmediato a la reciente creación del primer sistema láser comenzó una carrera por obtener pulsos láser. El objetivo era (y sigue siendo), lograr pulsos con la menor duración posible. Así fue como después de obtener pulsos láser con duraciones de nanosegundos fue desarrollada la técnica ampliamente usada hasta la actualidad llamada amarre de modos, así como los primeros trabajos experimentales con ella. Esto comenzó a principios de los años 1960

[3][4], el primero de ellos que demostró la posibilidad de obtener pulsos ultracortos con este método aplicado a un láser de colorante, fue publicado en 1965 [5]. Los pulsos que obtuvieron, no pudieron ser medidos con los detectores convencionales de la época, debido a su corta duración. Consecuentemente surgió el desarrollo de técnicas de caracterización de pulsos láser.

En los años de 1970 fue lograda una nueva reducción de los anchos temporales, por el desarrollo de amarre de modos pasivo [27]. Los primeros pulsos menores a 100 femtosegundos [fs] fueron obtenidos en 1980 [12] y la versión mejorada de éste fue desarrollada en 1985 [13][14] logrando hasta 27fs con láseres de colorante. En esta misma época fueron construidos los primeros láseres de semiconductor y de estado sólido. En 1991 fue descubierto el proceso de amarre de modos por efecto Kerr [16], sentando las bases para la generación de pulsos ultracortos del orden de fs en láseres de estado sólido. En 1992 pulsos ultracortos de 17fs fueron obtenidos de una cavidad basada en Ti:zafiro [17] y el mismo grupo al siguiente año fue capaz de reducir el ancho temporal a 11fs [18].

Para poder reducir los anchos temporales de los pulsos, fueron estudiadas las limitaciones generadas por efectos de dispersión de orden superior, en Washington. Un grupo en Viena desarrolló espejos tipo chirp, los cuales fueron mejorados en ETH-Zurich, obteniendo espejos tipo chirp diseñados en parejas.

En los años 2000, los primeros pulsos de 5fs fueron obtenidos directamente de una cavidad láser de Ti:zafiro por el Instituto Tecnológico de Masachusset y la Universidad de Karlsruhe con el uso de DCM's [19][20].

La reducción de los anchos temporales obtenidos por año y utilizando diferentes medios de ganancia son mostrados en la figura (1-1)[27].

El uso de fuentes de pulsos láser de femtosegundos ha tenido gran influencia en diferentes campos del conocimiento, consecuentemente en procesos industriales y prestación de servicios. Este auge es debido principalmente a que la potencia pico de los pulsos es alta, pues concentran energía en un tiempo muy corto. El aumento de la energía pico fue el objetivo primordial por el cual comenzó el desarrollo de pulsos con duración cada vez menor y a la vez de técnicas de amplificación de los mismos [22]. Ejemplo de esto es el premio Nobel de Física del año 2018 otorgado a Mourou y Strickland, en este trabajo pulsos láser son ensanchados, amplificados y finalmente recomprimidos (CPA, por sus siglas en inglés) obteniendo potencias pico de hasta



Figura 1-2: *Diferentes campos con contribuciones de pulsos láser ultracortos.*

Abajo son listadas algunas de las aplicaciones de los pulsos en función de sus propiedades, aunque no por ello el resto de las propiedades de los pulsos no sean necesarias, en cada campo:

- **Buena resolución temporal**
 - Medición de procesos rápidos (del orden de femtosegundos)
- **Taza de repetición alta**
 - Telecomunicaciones
 - Interconexión
- **Alta intensidad pico**
 - Óptica no lineal
 - Procesamiento preciso de materiales
 - Nuevas fuentes de energía (fusión láser)
- **Amplio ancho espectral**
 - Metrología de frecuencias (peines de frecuencia)

- Relojes ópticos
- Tomografía de coherencia óptica (OCT)

Cabe destacar que los pulsos han incluso impulsado nuevas líneas de investigación y/o aplicaciones, pues son la única herramienta con tales características. Ejemplo de ello es la producción de pulsos de atosegundos en XUV a través de la generación de armónicos de orden superior [7][8]. También fue posible estudiar algunos procesos de desdoblamiento de proteínas, fotosíntesis y vibraciones moleculares y, la dinámica de creación de moléculas bajo la influencia de diferentes variables (que pueden ser modificadas) [9]. Trabajo similar al que ganara el premio nobel en 1999, que desarrolló la técnica de espectroscopia ultrarrápida [10]. Todo lo anterior debido a la corta duración de los pulsos así como a su potencia pico.

Estos sistemas también son usados para la conversión no lineal de frecuencias. Puede ser convertida la frecuencia de emisión, con lo cual son alcanzadas regiones del espectro en verde, azul y ultravioleta. Otro uso es el bombeo de un oscilador paramétrico óptico, con el cual pueden alcanzarse regiones espectrales en infrarrojo cercano y medio.

En general, podemos notar que las ramas de conocimiento en donde hay presencia de pulsos láser es un amplio abanico, desde medicina, investigación en materiales hasta telecomunicaciones y sensado. De tal manera que en la actualidad la población ha interactuado, ya sea a través de un servicio, o la industria; por medio de un producto, una aplicación o el resultado de una investigación con pulsos láser.

El estudio y el uso de pulsos láser son ampliamente extendidos como hemos visto, sin embargo aún existen algunos comportamientos que faltan ser entendidos acerca de: las distorsiones sufridas por los pulsos en la región focal de un sistema óptico, la compensación o eliminación (cuando sea posible) de dichas distorsiones y la dinámica entre la materia y la luz pulsada distorsionada para realizar y optimizar aplicaciones. Para contribuir en ello, es necesario tener una cavidad láser de este tipo. Los sistemas comerciales son ofertados a costos muy elevados, lo cual representa una limitante en la adquisición de equipo para países en desarrollo como México y a la vez, confina el proceso de generar conocimiento y por lo tanto aplicaciones. En este trabajo fue diseñado y construido un sistema capaz de generar pulsos láser de hasta 13.7fs@810nm de duración. Para el diseño de cavidad fue considerada la dispersión así como factores geométricos que determinan la reducción y compensación de aberraciones espaciales, las cuales influyen de

manera importante en el desempeño del sistema. Con pulsos del orden de 20fs obtenidos del mismo sistema, fueron estudiadas las variaciones espacio-temporales de los pulsos en la región focal de un sistema óptico (el cual puede ser usado para microscopía no lineal, espectroscopia de resolución temporal, entre otras aplicaciones).

En el segundo capítulo se presenta una revisión de los procesos para la generación de pulsos ultracortos, así como otros conceptos propios de los pulsos generados y/o modificados por la interacción del pulso de luz con la materia. Además, son estudiados algunos métodos de compresión temporal, que pueden ser aplicados dentro y fuera de la cavidad láser.

Para la generación de pulsos láser con menor ancho temporal es necesario considerar en el diseño de la cavidad la compensación de diferentes aberraciones, así como las dispersiones presentes en los pulsos debido a su propagación. Lo anterior es estudiado en el capítulo tres.

Fueron diseñadas y construidas diferentes cavidades láser, considerando la teoría y el diseño presentados en los primeros capítulos. Los resultados obtenidos son descritos en el capítulo cuatro. En éste, también son mostrados los resultados del estudio de las distorsiones espacio-temporales de los pulsos láser en la región focal de un sistema óptico.

El último capítulo trata de las conclusiones así como propuestas de trabajo a futuro concernientes a la mejora de la cavidad láser (por ejemplo para la obtención de pulsos con un menor ancho temporal), a la compensación de dispersión fuera de la cavidad láser y al estudio de las distorsiones de los pulsos ultracortos.

Finalmente una serie de anexos complementa la información acerca de las propiedades del cristal de Ti:zafiro, la implementación de la técnica de autocorrelación de segundo orden y diferentes factores que afectan temporal y espacialmente a los pulsos al ser enfocados por un sistema óptico.

Capítulo 2

Generación de pulsos ultracortos.

Diferentes de nuestras actividades cotidianas emplean directa o indirectamente, el uso de láseres. A pesar de ello la mayoría de éstas es con láseres que emiten constantemente luz monocromática i.e. trabajan en modo continuo (CW, por sus siglas en inglés). Por ejemplo, en espectáculos de luz y sonido así como en las máquinas registradoras del supermercado. Cuando requerimos servicios más especializados interactuamos con emisión láser pulsada. Por ejemplo en el sector salud, para aplicaciones quirúrgicas como intervención ocular, o la remoción de caries de los dientes. En lo que respecta a la duración temporal, existen diferentes duraciones de pulsos, las de interés para este trabajo son de femtosegundos. Es necesario por tanto, entender que es un pulso de luz láser y algunas de sus características principales, así como su generación. Las principales propiedades de los pulsos de luz láser ultracortos pueden apreciarse en la figura 2-1. La energía por pulso es la integral de la potencia sobre el tiempo.

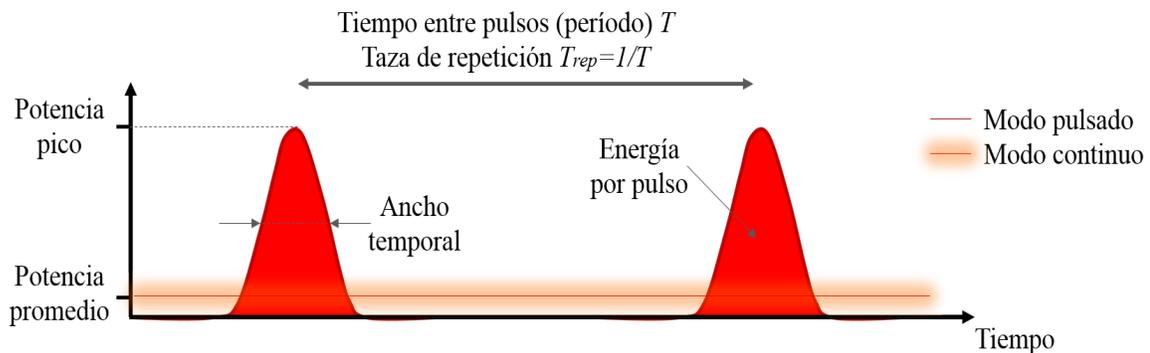


Figura 2-1: *Propiedades de pulsos láser ultracortos.*

2.1. Pulsos láser ultracortos

Un pulso láser de femtosegundos es un paquete de ondas electromagnéticas por lo cual, son representados por un campo eléctrico que depende del tiempo y del espacio [15]:

$$E(t) = E_0(t)exp[i\omega_0 t] \quad (2-1)$$

donde $E_0(t)$ es la envolvente del campo eléctrico y ω_0 es la frecuencia portadora.

Entre las propiedades de los láseres se encuentran el ancho de banda $\Delta\omega$ y la duración del pulso $\Delta\tau$, los cuales no pueden variar independiente uno del otro debido a que las características temporales y espectrales del pulso se relacionan a través de la transformada de Fourier. La relación entre los anchos temporal y espectral se encuentra dada por el producto [15]:

$$\Delta\omega\Delta\tau = 2\pi\Delta\nu\Delta\tau \geq 2\pi C_B \quad (2-2)$$

donde C_B es una constante y depende de la forma del pulso. Mientras más corto es el pulso es más difícil encontrar el valor de C_B , debido a que no es tarea fácil determinar la forma del mismo. Para este trabajo utilizaremos una aproximación gaussiana por lo que $C_B = 0,441$ para un perfil gaussiano de intensidad dado por $e^{-2(\frac{t}{\Delta\tau})^2}$.

En la práctica el espectro óptico del pulso láser es medido en longitudes de onda con un espectrómetro por lo que para cambiar de unidades es necesario recurrir a la relación:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_0^2}\Delta\lambda \quad (2-3)$$

donde λ_0 es la longitud de onda correspondiente a la frecuencia portadora del pulso. De acuerdo a esta relación podemos observar en 2-2 la variación del ancho espectral en función del ancho temporal del pulso láser. Por ejemplo, el ancho espectral necesario para poder obtener una duración de 20fs es aproximadamente 50nm, mientras que para 5fs son necesarios aproximadamente 190nm. En conclusión es necesario un ancho espectral mucho mayor para obtener duraciones cada vez menores.

Consecuentemente, es necesario contar con un medio de ganancia capaz de generar un ancho espectral suficientemente amplio, ya que éste determinará el mínimo ancho temporal del pulso

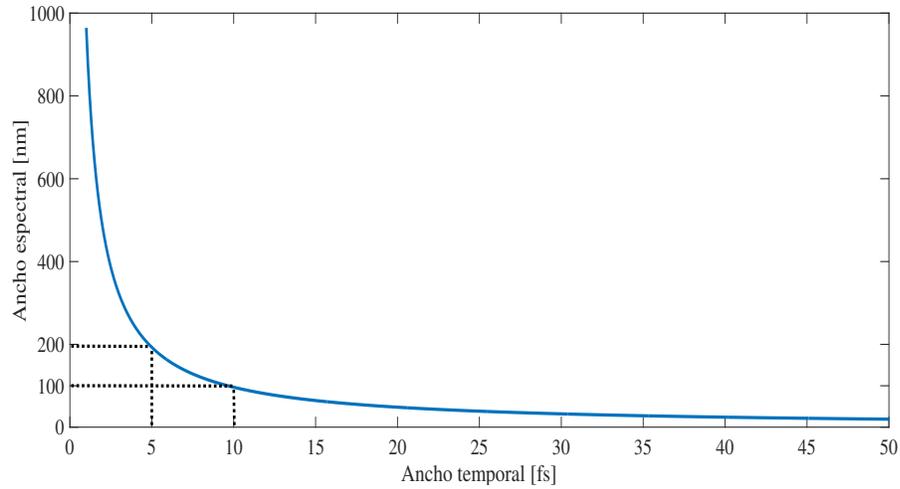


Figura 2-2: *Relación entre los anchos espectral y temporal de un pulso gaussiano.*

láser ultracorto. El espectro de fluorescencia del cristal de Ti:zafiro se extiende de 600-1130nm. Sin embargo debe considerarse que las longitudes de onda cercanas a 600nm, de este espectro, se traslapan con las longitudes de onda grandes de la banda de absorción (como se observa en la figura 2-3), por lo que la emisión láser solo es posible a partir de 650nm.

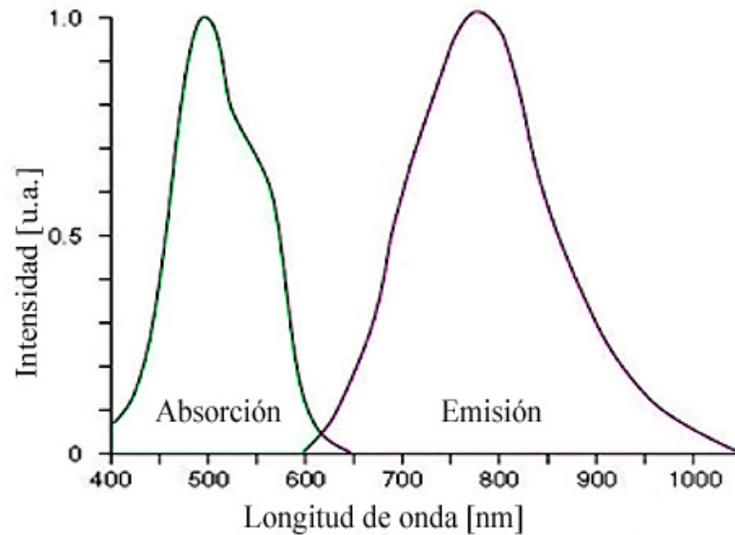


Figura 2-3: *Espectros de absorción y emisión del cristal de Ti:zafiro.*

Para la aproximación dada por 2-3, la envolvente de 2-1 esta dada por:

$$E_0(t) = A_0 \exp(-\gamma t^2) \quad (2-4)$$

donde A_0 es la amplitud del campo eléctrico y $\gamma = \frac{2 \ln(2)}{\tau^2}$, siendo τ la duración del pulso a la mitad del máximo valor de la intensidad (FWHM, por sus siglas en inglés), por convención esta es la medida reportada típicamente. La intensidad del pulso láser se define como:

$$I(t) \propto |A_0(t)|^2 \quad (2-5)$$

Ahora que sabemos qué es un pulso láser y algunas de sus características principales, ¿somos capaces de entender la naturaleza temporal del mismo? Consideremos por ejemplo que un parpadeo dura cien milisegundos, un colibrí aletea 200 veces por segundo y en 1964 H. Edgerton logró velocidades de obturación de una cámara fotográfica de 240,000,000 cuadros por segundo [26].

Refiriéndonos a escalas de femtosegundos (fs), la proporción de un femtosegundo con respecto a un segundo es aproximadamente la proporción de cinco minutos respecto a la edad del universo (13,500 millones de años). En la actualidad los pulsos ultracortos son la única herramienta para medir procesos temporales menores a unos cientos de fs, siempre que no sea afectada la duración de los mismos. Pero, ¿cómo pueden ser obtenidos dichos eventos de luz ultrarrápidos? Esto será explicado en la siguiente sección.

2.2. Generación de pulsos láser ultracortos

Existen diferentes procesos para generar pulsos láser, los cuales dependen del ancho temporal deseado. Un año después de la creación del primer láser fueron obtenidos los primeros pulsos cortos por la técnica de Q-switching, que básicamente consiste en la acumulación de energía para ser posteriormente liberada de manera abrupta por algún mecanismo. Sin embargo, la duración de los pulsos láser obtenidos a través de esta técnica son del orden de nanosegundos para el caso de modulación activa [48] ó picosegundos para la modulación pasiva [50].

Pulsos ultracortos son aquellos cuyos anchos temporales son menores a unos pocos picosegun-

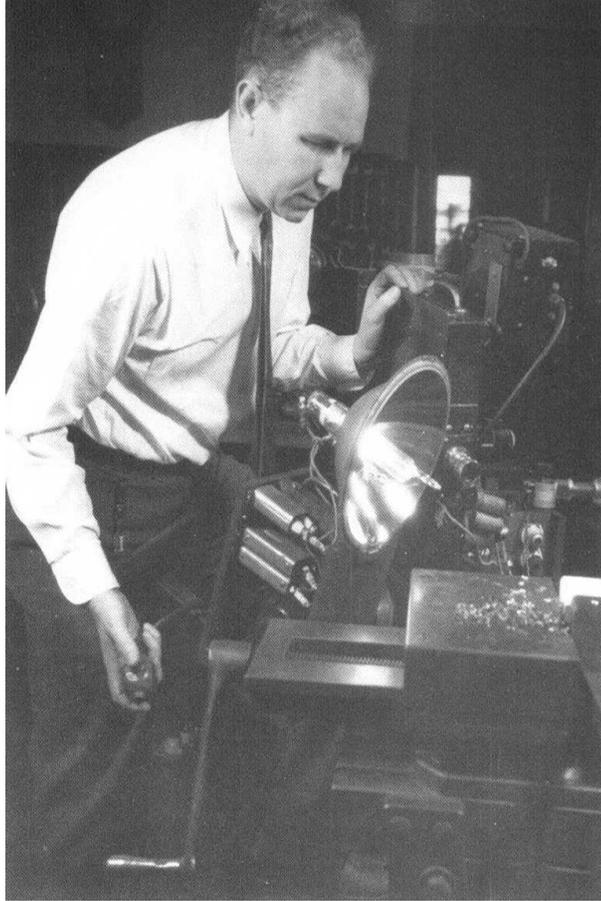


Figura 2-4: *Edgerton usando su estroboscopio para evaluar maquinaria.*

dos. Los mejores láseres comerciales actuales operan bajo el proceso de amarre de modos pasivo y medio de ganancia un cristal de Ti:zafiro [38]. Este medio de ganancia sustituyó rápidamente a los láseres de colorante que dominaban el campo en la generación de pulsos ultracortos. Lo anterior debido a que los colorantes tienen fotodegradación y deben ser reemplazados periódicamente, son cancerígenos y/o tóxicos, su costo de mantenimiento es mayor, son menos estables, tienen mayor complejidad en su manejo, menor calidad del spot y menor potencia de salida (para pulsos menores a 10fs eran obtenidas potencias del orden de 10mW). En este tipo de láseres el ancho temporal menor alcanzado fue de 27fs [13] y comprimiéndolo externamente hasta 6fs.

La reducción de los anchos temporales obtenidos por año y utilizando un sistema de Ti:zafiro es mostrada en la figura (2-5) [27]. El mayor desarrollo e investigación para reducir los anchos

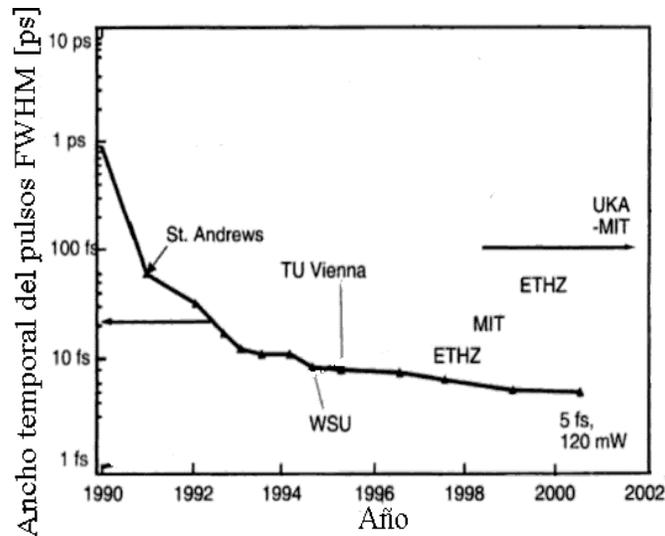


Figura 2-5: Duración más corta obtenida por año, usando diferentes medios de ganancia.

temporales de los pulsos han sido basados en el uso del cristal de Ti:zafiro como medio de ganancia desde 1986 [39]. Su amplio uso es debido a la generación de pulsos con buena calidad de haz y alta potencia de salida (entre otras favorables características, ver Anexo A). En este trabajo son de interés los pulsos láser con anchos temporales del orden de femtosegundos (menores a 20fs), los cuales son posibles de generar solo a través de procesos ópticos no lineales en concreto, amarre de modos pasivo en una cavidad de Ti:zafiro por efecto Kerr con apertura suave y por compensación de dispersión de segundo orden de la fase.

2.2.1. Amarre de modos

El proceso principal para generar pulsos ultracortos (con duraciones menores a unos cuantos picosegundos), es amarre de modos (ML por sus siglas en inglés) y se basa en el sencillo argumento de que inicialmente en una cavidad láser se propagan varios modos axiales con un perfil de intensidad arbitrario y con fases arbitrarias, por lo tanto la salida es aleatoria. Estos modos pueden ser forzados a propagarse con una *fase amarrada* i.e., en algún punto (en la dirección de propagación de los mismos) coincidirán los máximos de todos los modos, propiciando interferencia constructiva cuyo resultado será el pulso láser ultracorto. Por ejemplo, pueden ser observados diez modos propágandose de manera desacoplada en (2-6) y acoplada en (2-7) estos últimos se propagan en fase (*“viajan con fase amarrada”*). En la segunda figura al realizar la

interferencia entre estos modos, será obtenido un pulso láser en la posición cero.

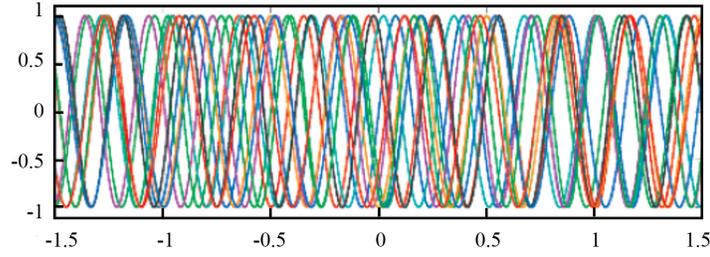


Figura 2-6: Propagación de diez modos con desacoplamiento de fase.

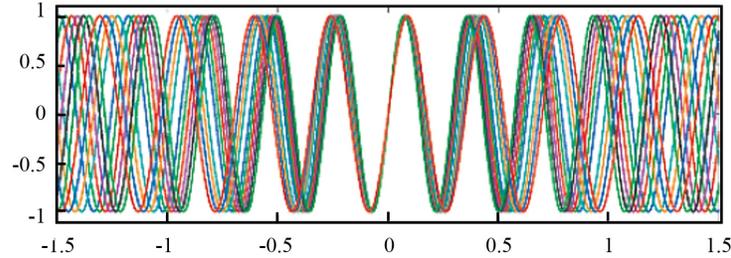


Figura 2-7: Propagación de diez modos con acoplamiento de fase.

Dentro de la cavidad láser varios modos viajan dentro de la misma según la condición $L = n\lambda/2$ donde n es un número entero y L es la longitud de la cavidad y la restricción dada por el ancho del espectro de emisión del medio activo. La representación matemática del campo eléctrico del haz de salida está dada por la combinación de los campos eléctricos de cada modo, asumiendo que la amplitud de todos los modos es la misma entonces:

$$E(t) = E_0 \sum_0^{N-1} e^{i\phi_n} e^{i\omega_n t} \quad (2-6)$$

donde E_0 representa la suma de estas amplitudes, es la envolvente del haz de salida. La fase y frecuencia de cada modo están dadas por ϕ_n y ω_n . La intensidad de estos modos viajando aleatoriamente esta dada por:

$$I(t) = |E(t)|^2 = E_0^2 \sum_0^{N-1} e^{i\phi_n} e^{i\omega_n t} e^{-i\phi_n} e^{-i\omega_n t} = N E_0^2 \quad (2-7)$$

En la figura 2-8 son mostrados tres modos con frecuencias múltiplos de ω y un patrón periódico de intensidad. Cuando los modos viajan dentro de la cavidad en fase, entonces 2-7 es reescrita

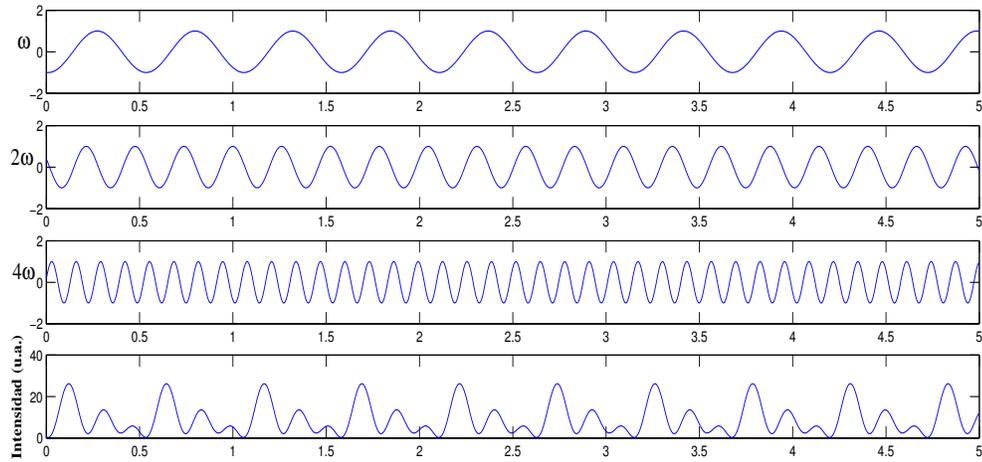


Figura 2-8: Tres modos de oscilación con frecuencias ω , 2ω y 4ω y patrón de intensidad para modos viajando con diferentes fases.

como:

$$E(t) = E_0 e^{i\phi_0} \sum_0^{N-1} e^{i\omega_n t} \quad \text{ya que } \phi_n = \phi_0 \quad \text{para todo } N \quad (2-8)$$

La Intensidad, después de un tratamiento matemático [81] es:

$$I(t) = E_0^2 \frac{\sin^2(N\Delta\omega t/2)}{\sin^2(\Delta\omega t/2)} \quad (2-9)$$

y alcanza su máximo cuando $\Delta\omega t/2$ tiende a cero, reescribiendo 2-9 bajo ésta condición obtenemos que:

$$I(t)_{max} = N^2 E_0^2 \quad (2-10)$$

de donde es más fácil observar que sí los modos se encuentran en fase, mayor será la Intensidad $I(t)$.

En la figura 2-9 se muestran 3 modos y el patrón de intensidad de la suma de los mismos.

Los patrones de Interferencia mostrados en 2-8 y 2-9, tienen tres diferencias principales (por período): a) en el segundo la envolvente tiene un pico central bien definido y angosto; b) en el primer caso la diferencia de amplitud entre picos es casi la misma, mientras que en el segundo caso la amplitud del pico central es mucho mayor que la del resto; c) Existe una gran diferencia de amplitud entre los picos más altos de cada patrón. El segundo caso corresponde al proceso

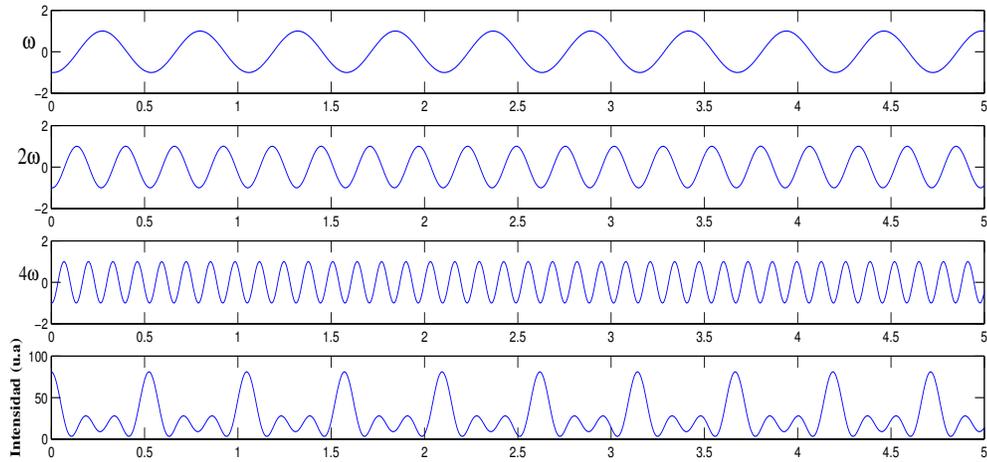


Figura 2-9: *Tres modos de oscilación con frecuencias ω , 2ω y 4ω y patrón de intensidad para modos viajando con fases amarradas.*

ML; la generación de pulsos ultracortos es posible cuando todos los modos dentro de la cavidad viajan en fase, aunando a esto un amplio intervalo de emisión del medio activo (como ocurre con el cristal de Ti:zaf), entonces el número de modos es mayor por lo cual la Intensidad (y por ende la potencia) alcanzada será mucho mayor ya que $I \propto N^2$. La potencia promedio P es proporcional a la Intensidad dada por 2-9, por lo que podemos notar que la potencia corresponde a un tren de pulsos con un período totalmente determinado.

Pero, ¿cómo podemos conseguir ML en una cavidad láser? Existen dos métodos para producirlo: activo y pasivo. Ambos se fundamentan a partir de las siguientes ideas. En tiempo, podemos pensar a ML como un interruptor que se abre y cierra cada vez que un máximo de intensidad incide en el medio de ganancia, por lo que éste será mayormente amplificado a cada paso por el medio. En frecuencia, lo anterior equivale a establecer una relación entre las fases de los modos; sí un dispositivo en la cavidad puede modular los modos a una frecuencia cercana al intervalo de separación $\Delta\nu$, la competencia por ganancia en el medio activo da como resultado un acoplamiento entre cada modo y las bandas laterales de la modulación de los modos adyacentes. Las dos técnicas (activa y pasiva) consisten en una modulación intracavidad por lo que es necesario un dispositivo o mecanismo dentro de la misma para modular los modos.

En ML activo es necesario el uso de un elemento dentro de la cavidad, modulado por una señal externa. Este puede ser un modulador electro-óptico o acusto-óptico controlado por una

señal eléctrica periódica externa. Éste modula el cambio en la fase para cada viaje redondo o las pérdidas de la cavidad. Lo más común es usar el modulador acusto-óptico modulado por una señal sinusoidal. El aparato a su vez modula la amplitud de los modos y si la variación en frecuencia es cercana a la separación entre los modos, entonces éstos competirán por ser amplificados dentro del medio de ganancia. Por lo que los modos con mayor posibilidad de ser amplificados, son los que tienen fases cercanas.

En el dominio de tiempo, al incidir un pico de intensidad en el modulador cuando éste se encuentre en un máximo de transmitancia, sufrirá pocas pérdidas. En otro caso será atenuado al incidir en el modulador cuando éste no se encuentre en el máximo. Por lo cual en un viaje redondo dentro de la cavidad (tiempo que determina la frecuencia de modulación), serán amplificados los picos de potencia que coincidan con los máximos de transmitancia del modulador. Por otro lado, la técnica pasiva hace uso de un absorbedor saturable (medio no lineal). Los cuales permiten la transmisión de luz con alta intensidad mientras que absorben aquella con menor intensidad. Podemos suponer un sistema de dos niveles electrónicos, en este caso la absorción puede ser aproximada por:

$$\alpha(I) = \alpha_0 \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right)^{-1} \quad (2-11)$$

donde α_0 es el coeficiente de absorción lineal, I_{sat} es la intensidad de saturación del material. Para intensidades incidentes I_i mayores a I_{sat} entonces la absorción decrece, y como consecuencia la intensidad transmitida I_t aumenta a una tasa [46]:

$$T(I_i) = \frac{I_t}{I_i} = \exp \left[\frac{-\alpha_0 L}{1 + I_i/I_{sat}} \right] \quad (2-12)$$

donde ha sido usada la ley de Beer-Lambert $I_t = I_0 \exp(-\alpha_0 L)$ con I_0 la intensidad baja inicial. La idea detrás de este proceso consiste en que cuando un pulso de luz incide en el medio, los fotones de la parte frontal son absorbidos al penetrar el material (promueven electrones a estados excitados). Pero el pulso sigue propagándose y más fotones son absorbidos (más electrones son excitados) hasta el punto en que el material es incapaz de seguir absorbiendo, i.e. ocurre una saturación de la absorción del mismo, permitiendo la transmisión de la componente con mayor intensidad del pulso.

Este proceso genera una automodulación de amplitud (SAM por sus siglas en inglés) y éste a su

vez reduce las pérdidas del sistema. Con el paso del tiempo el pico de luz transmitida aumenta debido a que el tiempo de recuperación del absorbedor es mayor que el ancho temporal del pulso, pero suficientemente rápido para producir SAM. De hecho SAM debe ser del orden de nanosegundos al comienzo de ML y del orden de femtosegundos en estado estacionario [47][49]. Este proceso de auto-modulación de amplitud permite obtener pulsos ultracortos con menor duración que en caso de ML activo, debido a que el absorbedor puede modular las pérdidas intracavidad más rápido que el modulador electrónico. La diferencia fundamental entre ML activo y pasivo es entonces, que en la segunda técnica la modulación esta guiada por el propio pulso ultracorto y sincronizada a la frecuencia de cada viaje redondo del mismo dentro de la cavidad.

Recapitulando, inicialmente dentro de la cavidad existe una competencia entre los modos con fase aleatoria por ser amplificados (picos de ruidos). Cuando un pico de intensidad atraviesa el medio de ganancia por primera vez, la parte frontal (más intensa) es mayormente amplificada que la sección de las “alas” u orillas del haz. Para el siguiente arribo en el medio láser parte de la energía es transmitida a los modos adyacentes al modo correspondiente al pico de intensidad. Y para cada viaje es repetido lo anterior, por lo cual los modos comienzan a viajar en fase. Después de varias vueltas el proceso es estable En el caso de los modos en fase, la amplificación será la del pulso resultante de la interferencia constructiva de todos los modos (debido a su mayor intensidad). Al incidir en el espejo acoplador de salida una parte del mismo será transmitida mientras que la reflejada recorrerá de nuevo la cavidad siendo favorecida por el absorbedor saturable y por el medio de ganancia. A la salida del sistema podrá ser obtenido un tren de pulsos ultracortos.

Un ejemplo de absorbedor saturable es un espejo de semiconductor [51] (SESAM por sus siglas en inglés). Por lo general son espejos con algún semiconductor que es absorbedor saturable, cuya reflectividad aumentará al incrementar la intensidad de la luz incidente. Parámetros importantes de ellos son la fluencia de saturación, la respuesta temporal y la profundidad de modulación. Otro ejemplo de absorbedor saturable son los colorantes pero estos requieren un mayor costo de mantenimiento.

2.2.2. Efecto Kerr

Supongamos ahora un sistema con una tasa de repetición de 100MHz (valor típico), potencia promedio de 100mW y duración de pulso de 30fs. El tiempo de un viaje redondo equivale a 10ns. Por lo que la energía intracavidad del pulso es igual a 1nJ correspondiente a una potencia pico $>33\text{KW}$. Ahora bien, en la mayoría de los láseres de Ti:zafiro la luz es enfocada en haces cuyas cinturas son del orden de decenas de micrómetros dentro del cristal (cuyo objetivo es mantener la inversión de población). Por lo anterior para un spot de diámetro igual a $100\mu\text{m}$ la intensidad alcanzada es del orden de $10^8\text{W}/\text{cm}^2$. Este valor es alto y capaz de inducir cambios en propiedades de medios en los que se propague.

Sí un campo eléctrico de alta intensidad incide en un medio no lineal, induce una polarización, la cual puede ser expandida en una serie de potencias del campo eléctrico:

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots = \chi_{(1)}E(t) + \chi_{(2)}E^2(t) + \chi_{(3)}E^3(t) + \dots \quad (2-13)$$

donde $\chi^{(i)}$ es la susceptibilidad de i -ésimo orden, este tensor mide la respuesta del medio respecto al campo eléctrico aplicado. En este caso, dentro del cristal de Ti:zafiro induce una modulación no lineal del índice de refracción temporal y espacial, heredada de la dependencia de I respecto a estas variables. Puede ser expresado como:

$$n(t, \vec{x}) = n_0 + n_2 I(t, \vec{x}) \quad (2-14)$$

donde n_0 y n_2 son el índice lineal y no lineal del medio láser, respectivamente y $\vec{x} = (x, y, z)$. Esta variación recibe el nombre de efecto Kerr óptico y es un proceso no lineal de tercer orden. El valor de n_2 (para lo que a nosotros concierne) típicamente es del orden de $10^{-16}\text{cm}^2/\text{W}$. Este cambio induce un retardo temporal (o retardo de fase) en la parte más intensa del perfil del spot del haz. Transversalmente (en el eje XY) suponiendo un haz gaussiano, la parte central del spot sufre un retardo como puede observarse en 2-10. Por lo que el medio se comporta como una lente convergente (en la dirección de propagación del haz). A este proceso se le llama auto-enfocamiento.

Longitudinalmente (de nuevo en la parte central, por ser la más intensa y en el eje de

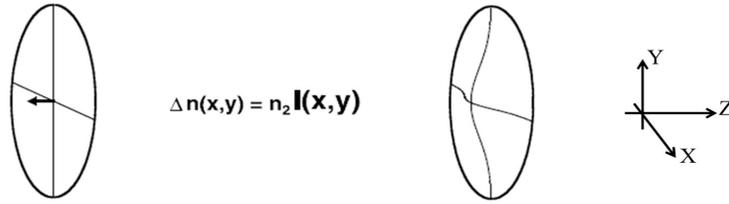


Figura 2-10: *Transversalmente, es originado un comportamiento de lente en la parte central del pulso como consecuencia del efecto Kerr en el plano XY.*

propagación Z) el retardo induce un cambio entre las frecuencias en la parte frontal y posterior del pulso como puede ser observado en 2-11. Las frecuencias largas viajan al frente de las

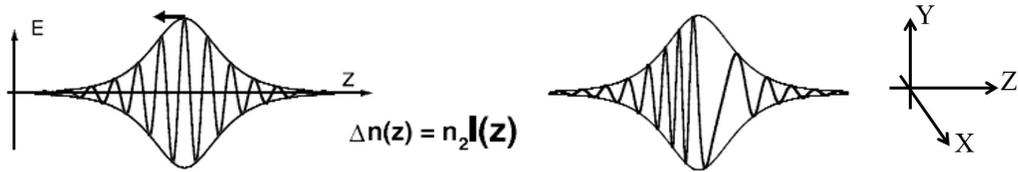


Figura 2-11: *Longitudinalmente es inducido el proceso no lineal SPM en la dirección de propagación del haz. Consecuencia del efecto Kerr en la dirección Z*

frecuencias cortas. Este cambio es conocido como automodulación de fase (SPM por sus siglas en inglés). Y es claro ver que su efecto es una variación (generación) de las frecuencias componentes del pulso; ensanchamiento del espectro de frecuencias y por lo tanto el pulso experimenta chirp positivo. El proceso de autoenfocamiento (efecto Kerr) es necesario para SPM, de lo contrario el proceso puede fragmentarse en regiones espaciadas no uniformemente creando chirp en diferente medida y diferentes regiones [11], autoenfocamiento previene la situación anterior ya que concentra la intensidad en una sola región.

Por lo visto en párrafos anteriores, SPM es la variación de la frecuencia instantánea. Consideremos una onda plana:

$$E(t, x) = E_0 e^{i(\omega_0 t - kx)} \quad y \quad k = \frac{\omega_0}{c} n(t) \quad (2-15)$$

y sabiendo que la frecuencia instantánea es la variación de la fase:

$$\omega(t) = \frac{\partial}{\partial t} \phi(t) = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} \frac{\partial n(t)}{\partial t} x \quad (2-16)$$

entonces la variación instantánea de la frecuencia es:

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\omega_0 n_2}{2c} x \frac{\partial I(t)}{\partial t} \quad (2-17)$$

De 2-17 podemos observar que la frecuencia instantánea no es constante en el tiempo y debido a que suponemos un perfil de intensidad gaussiano (2-12), entonces el cambio de la frecuencia es casi lineal i.e. es generado chirp lineal (2-13).

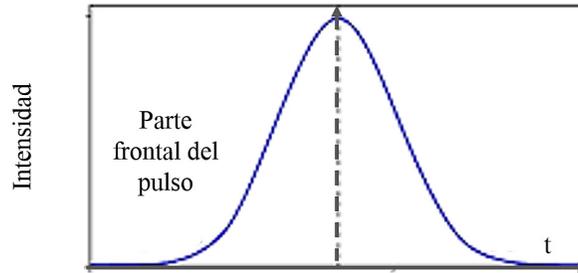


Figura 2-12: Perfil de intensidad de un pulso gaussiano. Los primeros tiempos corresponden a la parte frontal del pulso (en su arribo al medio no lineal).

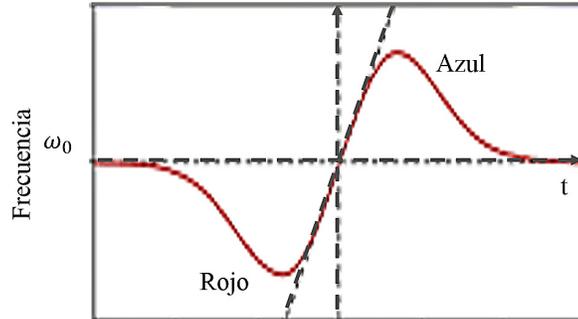


Figura 2-13: Variación de la frecuencia, proporcional a la derivada del perfil de intensidad del pulso gaussiano, por lo cual inicialmente es negativa (para $n_2 > 0$).

Lo anterior es relevante en la generación de pulsos ultracortos recordando que el ancho de banda es inversamente proporcional al ancho temporal del pulso. SPM fue propuesta por Gires y Tournois y Giordmaine independientemente [11], como método para la compresión del

pulso láser limitado por transformada (en el espectro visible). Es importante notar que solo SPM no es capaz de comprimir el pulso, es necesario el uso de un compresor para empatar en tiempo el recién creado ensanchamiento del espectro por SPM, pues estas frecuencias viajan a través del cristal por lo que experimentarán dispersión. Este método de compresión de pulsos ha demostrado proveer hasta 100nm de incremento en el espectro de un pulso láser, dentro de una cavidad [20].

Ahora bien, existen dos métodos para lograr un efecto equivalente al de un absorbedor saturable utilizando efecto Kerr llamados apertura dura y suave. El efecto transversal (descrito en la sección anterior) induce el auto-enfocamiento de los pulsos láser. Si esto es combinado con una rendija ó abertura mecánica entonces las pérdidas para las partes más intensas del pulso son menores. Lo que es igual al comportamiento de un absorbedor saturable [52]. Y por el uso de la rendija esta técnica es conocida como apertura dura y puede ser visualizado en 2-14, dentro del medio Kerr el haz pulsado sufre auto-enfocamiento Mientras que la componente continua es filtrada (“bloqueada”) por la rendija. En el caso de apertura suave es utilizado el empatamiento

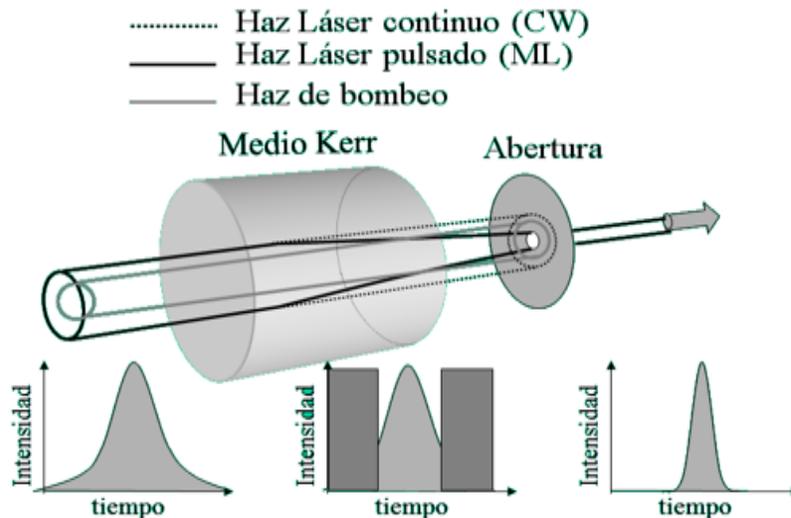


Figura 2-14: Duración más corta obtenida por año, usando diferentes medios de ganancia.

de los modos de bombeo y láser dentro del medio activo para favorecer la ganancia (del haz láser) en cada viaje redondo.

A la generación de pulsos ultracortos por amarre de modos basado en efecto Kerr se le conoce como KLM (Kerr Lens Mode-Locking).

2.3. Dispersión

2.3.1. Conceptos importantes

La interacción luz-materia genera diferentes dispersiones en la luz que se propaga y dependen de las propiedades del material y de la luz. En este caso el pulso láser ultracorto es compuesto por un ancho espectral amplio, y cada frecuencia ω experimentará refracción y propagación distintas en y dentro de un medio dispersivo. Lo anterior debido a la dependencia del índice de refracción con respecto a la frecuencia (longitud de onda). En la figura 2-15 se ilustra lo anterior, podemos observar como las longitudes de onda pequeñas son desviadas en mayor proporción [26].

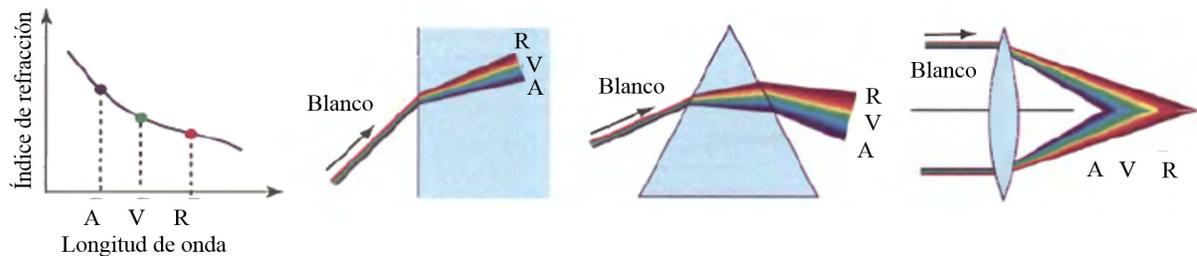


Figura 2-15: Las longitudes de onda corta (azules) son más dispersadas con respecto a las longitudes de onda grande (rojos).

La consecuencia inmediata de la dispersión en los pulsos es el ensanchamiento temporal así como la generación de chirp. Para entender lo anterior en las siguientes líneas se realiza un análisis sencillo explicando conceptos relevantes.

Velocidad de fase

Dada una onda plana dada por $y(z, t) = A \cos(kz - \omega t + \phi)$, donde A es la amplitud de la onda, ϕ es la fase inicial, ω es la frecuencia angular y k es el número de onda (magnitud del vector de propagación de la onda). La velocidad de fase (u onda) es definida como [2]:

$$V_f = \frac{\omega}{k} \quad (2-18)$$

donde c es la velocidad de la luz y $n(\omega)$ es el índice de refracción del medio que depende de la frecuencia.

Velocidad de grupo

¿Qué ocurre con la velocidad para más de una onda? Las ondas interferirán entre ellas y el resultado será una onda modulada. Consideremos dos ondas con diferentes frecuencias y números de onda, pero con la misma amplitud y fase inicial igual a cero, dadas por:

$$\begin{aligned} y_1(z, t) &= A \cos(k_1 z - \omega_1 t) \\ y_2(z, t) &= A \cos(k_2 z - \omega_2 t) \end{aligned} \quad (2-19)$$

la suma de las ondas es igual a:

$$y_R(z, t) = \cos(k_1 z - \omega_1 t) + \cos(k_2 z - \omega_2 t) \quad (2-20)$$

usando que:

$$\cos(\alpha) + \cos(\beta) = 2 \cos \left[\frac{\alpha + \beta}{2} \right] \cos \left[\frac{\alpha - \beta}{2} \right] \quad (2-21)$$

y si $\alpha = k_1 z + \omega_1 t$ y $\beta = k_2 z + \omega_2 t$, entonces la suma de dos ondas 2-20 puede reescribirse como:

$$y_R(z, t) = 2 \cos \left[\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{k_1 + k_2}{2} z \right] \cos \left[\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} z \right] \quad (2-22)$$

El primer coseno representa la frecuencia y número de onda promedio de la frecuencia portadora. El segundo, representa una modulación de la onda 2-22; la envolvente. La velocidad de grupo es definida como la rapidez con la que se desplaza la envolvente de la suma de las ondas y esta dada por:

$$V_g = \frac{\omega_e}{k_e} = \frac{\Delta \omega}{\Delta k} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \quad (2-23)$$

La velocidad de grupo y la velocidad de fase solo serán iguales cuando la onda resultante se propague en el vacío (en ausencia de cualquier medio dispersivo) y serán iguales a la velocidad de la luz en el vacío.

La diferencia entre las velocidades de grupo y fase genera una longitud de desfaseamiento entre

la onda portadora y la envolvente, esta variable es del orden de $10\text{-}50\mu\text{m}$ en materiales transparentes y en el espectro visible e infrarrojo cercano. Esta longitud es relevante para pulsos con duraciones menores a tres ciclos de oscilación del campo eléctrico [21][27].

2.3.2. Dispersiones de la fase

Al inicio de este capítulo un pulso láser fue definido como un paquete de ondas electromagnéticas, es decir la suma de ellas, cada una con diferente frecuencia. Por lo cual la intensidad y la fase del pulso serán afectadas cuando el pulso se propague en un medio dispersivo, dependiendo de las propiedades del mismo. Dicho cambio puede ser estudiado al analizar la modificación del término de la fase, para lo cual se realiza una expansión en series de Taylor del número de onda en función de la frecuencia angular ω_0 :

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{dk}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2k}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3k}{d\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2-24)$$

todas las derivadas de 2-24 son evaluadas en ω_0 .

El primer término es un corrimiento constante de la fase que no afecta a la envolvente (recordando que $V_f = \omega_0/k_0$) [29].

Al cortar solo hasta el segundo término de 2-24, obtenemos una función lineal con respecto de ω

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{dk}{d\omega}(\omega - \omega_0) \quad (2-25)$$

este término no tiene efecto en el pulso de salida, el cual será una replica del pulso de entrada cuya velocidad de propagación es la velocidad de grupo dada por 2-23. Podemos definir al retardo de grupo (GD por sus siglas en inglés) como:

$$GD = L \frac{dk}{d\omega} = \frac{L}{V_g} \quad (2-26)$$

GD representa un retraso en el tiempo de propagación del pulso, debido a su paso por un medio dispersivo de longitud L . Si un pulso tarda Δt_1 al viajar de x_1 a x_2 como se muestra en 2-16, esta diferencia de tiempo Δt_2 será mayor cuando el pulso atraviesa un medio dispersivo.

A partir del tercer término en la serie de Taylor (2-24), cada uno representa algún tipo de

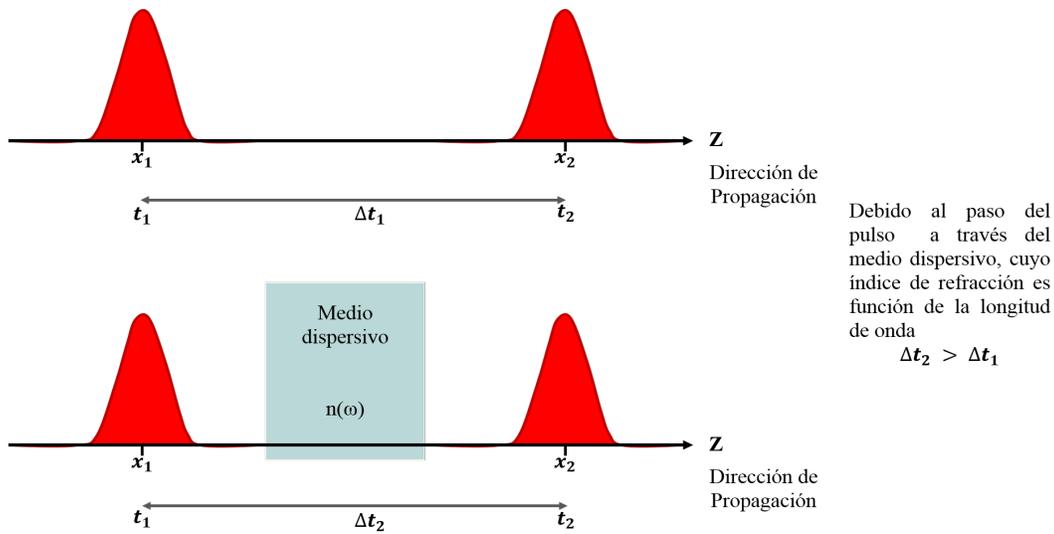


Figura 2-16: Retardo en el tiempo de propagación de un pulso, debido a su paso a través de un medio dispersivo.

dispersión. El tercer término representa cambios en la duración del pulso láser. Definimos la dispersión de velocidad de grupo (GVD por sus siglas en inglés), como:

$$GVD = L \frac{d^2 k}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{V_g} \right) \quad (2-27)$$

Cuyas unidades son de $[s^2/m]$. Notemos que GVD es la variación del inverso de la velocidad de grupo con respecto de la frecuencia. Cuando el cambio del índice de refracción respecto a la frecuencia es nulo, la velocidad de fase es igual a la velocidad de grupo.

El efecto de GVD es un ensanchamiento temporal del pulso como consecuencia del desfase de sus componentes espectrales (generación de chirp, ver sección 1.3.3), como se muestra en 2-17. Sí el análisis que se realiza solo compete a la fase (y no a un material en específico), definimos el retraso de dispersión de grupo (GDD) como la segunda derivada de la fase con respecto a la frecuencia, que a su vez se encuentra relacionada con GVD por:

$$GDD = GVD * L \quad (2-28)$$

Notemos que las unidades de GDD son $[s^2]$. Es importante mencionar que este es el valor reportado por los fabricantes para diferentes elementos ópticos para los cuales es importante

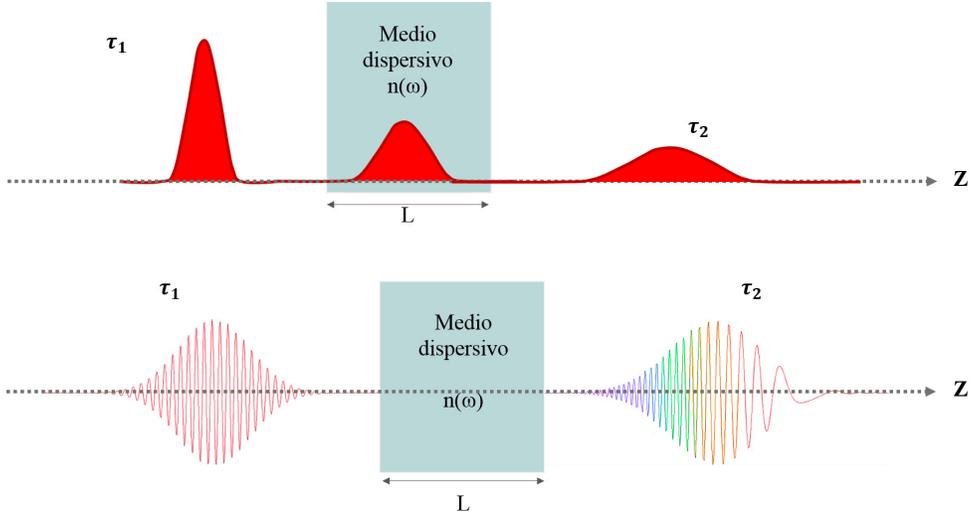


Figura 2-17: *Ensanchamiento temporal del pulso como consecuencia de GVD.*

conocer esta variable, el dato es una gráfica donde para cada longitud de onda es asociado un valor de GDD. El cuarto término de la serie de Taylor es llamado dispersión de tercer orden, cuyo efecto es la deformación (no lineal) del perfil del pulso. Este término es considerado cuando son deseadas duraciones temporales de pulsos menores a 50fs, más aun para pulsos con menores anchos debido a que en estos casos ya ha sido compensada la dispersión de segundo orden (GVD).

En la práctica, es necesario conocer cuando deben ser considerados los efectos de dispersión. A partir de la relación entre los anchos temporales de los pulsos mostrados en 2-17, dada por [31]:

$$\tau_2 = \tau_1 \sqrt{1 + \left(\frac{4 \ln(2) d^2 \phi / d\omega^2}{\tau_1^2} \right)^2} \quad (2-29)$$

de acuerdo a 2-29, los efectos de ensanchamiento del pulso comienzan a ser importantes cuando la dispersión de segundo orden es mucho mayor al cuadrado del ancho temporal del pulso sin dispersión:

$$d^2 \phi / d\omega^2 \gg \tau_1^2 \quad (2-30)$$

por lo tanto la duración del pulso después de haberse propagado sera:

$$\tau_2 \approx \frac{d^2 \phi}{d\omega^2} \Delta\omega \quad (2-31)$$

solo considerando dispersión de segundo orden. Es importante aclarar que esta ecuación solo es valida cuando la duración del pulso de entrada τ_1 es la mínima, es decir el pulso es limitado por su transformada de Fourier (BL de sus siglas en inglés).

De nuevo en la práctica es común obtener el espectro de un pulso longitudes de onda (usando un espectrómetro) por otro lado, el índice de refracción (n) puede ser calculado utilizando la ecuación de Sellmeier [30]:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \quad (2-32)$$

donde B_i y C_i son los coeficientes de Sellmeier (obtenidos de manera empírica para un amplio intervalo de longitudes de onda). Por lo anterior, la tabla 2-1 es útil para encontrar las variables descritas en las secciones anteriores [31].

Variable	En función de	
	Frecuencia	Longitud de onda e índice de refracción
Velocidad de fase V_f	$\frac{\omega}{k_0}$	$\frac{c}{n}$
Velocidad de grupo V_g	$\frac{d\omega}{dk_0}$	$\frac{c}{n} \frac{1}{1 - \frac{dn}{d\lambda} \frac{\lambda}{n}}$
Retardo de grupo GD	$\frac{d\phi}{d\omega}$	$\frac{nz}{c} \left(1 - \frac{dn}{d\lambda} \frac{\lambda}{n}\right)$
Dispersión de segundo orden GVD	$\frac{d^2\phi}{d\omega^2}$	$\frac{\lambda^3 z}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2}$
Dispersión de tercer orden	$\frac{d^3\phi}{d\omega^3}$	$\frac{-\lambda^4 z}{4\pi c^3} \left(3 \frac{d^2n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3n}{d\lambda^3}\right)$

Cuadro 2-1: *Equivalencia de diferentes cantidades en el estudio de la propagación de pulsos ultracortos en función de la frecuencia y la longitud de onda.*

2.3.3. Chirp

Debido a la interacción luz-materia, existe una serie de procesos que afectan el ancho temporal del pulso láser entre ellos es la variación de la frecuencia instantánea con respecto del tiempo llamada chirp. Para ejemplificar esto, supóngase un pulso gaussiano dado por:

$$E(t) = \exp(-\alpha t^2) \exp [i (\omega_0 t + bt^2)] \quad (2-33)$$

donde observamos que la fase $\phi(t) = \omega_0 t + bt^2$ contiene un término cuadrático con respecto del tiempo.

La definición de frecuencia instantánea es:

$$\omega_i(t) = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d(\omega_0 t + bt^2)}{dt} = \omega_0 + 2bt \quad (2-34)$$

En este caso la variación es lineal por lo que el chirp es lineal y en función de la variable b . Esta dependencia se observa en la gráfica mostrada en 2-18 Cuando $b = 0$ entonces el pulso no

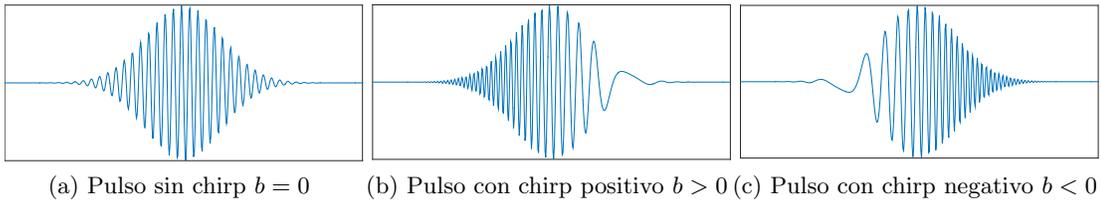
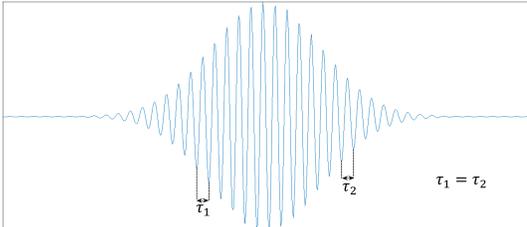
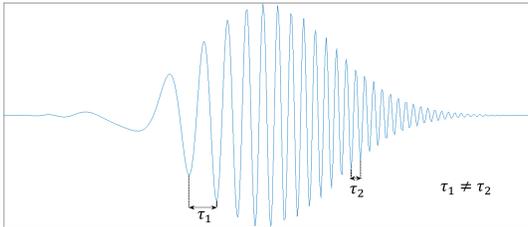


Figura 2-18: Campo eléctrico del pulso láser con diferentes valores de chirp lineal (b).

tiene chirp y además se le llama limitado por ancho de banda. En este punto, podemos realizar una comparación entre los pulsos (gaussianos) limitados por su ancho de banda y aquellos que tienen chirp como se muestra en 2-2

Pulsos limitados por ancho de banda	Pulsos con chirp
Satisfacen la igualdad $\Delta\nu\Delta\tau = C_B$	Satisfacen la condición $\Delta\nu\Delta\tau > C_B$
Su duración es la más corta de acuerdo a su ancho espectral	Su duración es mayor debido a la presencia de dispersión
Su envolvente es una función real, dado que $\phi(\omega) = 0$	Su envolvente es compleja ($\phi(\omega) \neq 0$)
No tienen chirp	Exhiben chirp
El período entre las oscilaciones del campo eléctrico es constante	El período entre las oscilaciones del campo eléctrico no es constante
	

Cuadro 2-2: Diferencia entre pulsos con y sin presencia de chirp.

2.4. Compresión de pulsos

Como fue mencionado anteriormente el ancho temporal ($\Delta\tau$) de los pulsos ultracortos es inversamente proporcional al ancho espectral ($\Delta\nu$). Al incrementar $\Delta\nu$ es más evidente el ensanchamiento temporal inherente al paso del pulso a través de la óptica, lo cual representa una condición indeseada tanto para la generación de pulsos láser con anchos temporales cada vez menores, como para aplicaciones de los mismos.

Un pulso de 10fs @800nm corresponde a un ancho espectral de ~ 100 nm en FWHM, por lo cual es necesario un sistema óptico con el cual seamos capaces de compensar las distorsiones en la fase para un ancho espectral en dicho intervalo. Factores cruciales en la selección de tales sistemas son, la energía del pulso y la cantidad de dispersión que puede ser compensada. En este trabajo las energías de los pulsos son relativamente bajas por lo que el sistema de compresión es relativamente sencillo en comparación con sistemas amplificados donde los elementos usados para comprimir comienzan a presentar efectos no lineales.

¿Cuáles son los elementos ópticos para realizar la compresión temporal por compensación de dispersión de un pulso? Algunos ejemplos son: prismas, rejillas de difracción, espejos tipo chirp o una combinación de ellos, entre otros.

El propósito general de los compresores es el empatamiento en tiempo y espacio de las diferentes frecuencias que componen al pulso láser ultracorto, durante su propagación. Los compresores básicamente generan diferencias en los caminos ópticos (OP por sus siglas en inglés), para cada frecuencia disminuyen o aumentan la distancia recorrida por la misma, en función del tipo de chirp que afecta al pulso ultracorto. La mayoría de los elementos ópticos así como sus combinaciones pueden ser utilizados dentro y/o fuera de la cavidad láser.

Como hemos visto, la idea detrás de los compresores es que éstos, son dispositivos en los que los “azules” viajan más rápido que los “rojos”. ¿Porqué son necesarios? dentro de la cavidad cuando el pulso interactúa con los elementos ópticos experimenta dispersiones en la fase (y estas son mayores cuando se propaga a través del medio activo, que en el caso de un sistema de estado sólido es un cristal). Fuera de la cavidad al utilizar el pulso es necesario un arreglo óptico por el cual viaje, de nuevo sufrirá dispersiones en la fase, las cuales para conservar el ancho temporal es necesario compensarlas.

Uno de los dispositivos para comprimir pulsos del orden de fs es un modulador de fase ultrarrápi-

do por ejemplo, una celda con líquido que presente efecto Kerr lo cual genera automodulación de fase (SPM). Logrando obtener pulsos de hasta 20fs [53]. SPM también puede ser generado por fibras ópticas (incluso con gas contenido en ellas) logrando duraciones de hasta 10fs, después de recomprimir.

Otro método de compresión de pulsos es el uso de óptica adaptativa. Lo cual implica un costoso y complejo arreglo experimental y baja eficiencia, esto último debido a las pérdidas en la potencia. Además, son generadas una serie de distorsiones espaciales y temporales debido al acoplamiento de los pulsos con dicho sistema [54]. También pueden ser utilizadas rejillas de difracción que permiten compensar dispersión de hasta orden cuatro [55], pero en este caso de nuevo hay pérdidas considerables de potencia.

2.4.1. Compresor de prismas

El primer análisis para compensar GVD utilizando arreglos de prismas (incluso en combinación con rejillas de difracción) fue presentado en 1982 [56]. El primer trabajo (intracavidad) para comprimir pulsos, usando un solo prisma, fue reportado en 1983 por Dietel et.al. [57] logrando comprimir pulsos hasta 60fs en un láser de colorante. Posteriormente en 1984 Fork et. al. demostraron la generación de dispersión de segundo orden negativa por el uso de un arreglo de cuatro prismas del mismo material cortados en ángulo de Brewster y con pérdidas bajas [58]. La compensación de dispersión es posible al generar dispersión angular con prismas, debido a la refracción de las frecuencias componentes del pulso láser al incidir en el prisma (por difracción en el caso de utilizar rejillas), lo cual induce un cambio de fase entre las diferentes componentes [63].

Notemos que en el compresor de prismas son generadas diferencias en los caminos ópticos de cada frecuencia componente del pulso (figura 2-19) [107]. El desfase es inducido por el primer prisma, el resto de ellos son usados para “juntar” de nuevo al pulso [60]. Después de incidir en el primer prisma las frecuencias componentes se propagan en diferentes ángulos. Después de cruzar el segundo prisma, son colimadas (viajan paralelas). Este proceso es repetido en sentido contrario en el tercer y cuarto prisma. Por lo que a la salida del último prisma, todas las longitudes de onda abandonaran el arreglo en la misma dirección en la que entraron en él. Como resultado las frecuencias son empatadas en tiempo, acortando la duración del pulso láser.

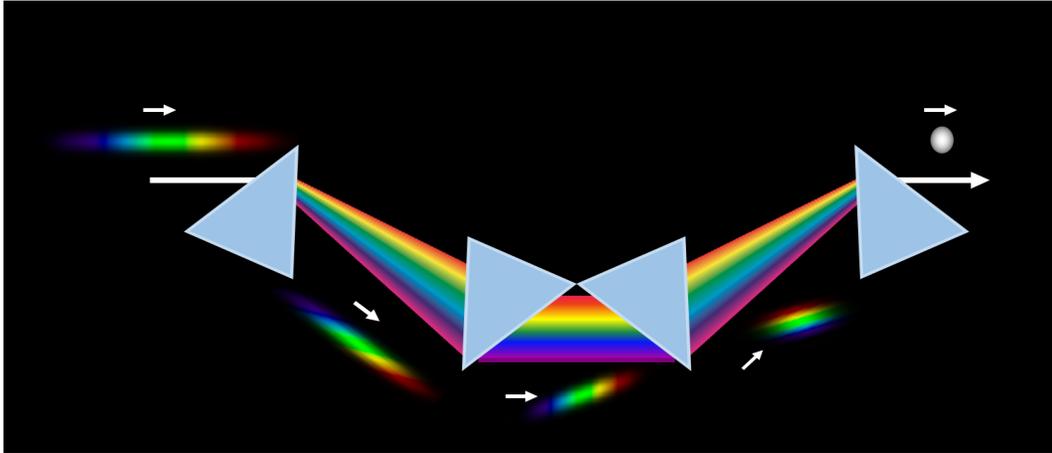


Figura 2-19: *Compresor de cuatro prismas.*

La cantidad de dispersión de segundo orden introducida por el sistema completo esta dada por la ecuación:

$$GDD \propto L_p \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left. \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right|_{\lambda_0} - 4L_s \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \right)^2 \quad (2-35)$$

donde L_p es la cantidad de vidrio que el pulso recorre (camino óptico a través del material) y L_s es la separación entre los prismas como se muestra en 2-20 (en este caso usando un compresor de dos prismas y un espejo para doblar el compresor (MF)).

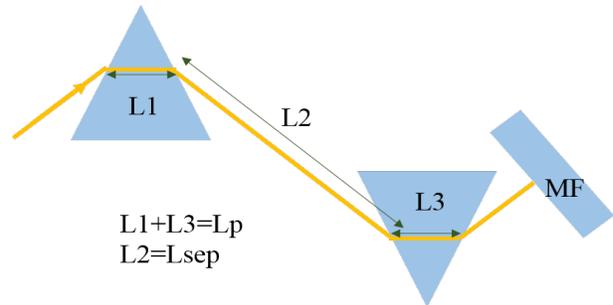


Figura 2-20: *Compresor de dos prismas doblado por un espejo metálico.*

El segundo término de 2-35 es siempre negativo y proporcional a la distancia de separación de los prismas (entre el primero y el segundo).

El compresor puede ser reducido a usar dos prismas y un espejo, debido a su simetría. El espejo es colocado entre el segundo y tercer prisma. Uno de los prismas es colocado en una platina (ver 2-21), con el fin de realizar un ajuste en la cantidad de GVD a compensar; al introducir mayor (menor) material del prisma en el camino óptico del pulso láser (posición n en la figura) aumenta (disminuye) la cantidad de GVD positiva modificando L_p del primer término de 2-35.

Esta es una manera de “ajustar” la compensación total del compresor. Cabe notar que dicho cambio es continuo.

Además, es fácil ver que el cambio de posición del prisma no afecta la dirección de propagación del haz, independientemente de la cantidad de prisma introducido (lo cual solo se cumple sí la alineación del prisma y la platina en la que se encuentra montado es correcta). Los prismas son diseñados de manera que el

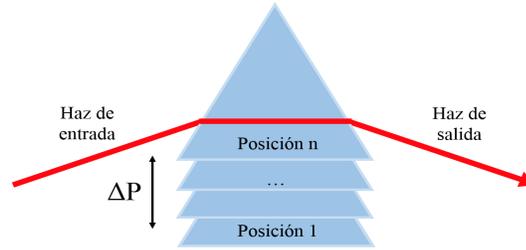


Figura 2-21: *Desplazamiento de un prisma para ajuste fino de la dispersión introducida por el compresor.*

ángulo de mínima desviación es igual al ángulo Brewster para minimizar las pérdidas de potencia.

Para distancias grandes L_s del segundo término de 2-35 ($\approx 100\text{cm}$), este método comienza a ser impráctico. Sí es requerida mayor compensación, entonces pueden ser usados vidrios más dispersivos por ejemplo SF10. Aunque en este caso la cantidad de dispersión de orden superior será mayor y consecuentemente no podrán ser obtenidos anchos temporales del orden de $\approx 10\text{fs}$. Típicamente un compresor de prismas compensa completamente la dispersión de segundo orden, a la vez que introduce dispersión de tercer orden [59], que es indeseada y que puede ser minimizada eligiendo materiales de baja dispersión. El uso de prismas limita la duración de los pulsos que pueden ser obtenidos directamente de una cavidad láser a 10fs debido a que estos elementos solo compensan dispersión de segundo orden[66]. Por lo anterior es necesario el uso de elementos ópticos que permitan la compensación de dispersión con forma espectral arbitraria e independiente del orden polinomial de la fase [59]: espejos tipo chirp (CM).

2.4.2. Espejos tipo chirp

Aunque los primeros estudios acerca del retardo de la fase en función de la frecuencia con capas de materiales dieléctricos comenzaron en la década de 1960, su máximo desarrollo fue en los 1980 con la creación de los pulsos de femtosegundos. Los espejos tipo chirp (CM) fueron diseñados en 1994 por el grupo de Szipocs et. al [64]. En la actualidad CM son usados para

comprimir (intra y extracavidad) y amplificar pulsos ultracortos.

Su diseño es basado en una estructura de pares de capas de bajo y alto índice de refracción, cuyos grosores varían incrementándose. Las capas son depositadas una sobre otra, por lo que la profundidad de penetración (y reflexión), varía en función de la longitud de onda. De hecho las longitudes de onda grandes penetran más profundo que las de onda corta (figura 2-22). Por lo que el pulso láser reflejado será comprimido. En general, éstos son diseñados para compensar la GDD total del resto de los elementos dentro de la cavidad láser.

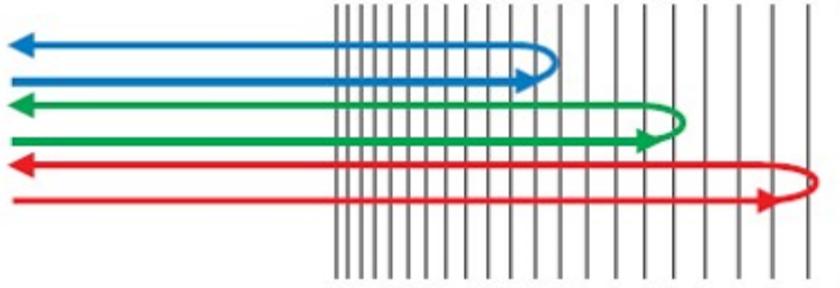


Figura 2-22: Estructura de un espejo tipo chirp. Las longitudes de onda grandes penetran mayormente, respecto a las longitud de onda corta.

Estos espejos presentan diferentes ventajas, entre las cuales se encuentran sus bajas pérdidas (alta reflectividad), frente a otros compresores; son recomendados para compensar dispersión en un amplio ancho de banda. Las pérdidas por reflexión pueden incluso ser menores al 0.01 % de acuerdo al fabricante. Hacen posible tener sistemas compactos, con menos elementos ópticos y consecuentemente sistemas con mayor estabilidad. Para intervalos espectrales pequeños alrededor de la frecuencia portadora pueden ser encontrados en el mercado espejos capaces de proporcionar compensación constante (sin variaciones).

Por otro lado existe un problema al usarlos; la compensación de dispersión oscila alrededor del valor deseado (constante) de compensación de dispersión. Dichas oscilaciones son generadas por la interferencia de la reflexión en la interfaz espejo-aire y la reflexión en cada

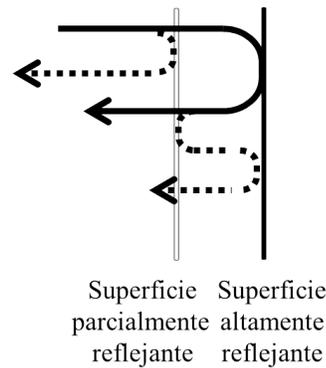


Figura 2-23: Reflexiones múltiples entre capas parcial y totalmente reflejantes dentro de un espejo tipo chirp.

una de las capas parcialmente reflejantes con la reflexión en la capa altamente reflejante (más profunda), actuando como un interferómetro (véase figura 2-23). Este comportamiento indeseado aumenta al incrementar el ancho espectral del pulso.

Dichas reflexiones crean pulsos satélite, los cuales interfieren con el pulso principal y en consecuencia el control de dispersión será ineficiente.

Varios estudios se han llevado a cabo para mejorar el funcionamiento de este tipo de espejos tratando de eliminar las oscilaciones en la señal reflejada ya sea por el uso de capas antirreflejantes [65], usar una doble estructura [66] o tener una primer superficie con inclinación respecto al resto de las capas del espejo [67], por nombrar algunas. Aún así no ha sido posible eliminar las fluctuaciones en la señal reflejada. Una forma de compensarlas, fue diseñar espejos CM que atenúen estas oscilaciones: DCM por sus siglas en inglés correspondientes a Double Chirped Mirror.

2.4.3. Parejas de espejos tipo double chirp

Los CM han sido mejorados y rediseñados para compensar la dispersión intracavidad operando bajo un amplio ancho de banda de hasta 400nm, estos espejos son DCM. Una propiedad importante es su alta reflectividad para dicho amplio ancho de banda. Las diferencias de diseño son: el empatamiento de impedancias entre el aire y la primer capa (que es de bajo índice de refracción) [72], colocando un recubrimiento antirreflejante de amplio espectro; las reflexiones internas son eliminadas incrementando la variación del grosor de las capas con alto índice de refracción (lo cual es logrado al incrementar el grosor de las capas casi nulas de bajo índice de refracción). Por lo cual es posible compensar dispersiones de alto orden y generar pulsos de menor ancho temporal. Con este tipo de espejos han sido obtenidos pulsos de 5fs directamente de una cavidad de Ti:zafiro, compensando dispersión de hasta sexto orden [20].

Estos espejos fueron diseñados posteriormente en parejas (DCM's por sus siglas en inglés). La ventaja es, que por diseño, cada parte del par (cada espejo) genera oscilaciones tal que estas compensan a las de su contraparte como puede ser observado en 2-24 [70]. Las curvas azul y roja (gráficas izquierda y central) corresponden a la cantidad de GDD inducida en la señal reflejada

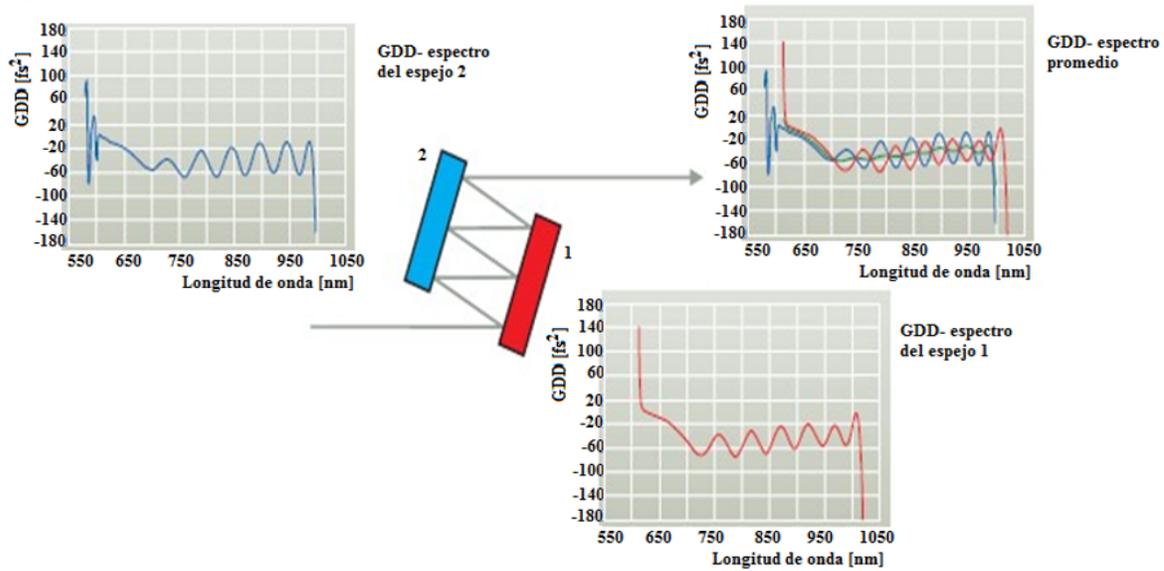


Figura 2-24: *Compensación resultante de una pareja de DCM para un amplio ancho de banda.*

en cada espejo. Por lo cual después de un rebote en cada uno de ellos la señal resultante tendrá una compensación dada por el promedio del efecto de haber sido reflejada en cada espejo. Esta compensación corresponde a la curva verde de la gráfica del lado derecho en 2-24. Las oscilaciones de cada espejo son canceladas obteniendo una compensación de dispersión suave.

Este tipo de componentes son necesarios para obtener pulsos ultracortos de duraciones inferiores a 10fs directamente de una cavidad que además es miniaturizada ya que la generación de dispersión negativa no depende de la separación de los elementos como en el caso de un compresor de prismas. Otra ventaja derivada de lo anterior es una cavidad láser con mayor estabilidad. Debido a que es difícil compensar dispersión de altos ordenes es necesario reducir la longitud del medio de ganancia láser [71], es el componente que introduce mayor cantidad de dispersión dentro de la cavidad.

Cabe mencionar que las oscilaciones generadas por la reflexión del pulso en estos espejos influyen en las oscilaciones observadas en el espectro del pulso de salida [51].

Aún cuando los anchos temporales más cortos han sido obtenidos con DCM's, su costo de fabricación es elevado y su diseño es complicado en comparación con el de los CM. Por lo anterior han sido propuestos diferentes métodos de realizar la misma supresión de oscilaciones pero con CM por ejemplo, con el uso de dos parejas de CM, cada pareja en un ángulo de incidencia

diferente (5° y 19°), con lo cual son canceladas las oscilaciones de cada par de DC [73] [74].

2.4.4. Cuñas

Como ha sido revisado anteriormente, el uso de pares de prismas limita la cantidad de compensación de dispersión de alto orden, mientras que los espejos DCM's, por fabricación, solo son capaces de compensar dispersión en cantidades "constantes" (por ejemplo -40fs^2 , valor dado por el fabricante para una pareja utilizada en este trabajo), y no de forma continua. Es decir, por cada par de reflexiones o rebotes" podemos compensar -40fs^2 , entonces por dos pares de rebotes podremos compensar -80fs^2 y así sucesivamente. Pero, ¿qué podemos hacer si necesitáramos compensar solamente -65fs^2 ? Por lo anterior, las opciones de diseño de cavidad, considerando solo la compensación de dispersión de segundo orden, son:

- La compra de un medio de ganancia cuyo valor de GDD inducida en el pulso sea igual a un número entero de veces el valor de compensación de todas las parejas de DCM (dado por el fabricante) dentro de la cavidad o,
- Realizar compensación extra dependiendo de la cantidad de GVD remanente con pares: de prismas o de cuñas.

Cabe destacar que las cuñas son prismas, la diferencia es el espesor, llegando a medir hasta unos cuantos milímetros (1.4, de acuerdo al fabricante) en la parte central, véase figura 2-25. Por lo cual las cuñas son usadas en pares. Además, aunque usualmente son utilizadas para el ajuste fino de la compensación contribuyendo con dispersión negativa, también es posible introducir hasta $+15\text{fs}^2$ (con cuñas de CaF_2 , que son las utilizadas en este trabajo).

Han sido ampliamente usadas (en combinación con espejos CM y/o DCM's) no solo en láseres de Ti:zafiro, para realizar dicha compensación de dispersión intracavidad. Actualmente, existen sistemas comerciales y compactos con cuñas y pares de DCM's.



Figura 2-25: Par de cuñas para compensación de GVD.

Además, esta combinación ha sido usada para compresión externa de los pulsos y caracterización de los mismos por la técnica D-scan [75][76][77]. Esta técnica es una gran herramienta en comparación al uso de sistemas de caracterización de pulsos como FROG, SPIDER y otros, en los cuales son requeridos varios elementos ópticos y consecuentemente un mayor tiempo de alineación y estabilidad, algunos requieren separar los pulsos, realizar interferometría y recombinarlos de nuevo, además del tiempo de calibración. Por otro lado, el inconveniente de la técnica D-scan es el uso de un cristal no lineal cuyo espesor es de 5 μ m. Lo anterior debido a su alto costo y difícil manipulación.

A partir de la teoría de las secciones anteriores podemos concluir que para generar pulsos ultracortos inicialmente es necesario compensar dispersión dentro de la cavidad. Posteriormente es necesario utilizar SPM para incrementar el número de componentes espectrales (ensanchamiento del espectro), considerando que la interacción de GVD y SPM puede causar inestabilidades al pulso generado; ya que la variación del espectro induce cambios en la cantidad de dispersión a compensar dentro de la cavidad. La forma del pulso será determinada por la interacción entre KLM y SPM, debido a las pérdidas dependientes de la variación temporal de la intensidad del pulso dentro del cristal, lo cual sólo es posible al alcanzar altas intensidades capaces de modificar el índice de refracción.

2.5. Caracterización temporal de los pulsos ultracortos

El desarrollo de técnicas de medición y caracterización de pulsos ultracortos ha sido simultáneo a la generación de pulsos con duraciones cada vez menores. Existen técnicas que pueden caracterizar completamente al pulso como lo son el FROG que mide el espectrograma del pulso al medir el espectro de la autocorrelación, por lo cual es necesario un algoritmo de reconstrucción del pulso [35], el SPIDER mide la interferencia entre dos replicas del pulso desfasadas espectralmente entre sí [38], la reconstrucción por traza de sonogramas [40] entre otras técnicas.

2.5.1. Autocorrelación no lineal

En este trabajo el principal interés fue determinar el ancho temporal de los pulsos láser pero, ¿cómo podemos medir duraciones tan cortas, cuál es esta herramienta? Recordemos que para medir por ejemplo una mesa necesitamos un patrón de medida de igual o menor tamaño que la mesa. En el caso de tiempo necesitaríamos una herramienta de similar duración. ¿Acaso hay algún proceso más pequeño completamente caracterizado, para poder medir con éste las duraciones de pulsos con anchos temporales $< 30\text{fs}$?. Con el fin de medir pulsos de unos cuantos picosegundos hasta pocos femtosegundos fue desarrollada una técnica indirecta de detección: autocorrelación no lineal. Básicamente, un autocorrelador compara una señal con una copia de ella misma con un retardo entre ellas i.e. utilizamos una copia del pulso láser para medirlo, de ahí el nombre de autocorrelación no lineal. Existen dos tipos: interferométrica y de intensidad. La primera puede proporcionar información acerca de distorsiones en la fase, lo que la diferencia de la autocorrelación de intensidad [96].

La autocorrelación esta dada por la integral en el tiempo de dos señales idénticas, con un retraso temporal variable entre ellas:

$$(f \star f)(x) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} f^*(t)f(x+t)dt \quad (2-36)$$

donde f^* es el complejo conjugado de f . Esta función es una medida de la similitud de ambas señales en la posición x . Además, la autocorrelación también denotada como $A_f(x)$ cumple con:

$$A_f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(t)f(x+t)dt = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(t-x)f(t)dt \quad (2-37)$$

Algunas de las propiedades matemáticas de la autocorrelación que son de interés durante la implementación de la técnica son:

- Es simétrica (por lo que sin importar la forma del pulso debemos obtener una señal con simetría respecto al tiempo), por lo cual esta medida no proporciona información acerca de la forma del pulso.
- El máximo de intensidad corresponde al total traslape de las dos replicas, llamado retardo

cero ($t=0$).

- Si $f(x)$ es una función periódica, entonces $A_f(x)$ tiene el mismo período.

Para obtener una autocorrelación de un pulso es necesario un arreglo experimental; un interferómetro, en este trabajo, de Michelson. La señal de autocorrelación es la respuesta no lineal de un fotodiodo a los haces enfocados en él. La polarización inducida P , en el material esta dada por 2-13. El proceso de tercer orden absorción de dos fotones (TPA por sus siglas en inglés) es a través del cual puede ser obtenida la autocorrelación del pulso.

Este fenómeno consiste en la absorción de dos fotones por un semiconductor, cuya energía (sumada) logra excitar un electrón de la banda de valencia por lo cual éste salta a la banda de conducción [93]. Suponemos que durante el fenómeno no existen otras pérdidas ni procesos, por lo que no existe la absorción de un solo fotón, i.e. el fotodiodo es transparente a la longitud de onda de excitación. La suma de los electrones en la banda de conducción genera una fotocorriente. En este trabajo fue utilizado un fotodiodo de GaAsP, la elección fue debida a una mayor respuesta de absorción no lineal respecto a la lineal [94].

Este método presenta una serie de ventajas respecto al uso de un cristal no lineal, entre ellas se encuentran [36][37]:

- Respuesta espectral más amplia
- Mayor sensibilidad
- Menor sensibilidad a alineación (en un cristal no lineal es necesario cumplir la condición de empatamiento de fases, por lo cual es sensible a alineación angular y estado de polarización de los haces incidentes)
- Costo inferior comparado con un cristal no lineal (> 1000 USD), un fotodiodo GaAsP cuesta aproximadamente 8 USD
- No existe dependencia del ancho temporal, por ejemplo si la duración del pulso es de 10 fs entonces el cristal debería medir menos de 25μ (debido a dispersiones), para poder medir el pulso sin ensancharlo.

La respuesta del material esta dada por la señal [94]:

$$M = A \int_{-\infty}^{\infty} [\alpha I + \beta I^2] dt \quad (2-38)$$

y corresponde a la autocorrelación del pulso a medir. A es una constante, α y β son los coeficientes de absorción lineal y no lineal del semiconductor e I es la intensidad de la señal.

El fotodiodo usado en este trabajo es tal que $\alpha \ll \beta$ por lo cual:

$$M(\tau) \approx A\beta \int_{-\infty}^{\infty} I^2 dt \quad (2-39)$$

La intensidad I esta dada por:

$$I = |E(t) + E(t + \tau)|^2 \quad (2-40)$$

donde E es el campo eléctrico del pulso láser, que es una función del tiempo y el espacio, (solo consideraremos su dependencia temporal). Entonces

$$M(\tau) \approx A\beta \int_{-\infty}^{\infty} |E_0^2(t) + E_0^2(t + \tau) + 2E_0(t)E_0(t + \tau)|^2 dt \quad (2-41)$$

Al desarrollar 2-41 [94] obtenemos:

$$\begin{aligned} M(\tau) \approx A\beta \int_{-\infty}^{\infty} & 4E_0^2(t)E_0^2(t + \tau) \\ & + 4[E_0^3(t)E_0(t + \tau) + E_0(t)E_0(t)E_0^3(t + \tau)]\cos(\omega\tau) \\ & + 2E_0^2(t)E_0^2(t + \tau)\cos(2\omega\tau) \\ & + E_0^4(t) + E_0^4(t + \tau) \quad dt \end{aligned} \quad (2-42)$$

Los cuatro términos dentro de la integral de 2-42 contribuyen de manera diferente a la autocorrelación [35], lo anterior es mostrado en la tabla 2-3:

Al realizar un análisis de las contribuciones anteriores, podemos verificar que si $\tau \rightarrow \infty$, i.e. los pulsos no se encuentran traslapados, entonces los términos cruzados de 2-3 no contribuyen a la integral por lo cual $M(\tau \rightarrow \infty) = 2A\beta \int_{-\infty}^{\infty} [I^2(t)] dt$ (correspondiente al término constante).

Contribución	Término
Autocorrelación de intensidad	$4E_0^2(t)E_0^2(t + \tau)$
Interferograma modificado del campo eléctrico donde (ω es la frecuencia generada por la relación entre la línea de retraso y la señal interferométrica)	$4[E_0^3(t)E_0(t + \tau) + E_0(t)E_0(t)E_0^3(t + \tau)]\cos(\omega\tau)$
Interferograma debido al proceso no lineal	$2E_0^2(t)E_0^2(t + \tau)\cos(2\omega\tau)$
Constante (componente DC)	$E_0^4(t) + E_0^4(t + \tau)$

Cuadro 2-3: *Contribuciones de la autocorrelación interferométrica.*

Por otro lado si $\tau \rightarrow 0$ i.e., las dos réplicas del pulso se encuentran totalmente traslapadas entonces, $M(\tau \rightarrow 0) = 16A\beta \int_{-\infty}^{\infty} [I^2(t)] dt$. Ahora bien el cociente

$$\frac{M(\tau \rightarrow 0)}{M(\tau \rightarrow \infty)} = \frac{16A\beta \int_{-\infty}^{\infty} [I^2(t)] dt}{2A\beta \int_{-\infty}^{\infty} [I^2(t)] dt} = \frac{8}{1} \quad (2-43)$$

representa la proporción entre el valor del máximo con respecto al valor mínimo.

Por otro lado cuando no es posible obtener franjas de interferencia (debido al sistema de adquisición), o aparecen en gran cantidad (debido a un ancho temporal > 30 fs), entonces son obtenidas autocorrelaciones de intensidad. La segunda y tercer contribuciones de 2-3 son aproximadas por cero por lo cual el cociente

$$\frac{M(\tau \rightarrow 0)}{M(\tau \rightarrow \infty)} = \frac{6A\beta \int_{-\infty}^{\infty} [I^2(t)] dt}{2A\beta \int_{-\infty}^{\infty} [I^2(t)] dt} = \frac{3}{1} \quad (2-44)$$

Debido a que el ancho temporal a FWHM de la autocorrelación es una medida relacionada a la intensidad y no directamente a la amplitud del pulso, es necesario multiplicar este valor por el factor de forma ff del pulso [15] en cuestión para obtener el ancho temporal τ :

$$FWHM(M(\tau)) = ff * \tau \quad (2-45)$$

En este caso suponemos pulsos gaussianos por lo cual $ff = \sqrt{2}$. Dicho producto corresponde al ancho temporal del pulso.

Aunque el uso del FWHM es una convención ampliamente extendida, no puede ser usada en todas ocasiones. Cuando el ancho temporal del pulso disminuye la forma del mismo comienza a cambiar, por ejemplo la señal puede ser distorsionada por GVD, la reflexión en espejos que depende de la frecuencia (chirp espacial) dispersión cromática, entre otros. En tal caso, la energía no necesariamente se encuentra concentrada en el intervalo limitado por FWHM.

Entonces, una vez obtenida la autocorrelación no lineal, un perfil del pulso ó distribución experimental ¿cómo puede ser medido el ancho temporal de los pulsos ultracortos?. Para ello existen diferentes criterios o métodos. Uno de ellos es el método de momentos estadísticos.

2.5.2. Momentos estadísticos

Estos valores proporcionan información acerca de la forma o apariencia de una distribución $P(x)$ dada. Para realizar el computo es necesario suponer que la separación de los datos es invariante, lo cual se cumple en este trabajo y esta determinado por la tasa de muestreo del osciloscopio. La ecuación general de momentos π de orden k esta dada por [42]:

$$\pi_k = \int (x - \pi)^k P(x) dx \quad (2-46)$$

La interpretación de los primeros dos momentos puede ser la siguiente [43][41]. El primer momento es una medida de tendencia central (respecto al origen de coordenadas) y es llamado promedio i.e., es el valor x alrededor del cual el resto de los valores x_i se encuentran. El segundo momento es la varianza que proporciona información acerca de la variabilidad de los datos alrededor del promedio i.e. es una medida del esparcimiento o dispersión de los valores de la distribución respecto al primer momento[44].

En el caso específico de este trabajo la función de distribución corresponde a la señal de autocorrelación $M(t, z)$ que es función del tiempo en una posición z dada. Primero es necesario calcular la Integral de los datos obtenidos M :

$$\int_{-\infty}^{\infty} M(t, z) dt \quad (2-47)$$

y el momento de primer orden como $\langle t \rangle$:

$$\langle t \rangle = \bar{t}(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} tM(t, z)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} M(t, z)dt} \quad (2-48)$$

$\langle t \rangle$ es el *centro de masa* de la distribución M en una posición z . El momento de segundo orden es la varianza σ^2 del perfil de autocorrelación dada por:

$$\sigma^2(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (t - \langle t \rangle)^2 M(t, z)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} M(t, z)dt} \quad (2-49)$$

Entonces el ancho temporal del pulso ultracorto, corresponde a la desviación estándar la cual puede ser calculada a partir del valor de varianza como:

$$\sigma(z) = \sqrt{\sigma^2(z)} \quad (2-50)$$

Capítulo 3

Consideraciones del diseño de la cavidad láser

La eficiencia de un sistema láser depende de diferentes factores. Al mejorar dicha eficiencia consecuentemente mejorará la potencia de salida, lo cual es fundamental para aplicaciones de los pulsos ultracortos. Para lograrlo es necesario mejorar lo que se conoce como acoplamiento de modos determinado por el traslape de los modos de bombeo y de emisión láser dentro del medio de ganancia. Si además, el área de traslape es minimizada, entonces aumenta la intensidad dentro del cristal, consecuentemente esto mejora la eficiencia del proceso KLM. Suponiendo una correcta alineación del sistema, entonces el mal acoplamiento de los modos es debido al astigmatismo generado dentro de la cavidad. La compensación de esta aberración, fue realizada a través del estudio de la propagación de los haces dentro de la cavidad.

Por otro lado el diseño de la cavidad para generar pulsos ultracortos debe contar con la compensación de dispersiones de la fase. Por lo cual fue realizado un análisis cuantitativo considerando cada elemento óptico dentro de la cavidad. Esto fue realizado para cada cavidad construida.

3.1. Compensación de astigmatismo

Fue realizado un análisis de la cavidad para compensar la generación de astigmatismo provocada por la inclinación del espejo cóncavo que enfoca los modos de bombeo (532nm) y emisión láser (800nm) dentro del cristal de Ti:zafiro (BC-X). Las caras del cristal por estar cortadas

con cierta inclinación (en ángulo de Brewster), también introducen astigmatismo. Una primera corrección para la disminución de astigmatismo es mostrada en (3-1), la cual fue obtenida por colaboración con la Dra. Martha Rosete Aguilar.

Posteriormente fue realizada una segunda corrección que consiste en generar astigmatismo en sentido contrario que compense la aberración, rotando la lente de bombeo ie. modificando el ángulo de inclinación de la lente (en el plano XZ como será explicado más adelante).

Para encontrar este parámetro fue realizado un programa de algoritmos genéticos basado en el método matricial ABCD de propagación de rayos ópticos y haces gaussianos, así como la condición de estabilidad para la emisión láser. En este método cada elemento o sección del sistema son representados por una matriz y en consecuencia el producto de ellas es la matriz del sistema completo. Por ejemplo, una matriz describe la propagación del rayo a través de un medio con índice de refracción n . Lo anterior es ejemplificado esquemáticamente en 3-2, donde M es la matriz del sistema.

Dado el ángulo de propagación (α_1) y la altura (h_1) del rayo de luz respecto al eje óptico Z del elemento o algún punto de referencia en particular, el método puede calcular los valores de estas variables después de la interacción del rayo con alguna sección del elemento o del sistema óptico como:

$$\begin{bmatrix} h_2 \\ \alpha_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_1 \\ \alpha_1 \end{bmatrix} \quad (3-1)$$

donde h_2 (altura) y α_2 (ángulo de propagación) son los parámetros de salida del haz. A, B, C

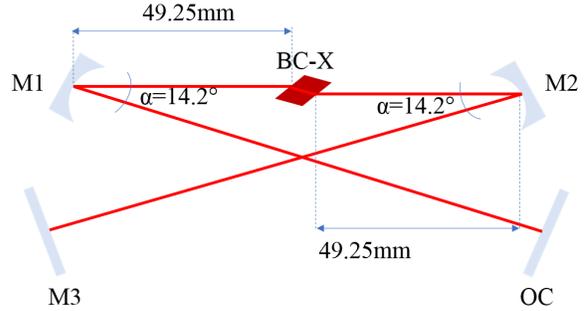


Figura 3-1: *Primer compensación de astigmatismo.*

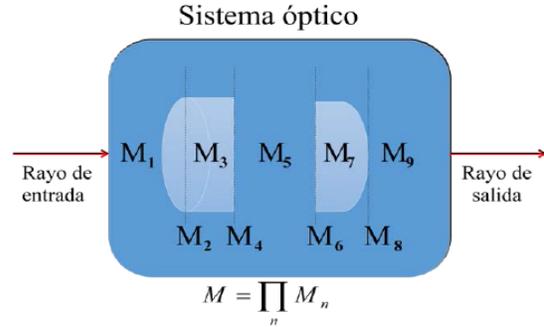


Figura 3-2: *Matriz ABCD del sistema óptico.*

y D son los elementos de la matriz del sistema [81].

Este método también puede ser aplicado a la propagación de haces gaussianos donde los parámetros a calcular son el radio de curvatura (R) y la cintura (ω) del haz. El parámetro complejo del haz $q(z)$ es definido como:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{n\pi\omega^2(z)} \quad (3-2)$$

donde z es la coordenada espacial en la dirección de propagación del haz.

En este trabajo fue utilizado el método matricial para encontrar los parámetros del haz láser en la cavidad, usando la relación [78][79][80]:

$$q_2 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} q_1 \quad (3-3)$$

y para un viaje redondo dentro de la cavidad $q_2 = q_1$ por lo cual (3-3) puede ser reescrita como:

$$\frac{1}{q} = \frac{A - D}{2B} \pm \frac{1}{B} \left[\left(\frac{A - D}{2} \right)^2 + BC \right]^{1/2} \quad (3-4)$$

finalmente al igualar (3-2) y (3-4) pueden ser calculados los parámetros del haz de emisión láser. Cualquier resonador tiene pérdidas por lo cual la estabilidad de la emisión láser depende fuertemente de la posición de los elementos ópticos dentro de la cavidad y de sus características de diseño. La condición de estabilidad para una cavidad láser está dada por (3-5):

$$0 < |x| \leq 1 \quad \text{con} \quad x = \frac{A + D}{2} \quad (3-5)$$

Para una cavidad concéntrica como la construida en este trabajo, la condición de estabilidad satisface la igualdad, por lo que pequeñas variaciones de X pueden llevar a grandes pérdidas en la potencia de salida del láser.

3.1.1. Programa

Con el fin de encontrar el valor del ángulo de inclinación de la lente de bombeo fue escrito un programa de análisis con la teoría de la sección anterior y basado en algoritmo genéticos. El programa genera un único gen que corresponde al ángulo de inclinación de la lente de enfoque

y realiza los cálculos de la propagación de los haces de bombeo y láser para cada mutación (10 variaciones del gen en cada generación). Los parámetros indispensables para el análisis fueron:

- Distancia de propagación del haz de bombeo en aire antes de incidir en la lente de bombeo d_0
- Separación de la lente de enfoque respecto al primer espejo cóncavo d_1 , su radio de curvatura (siguiendo la convención de signos dada por [2]) y grado de inclinación δ (a determinar).
- La separación del espejo cóncavo respecto al cristal $d_2 = 49,25\text{mm}$ y su radio de curvatura.
- El espesor de los elementos ópticos: lente de bombeo, espejo cóncavo, cristal de Ti:zafiro.
- Ángulos de inclinación de: lente de bombeo (δ) y espejo cóncavo ($\alpha = 14,2^\circ$). Estos ángulos corresponden al ángulo entre el haz incidente y el reflejado en una misma superficie.
- Ángulo de corte del cristal de Ti:zafiro: ángulo de Brewster (que reduce las pérdidas por reflexión e introduce una cantidad de astigmatismo).
- Índices de refracción de los diferentes elementos para 532nm y 810nm.

El diagrama de flujo del programa es mostrado en 3-3. La estructura del programa fue basada en una serie de funciones (que son etiquetadas por letras en 3-3 y serán descritas en los siguientes párrafos.

A. Inicialización de variables como por ejemplo, los índices de refracción para las dos longitudes de onda, el tamaño de la cintura del haz de bombeo, entre otras.

También fue definido un ángulo inicial θ_1 de la lente de bombeo (único gen). En la primera iteración del programa son calculadas dos mutaciones del gen que son tomados como los padres de la primer generación de mutaciones (hijos). A partir de la segunda iteración del programa los padres

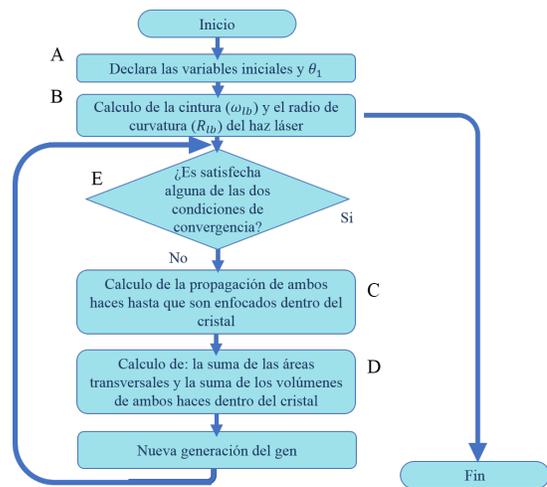


Figura 3-3: Diagrama de flujo del algoritmo para la compensación de astigmatismo.

son elegidos de entre los hijos de la generación anterior y así sucesivamente para las siguientes generaciones. Estos padres son elegidos de acuerdo a que hijo (valor de ángulo de rotación de la lente) realiza una mejor compensación de astigmatismo.

B. Los parámetros de propagación del haz de bombeo (la cintura y el radio de curvatura) fueron calculados usando la matriz ABCD del sistema que comienza con su propagación en aire desde la salida del láser de bombeo, hasta la segunda superficie del cristal. Este sistema (mostrado en 3-4) forma parte de la cavidad láser (3-5). Sus elementos son: la lente de (enfoco del) bombeo (L), el espejo cóncavo (M1) y el cristal de Ti:zafiro cortado en ángulo de Brewster dentro de una cavidad "X".

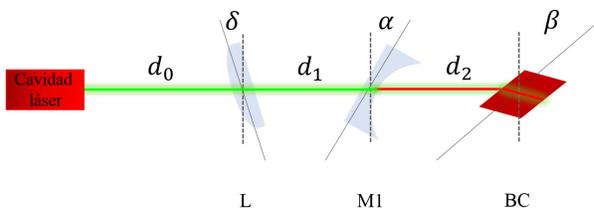


Figura 3-4: Sistema bajo estudio para realizar la compensación de astigmatismo

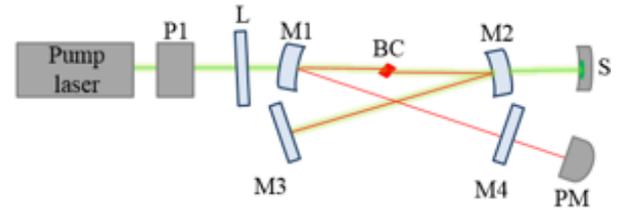


Figura 3-5: Cavidad láser "X"

Posteriormente fue usada la condición de estabilidad del sistema (para un viaje redondo dentro de la cavidad). Con este valor inicial de haz fueron calculados los parámetros del haz láser. Los parámetros de ambos haces fueron calculados hasta propagarse a través del cristal.

C. Para cada ángulo fue calculada la propagación de los haces de bombeo y láser. En el caso del haz de bombeo el sistema es el mostrado en 3-4 mientras que para el haz láser el sistema es el delimitado por los espejos M1, M2, M3 y M4, contenido en 3-5. La propagación de los haces fue calculada para los rayos tangencial y sagital (ver 3-6) y en diferentes

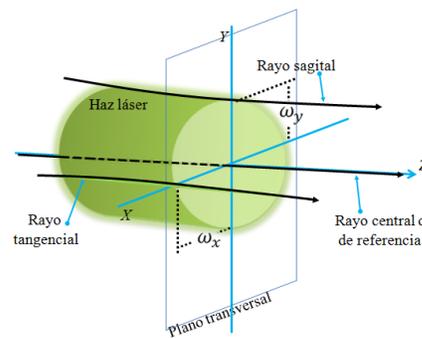


Figura 3-6: Sistema de referencia, para la propagación de los haces.

planos transversales. Éste último es ortogonal al eje de propagación Z. El plano sagital (YZ)

es el plano ortogonal al plano que contiene a la mesa óptica y el tangencial (XZ) es paralelo al plano que contiene a la superficie de la mesa óptica. Fueron calculados los valores de la cintura con respecto al rayo de referencia como es mostrado en (3-6).

Cálculo de la propagación del haz láser gaussiano

El programa tiene una primera función secundaria que realiza el análisis de propagación del haz láser consta de dos partes. Primero son calculados los parámetros del haz usando (3-4) para un viaje redondo terminando en la superficie del espejo cóncavo M1 y satisfaciendo (3-5). Posteriormente fue calculada la propagación del haz láser por el método ABCD para haces

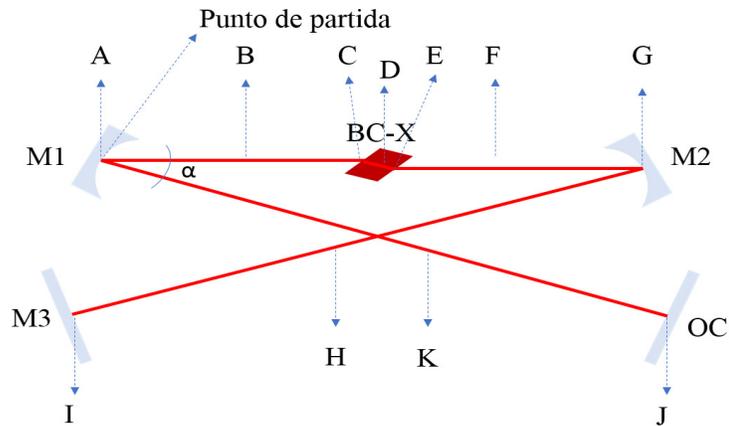


Figura 3-7: Configuración para calcular los parámetros del haz láser por el método matricial ABCD.

gaussianos, cada matriz es representada por una letra mayúscula en (3-7).

En cada superficie de los elementos existe refracción del haz y entre cada dos superficies continuas existe propagación en un medio. Las refracciones dependen a su vez del plano en cuestión. Las formas de las matrices son mostradas en la tabla 3-1.

Cálculo de los parámetros de los haces de bombeo y láser

La segunda función secundaria calcula el tamaño de los haces. El análisis matricial también puede ser usado para rayos ópticos como describe la ecuación (3-1). Las componentes del vector (v) corresponden a la altura y ángulo de propagación del rayo, respecto a un eje óptico.

Los parámetros son: a) los rayos ópticos propagantes en la cintura del haz de bombeo en la

Tipo de interacción	Matrices	Representación matricial	Comentarios
Propagación en un medio	B, D, F H, K	$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	d = distancia de propagación en un medio
Reflexión en una superficie curva (ángulo de incidencia arbitrario)	A, G, I, J	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R\cos\theta} & 1 \end{bmatrix}$	R es el radio de curvatura de la superficie (espejo). El signo + corresponde a espejos cóncavos y el signo - para espejos convexos.
		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2\cos\theta}{R} & 1 \end{bmatrix}$	Para una superficie plana $R = \infty$ ($R = 1/0$ en el cálculo) θ es el ángulo de incidencia del haz

Cuadro 3-1: *Representación matricial del sistema óptico.*

dirección X y Y y b) el rayo que coincide con el centro del mismo haz para tomarlo como sistema de referencia. La representación esquemática de esta idea puede ser vista en 3-6.

Por lo anterior, la primer componente del vector v (la altura del rayo) es la cintura ω_x (ω_y) correspondiente al plano tangencial (sagital) de propagación.

El cambio al sistema de referencia del rayo central fue utilizado para eliminar saltos en las gráficas de propagación de los haces cuando interactúan con algún elemento óptico. Estos saltos corresponden a los cambios en el ángulo de inclinación en el que se encuentran los diferentes elementos ópticos. Cabe notar que en el plano sagital los elementos ópticos no tienen inclinación por lo que no se requiere la corrección antes mencionada para la propagación del rayo óptico sagital.

El análisis descrito anteriormente para el haz de bombeo es el mismo para el haz láser a partir de la superficie curva de M1 y hasta ser enfocados dentro del cristal. Cada interacción de los rayos ópticos con una sección del sistema corresponde a una subfunción.

D. Dado un ángulo y con las funciones anteriores para cada plano transversal fueron calculadas las áreas transversales de los haces y los volúmenes de los mismos, dentro del medio de ganancia. El cristal fue dividido en segmentos $\delta z = 100\mu\text{m}$. El cálculo de las áreas (suponiendo elipses) es:

$$A_i(z) = \omega_{x_i}(z)\omega_{y_i}(z)\pi \quad i = \text{bombeo, laser} \quad (3-6)$$

$$A_{Total} \propto \sum_0^{L_{cristal}} (A_{bombeo}(z) + A_{laser}(z)) \quad (3-7)$$

donde $A_{bombeo}(z)$ es el área del haz de bombeo para una posición z en la dirección de propagación del haz dentro del cristal y $A_{laser}(z)$ es el área correspondiente para el haz láser. Estas áreas transversales para cada haz son mostradas esquemáticamente en la figura 3-8. Cada iteración del

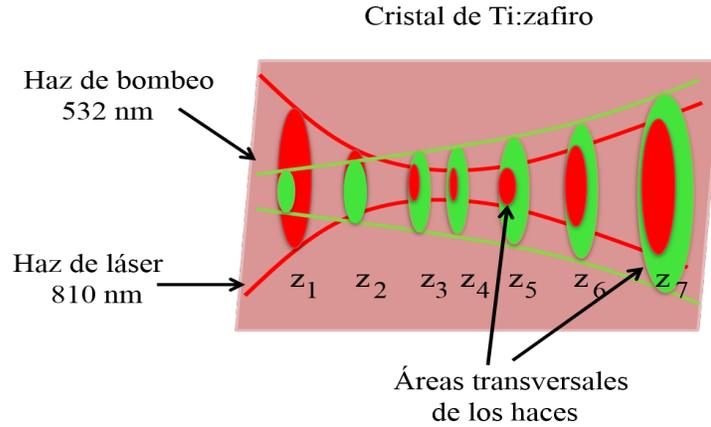


Figura 3-8: Áreas de los haces de bombeo y láser dentro del cristal de Ti:zafiro.

programa busca minimizar la suma de las áreas de los haces dentro del cristal. Consecuentemente una mayor potencia de salida será obtenida en CW. Por lo tanto, una mayor intensidad será concentrada dentro del cristal al minimizar las áreas, lo cual favorece a KLM.

Es necesario el mejor empatamiento de los volúmenes discretos de los haces dentro del cristal (como se muestra en 3-9). Lo anterior es equivalentemente a minimizar la suma de las diferencias

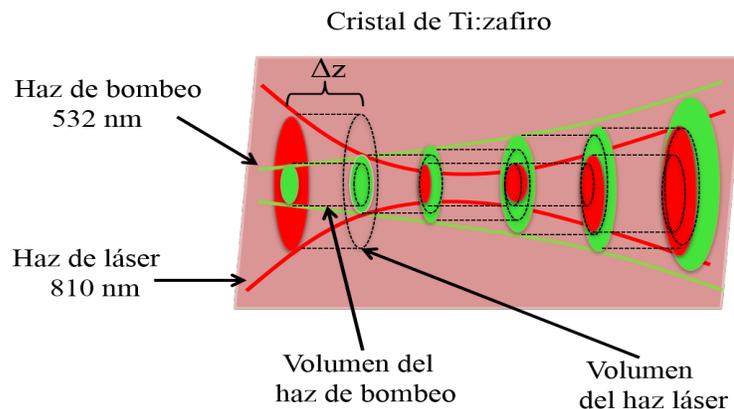


Figura 3-9: Volúmenes de los haces de bombeo y láser dentro del cristal de Ti:zafiro.

entre los volúmenes dada por:

$$\Delta V \propto \Sigma_0^{L_{crystal}} (V_{bombeo}(z) - V_{laser}(z)) \quad (3-8)$$

Donde cada volumen fue calculado como:

$$V_i(z) = A_i(z)\Delta z \quad \text{donde } i = \text{bombeo, laser} \quad (3-9)$$

Es necesario notar que pueden existir diferentes configuraciones para las cuales la suma de las áreas puede disminuir, pero no necesariamente esto garantiza un acoplamiento de los haces. Por ello fue considerado el empatamiento de los volúmenes.

El proceso descrito antes fue repetido para diferentes valores de θ (ángulo de inclinación de la lente de bombeo).

Por otro lado con los datos obtenidos de la sección de cálculo de áreas es posible agregar una variable más (para cada θ_n). Fue definida una ganancia láser como [82][83]:

$$g \propto \Sigma_0^{L_{crystal}} \frac{1}{A_{Total}} \quad (3-10)$$

El valor máximo de esta ganancia correspondió a $\theta = 4,5^\circ$. En 3-10 puede ser observada la variación teórica de la ganancia con respecto a diferentes ángulos de inclinación de la lente. Estos

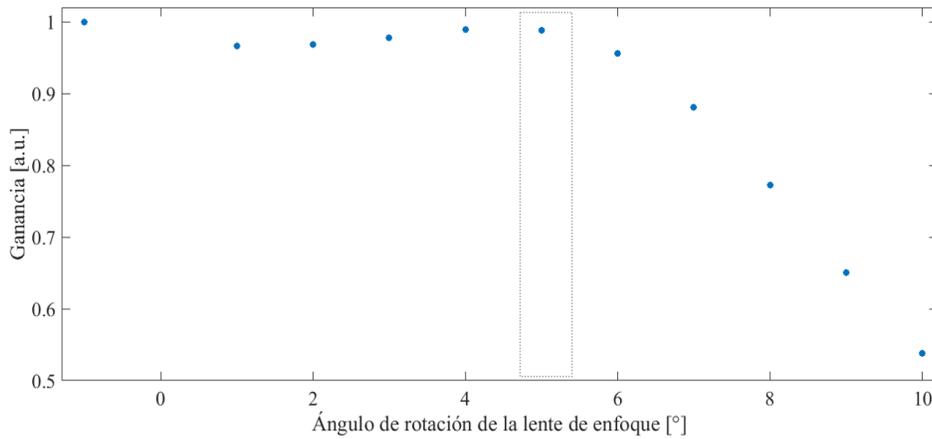


Figura 3-10: *Ganancia láser teórica en función del ángulo de inclinación de la lente de bombeo.*

resultados fueron corroborados experimentalmente y serán descritos en el siguiente capítulo.

Estos resultados teórico-experimentales (en colaboración con el grupo de la Doctora Martha Rosete), fueron sometidos y publicados en la revista *Applied Optics* con el título *Mode-coupling enhancement by pump astigmatism correction in a Ti:Sapphire femtosecond laser* [111]. Además fueron presentados en la sesión de carteles en la OSA-Siegman International School en el Instituto de Ciencias Fóticas de Barcelona, España en 2016. Otro parámetro que no fue necesario en el análisis pero que contribuye de manera significativa a la ganancia láser es la potencia del haz de bombeo, la cual fue considerada como constante e igual a 5W.

3.2. Compensación de dispersión

Parte fundamental de este trabajo es la generación de pulsos láser con anchos temporales alrededor de ~ 15 fs, para lo cual inicialmente es necesario generar un ancho espectral amplio. El pulso láser experimenta un ensanchamiento temporal debido a GVD y ensanchamiento espectral por SPM, haciendo necesario un proceso de empatamiento en tiempo de las diferentes componentes espectrales. La compresión fue realizada usando prismas, CM, DCM's y en algunos casos un par de cuñas.

En este trabajo los parámetros de alineación del compresor de prismas conformado por dos o cuatro prismas en función del tipo de cavidad en cuestión (lineal o en anillo), fueron obtenidos por un programa de análisis desarrollado por el grupo de la Dra. Martha Rosete Aguilar [61]. El programa tiene una interfaz de usuario mostrada en la figura 3-11 donde se han escrito los parámetros para obtener pulsos con ancho temporal de 20fs. Las variables para el análisis son la longitud del cristal, el material del cristal y los prismas, el ancho temporal deseado entre otras.

Los cálculos corresponden entre otros parámetros a, la disposición espacial del compresor de prismas, dados por s , t y L (ver 3-12).

El material de los prismas es sílice fundido. Las curvas dadas por el fabricante, de las dispersiones de segundo y tercer orden son mostrada en la figura 3-13 El tamaño del compresor (separación entre los diferentes prismas) y la aparición de distorsiones espacio-temporales son algunas consideraciones para alinear un compresor. Entre estas dispersiones se encuentran: chirp espacial [107], dispersión angular [108] y amplificación del spot del haz de salida.

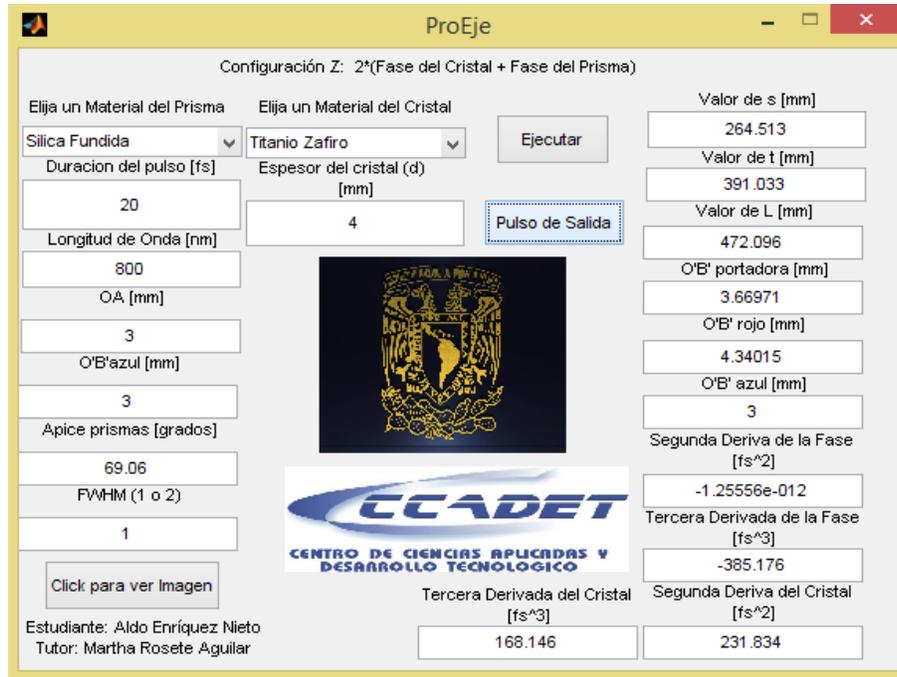


Figura 3-11: Interfaz de usuario del programa que calcula los parámetros de alineación del compresor de prismas.

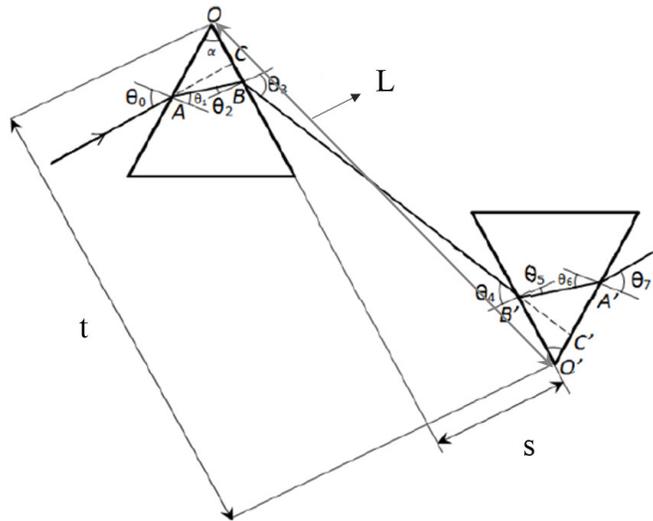
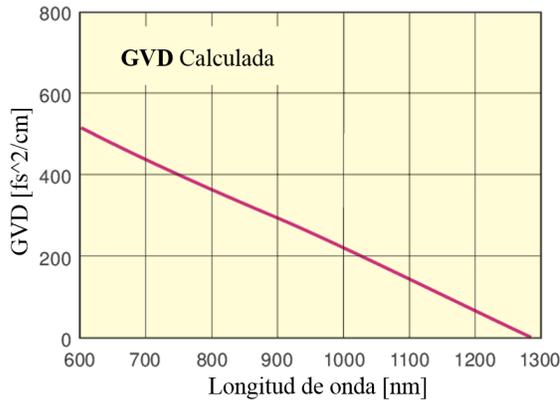
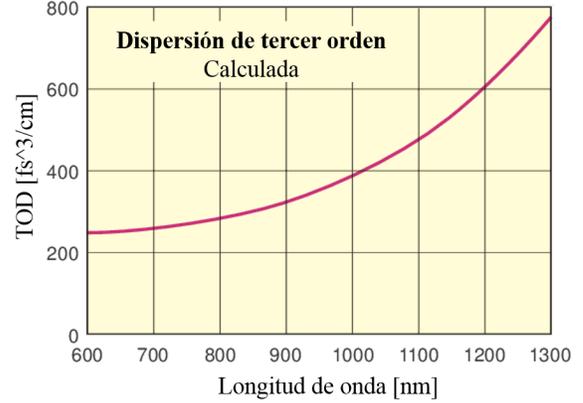


Figura 3-12: Parámetros de alineación del compresor de prismas.

Los prismas pueden ser alineados de acuerdo al ángulo de mínima desviación, pero la desviación de un haz que atraviesa por un prisma no es lineal respecto al ángulo de incidencia (del mismo haz) [62]. De hecho la región que contiene al ángulo de mínima desviación es ancha, lo cual



(a) GVD de los prismas 10SB10-Newport



(b) TOD de los prismas 10SB10-Newport

Figura 3-13: Curvas de las dispersiones de segundo y tercer orden asociadas a los prismas proporcionadas por el fabricante.

reduce el error en la alineación para anchos temporales de pulso grandes. Por otro lado si un ancho temporal menor es deseado, una mejor alineación es necesaria, por lo cual es necesario prestar mayor atención al ángulo de mínima desviación.

La GDD generada por el cristal fue calculada como:

$$GDD_X = L_X * GVD = L_X \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \quad (3-11)$$

donde L_X es la longitud del cristal de Ti:zafiro y $650nm \leq \lambda \leq 1000nm$. El índice de refracción fue calculado con la ecuación de Sellmeier, con los coeficientes:

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{1,4313493\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0052799261} + \frac{0,65054713\lambda^2}{\lambda^2 - 0,00142382647} + \frac{5,3414021\lambda^2}{\lambda^2 - 325,017834} \quad (3-12)$$

La curva de GDD es mostrada en 3-14. Las curvas de GDD dadas por el fabricante de los espejos adquiridos son mostradas en el siguiente orden: espejo tipo chirp (CM), espejos cóncavos DCM's (DCM-C1,2), espejos planos DCM's (DCM-P1,2) y el espejo acoplador de salida OC.

Los valores de compensación de GDD de cada elemento son contenidos en la tabla 3-2. Los valores asociados a las parejas de DCM's son producto de una pareja de rebotes en ellos:

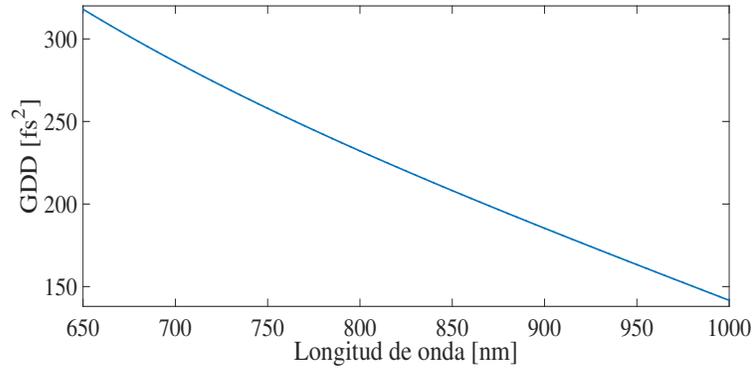


Figura 3-14: Curva de GDD del cristal de Ti:zafiro en un intervalo de 650-1000nm.

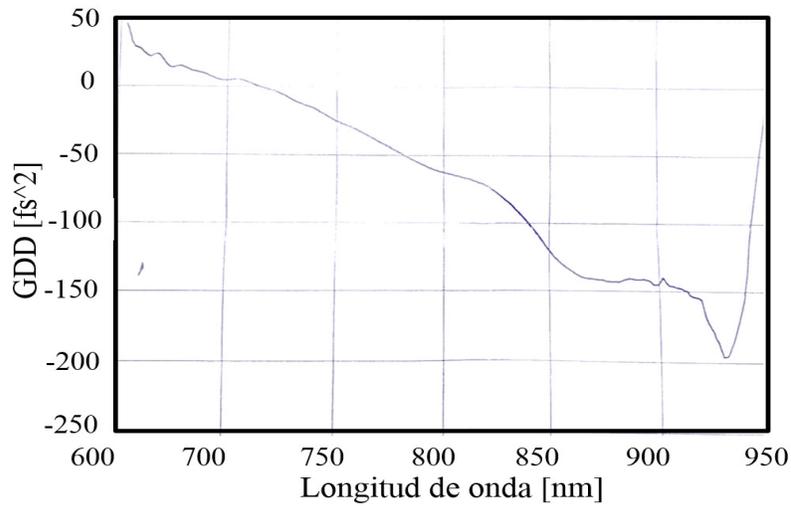


Figura 3-15: Curva de GDD del espejo plano CM en un intervalo de 600-950nm.

Elemento óptico	GDD [fs ²]	Ancho espectral
DCM-C1y2	$\sim -70 \pm 30$	700-1200nm
DCM-P1y2	$\sim -40 \pm 15$	620-980nm
X	$\sim 223 \pm 88$	650-1000nm
CM	~ -70	600-950nm
OC ($T = 5\%$)	≤ 50	660-920nm

Cuadro 3-2: Valores de compensación de cada elemento dentro de la cavidad láser para un intervalo de longitudes de onda.

Para describir el proceso seguido, para realizar la compensación de dispersión en las cavidades reportadas, consideremos el siguiente ejemplo. La cavidad es lineal tipo “X” y puede

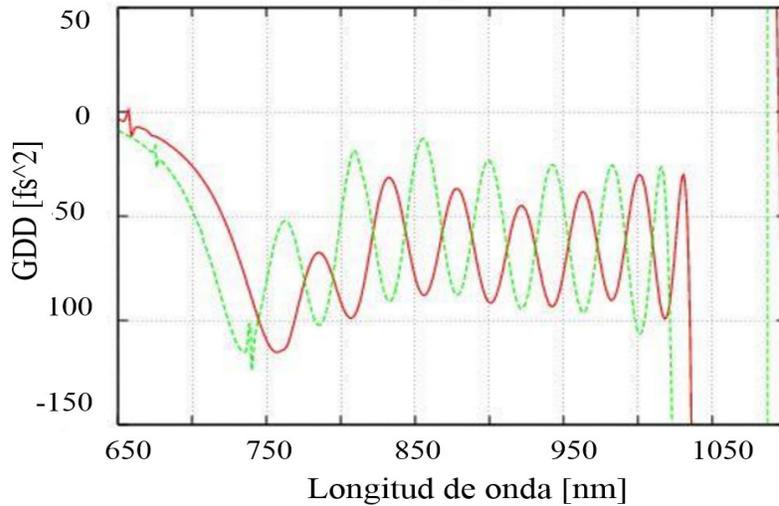


Figura 3-16: Curva de GDD de la pareja de espejos cóncavos DCM's en un intervalo de 700-1020nm.

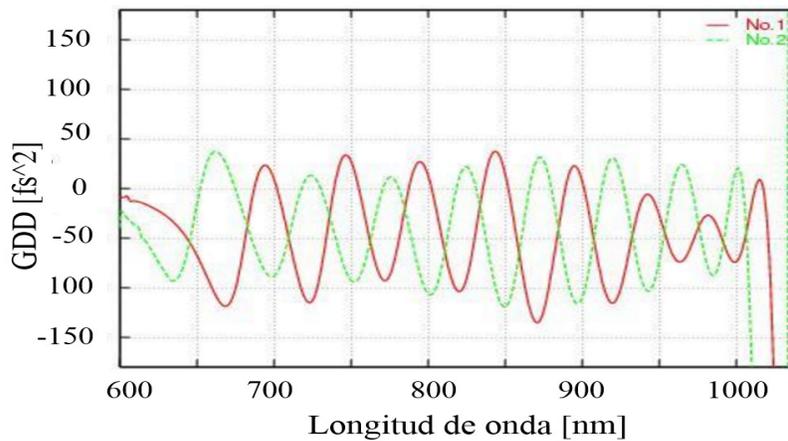


Figura 3-17: Curva de GDD de la pareja de espejos planos DCM's en un intervalo de 620-980nm.

ser vista en 3-19 La cavidad esta conformada por una pareja de DCM's cóncavos (DCM-C1,2) que rodean al cristal (X). El brazo izquierdo esta conformado por una pareja de DCM's planos (DCM-P1,2) con cuatro parejas de reflexiones y un espejo CM. El brazo derecho contiene el espejo acoplador de salida (OC). El mapa de GDD intracavidad correspondiente a la cavidad se encuentra en 3-20. El análisis de contribuciones comienza a partir de OC para un viaje redondo del pulso dentro de la cavidad.

Después de realizar el cálculo de la compensación total de GDD en la cavidad láser, existe

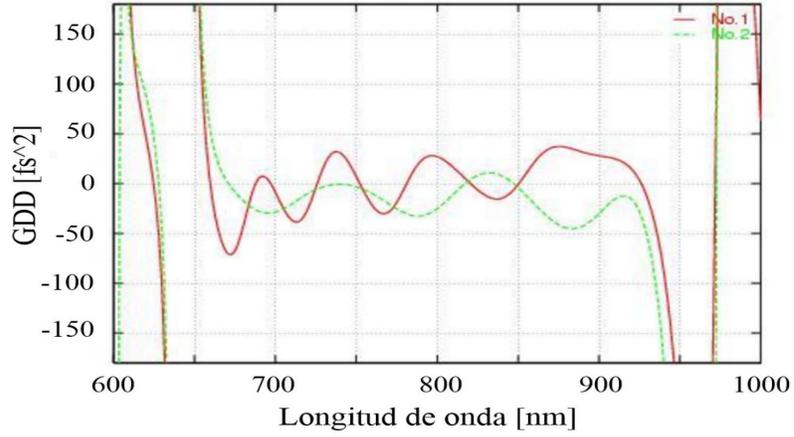


Figura 3-18: Curva de GDD del espejo acoplador de salida en un intervalo de 600-1000nm.

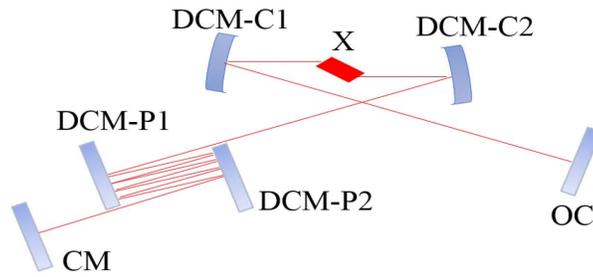


Figura 3-19: Cavity láser usada para ejemplificar el proceso de compensación de dispersión de segundo orden.

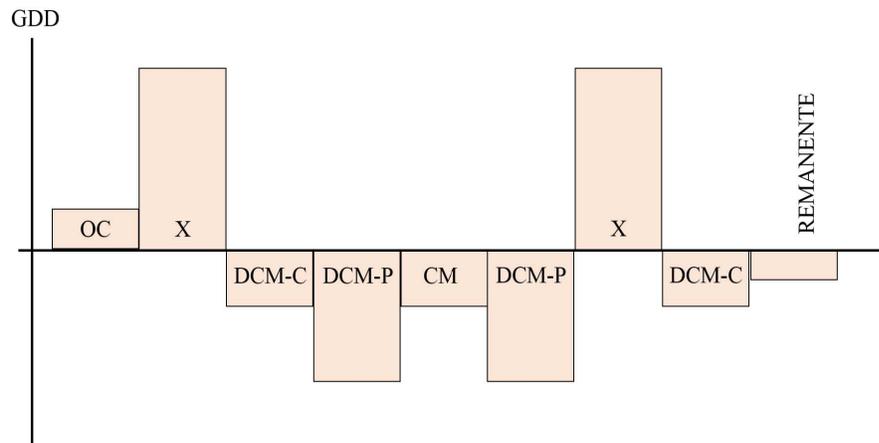


Figura 3-20: Mapa de GDD asociado a la cavidad "X".

un remanente de -34fs^2 . La compensación no es adecuada. Lo anterior evidencia la limitante de

la compensación discreta de DCM's.

Es necesario modificar la cavidad. Inicialmente dado que el remanente es un valor negativo, podríamos pensar en colocar vidrio para compensarlo, pero a la vez generaríamos pérdidas de potencia intracavidad.

La solución consiste en eliminar un par de reflexiones en la pareja DCM-P, resultando un remanente total de -114fs^2 . El cual puede ser compensado con par de prismas. La modificación en la cavidad es mostrada en 3-21.

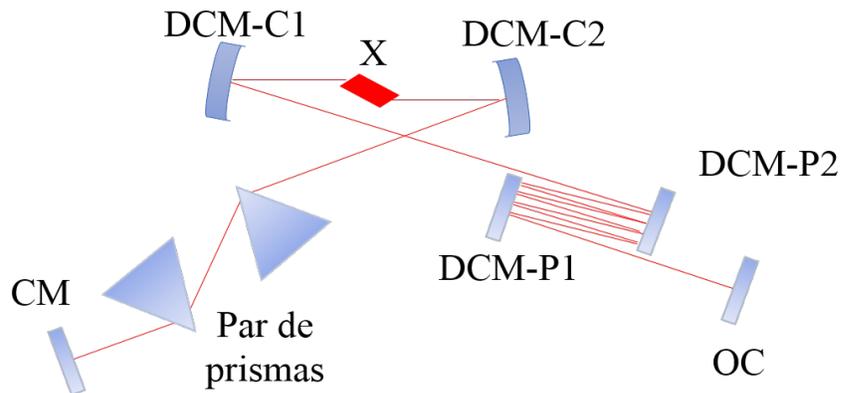


Figura 3-21: *Modificación a la cavidad láser utilizando un compresor de prismas.*

Por último, en algunos casos, cuando el residual de la compensación de dispersión era un valor negativo, fueron usados segmentos de vidrio, específicamente cubreobjetos (borosilicato).

Capítulo 4

Construcción de cavidades láser y estudio de las distorsiones espacio temporales

4.1. Diseño y fabricación de monturas y bases para elementos ópticos

Fueron diseñadas y fabricadas diferentes monturas, acoplamientos y bases para diferentes elementos ópticos, utilizados en las diferentes cavidades construidas. En los siguientes párrafos se mencionan algunos de ellos.

Al realizar un estudio de la dependencia entre la potencia láser con respecto al ángulo de inclinación de la lente de bombeo para la compensación de astigmatismo, fue necesario fabricar una montura para poder medir el ángulo de inclinación de dicha lente. Posteriormente fue fabricado el pedestal mostrado en la figura 4-1, el cual corresponde a la base final para la lente de bombeo y consta del pedestal y un poste para fijar la montura de anillo.

Para el medio de ganancia fue diseñada (en el programa Inventor), una montura mecánica rotatoria. El diseño y la montura puede observarse en la figura 4-2. Con el fin de evitar daños en el cristal debido a procesos térmicos (ocasionados por la absorción del haz de bombeo), fue implementado un sistema de enfriamiento. La montura fue fabricada en latón para favorecer

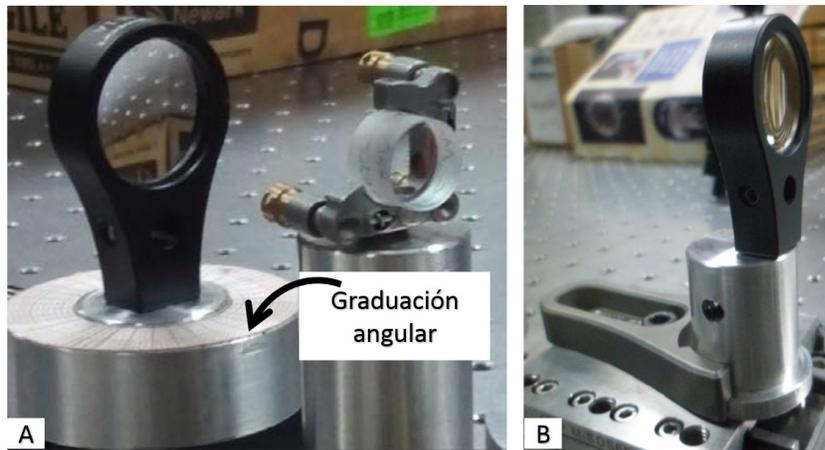


Figura 4-1: Monturas de la lente de bombeo. A- montura con graduación para medir ángulos. B- montura final de la lente de bombeo

la conductividad térmica, dentro cuenta con tuberías en forma de “U” para el paso del agua (figura 4-3). En esta montura el opresor (M2 L=3mm) que sujeta al cristal se encuentra en la parte superior. Además, cerca del cristal fue hecha una hendidura, permitiendo el paso del haz reflejado en el primer espejo cóncavo de enfoque (M1).

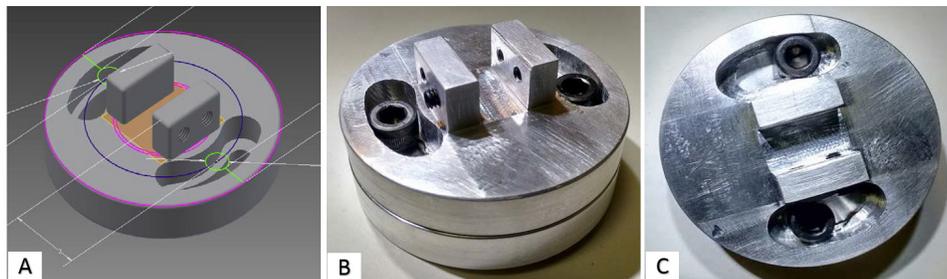


Figura 4-2: Monturas del Ti:zafiro. A- diseño digital. B- vista lateral (donde son visibles los soportes para la montura de enfriamiento del cristal). C- vista superior

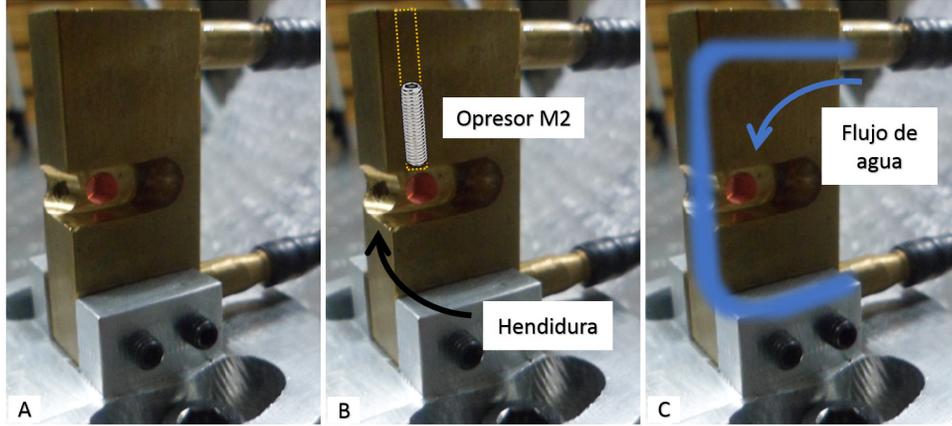


Figura 4-3: Monturas de enfriamiento del cristal de *Ti:zafiro*. A- vista lateral. B- muestra esquemática de la posición del opresor y la hendidura cerca del cristal. C- muestra esquemática de la tubería dentro de la montura.

En la figura 4-4 se observa el acoplamiento de las monturas anteriores ensambladas con un pedestal (Thorlabs RS1P) a una platina de acero inoxidable (Newport M-SDS65).

También fueron diseñadas y fabricadas una serie de monturas mecánicas y de sujeción para diferentes elementos ópticos. Por ejemplo para sujetar prismas, pedestales, anillos, monturas para espejos, una platina, acoplamiento para platinas o pedestales, entre otras. Los acoplamientos fueron necesarios para empatar cuerdas de los sistemas métrico e imperial. En la figura 4-5a se observa una montura para espejos de diámetro 1/2" la cual es útil por cuestiones de espacio, accesibilidad a la posición y/o disminución del ángulo de desviación entre haces. Mientras que en 4-5b se observan los diferentes acoplamientos y montura para utilizar una cuña de CaF_2 .

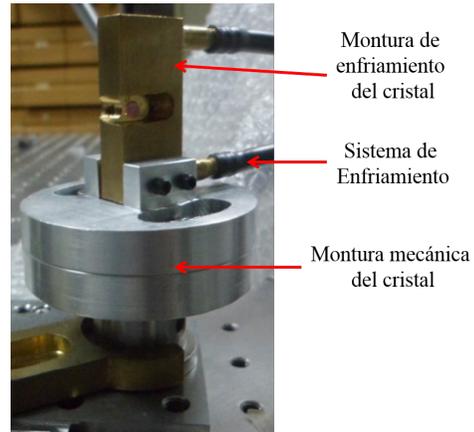


Figura 4-4: Montaje final del cristal de *Ti:zafiro*.

El polvo presente en el aire contribuye a la falta de estabilidad del pulso, por lo cual fueron construidas cajas plásticas y fueron usados tubos acrílicos para proteger la cavidad láser 4-6.

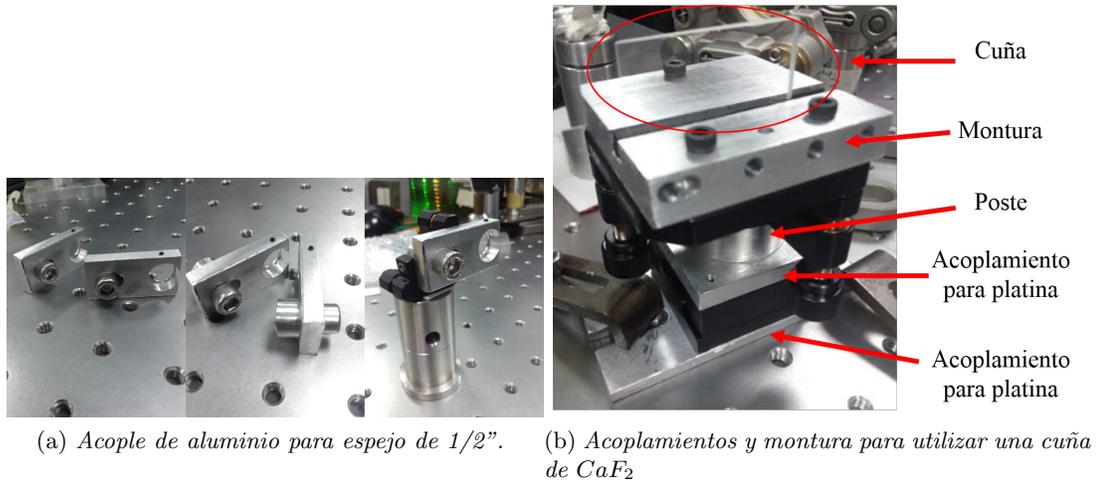


Figura 4-5: Diferentes piezas construidas.

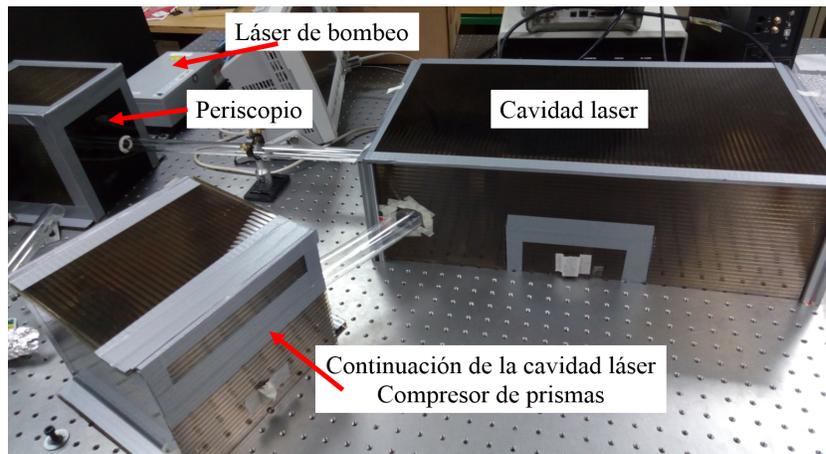


Figura 4-6: Protección de la cavity respecto del polvo.

En el laboratorio donde se encuentra la cavity láser final de éste trabajo, fue propuesto diseñar y construir una estructura compuesta de perfil de aluminio y acrílico, para resguardar del polvo los elementos ópticos. Para el diseño fueron considerados varios factores como la altura de diferentes equipos usados en la mesa óptica, la estatura de los usuarios, la adaptabilidad de las puertas corredizas (considerando los cambios graduales de diferentes experimentos) así como el uso de soportes verticales disponibles para colocar otros instrumentos para agilizar los procesos de medición. Actualmente ha sido montada aproximadamente el 75 % de la estructura metálica.

4.2. Compensación de astigmatismo

Antes de construir una cavidad láser capaz de generar pulsos ultracortos fue realizada la compensación de astigmatismo, de acuerdo al análisis presentado en la sección de diseño. La cavidad es lineal tipo "X" (ver 4-7). El sistema completo es el láser de bombeo (Light House Photonics Sprout-D @) y la cavidad láser. Ésta última conformada por la lente de enfoque (L) con longitud focal de 100mm y radio de curvatura 515mm; dos espejos cóncavos (M1 y M2) que rodean al medio activo, el primero tiene recubrimiento antirreflejante @532nm, distancia focal igual a 50mm y radio de curvatura 100mm; dos espejos planos de final de cavidad. El espejo M3 es altamente reflejante ($R < 99,9\%$) y M4 es el espejo acoplador de salida (OC) cuyo factor de transmisión es $T=2\%$. El cristal (BC-X) es de Ti:zafiro cortado en ángulo de Brewster y mide 4mm de largo. En adelante será mencionado como X.

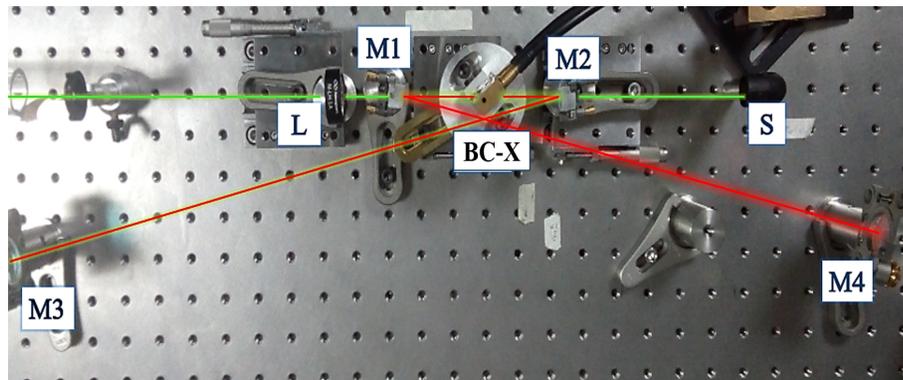


Figura 4-7: Cavidad láser lineal tipo "X".

En la construcción de esta cavidad fue mejorada la estabilidad mecánica por el cambio de la platina de traslación de la lente de bombeo. Además fueron fabricadas las monturas y postes para permitir el movimiento rotacional descritas en la primer sección de este capítulo.

En la figura 4-8 es mostrado el sistema óptico de interés.

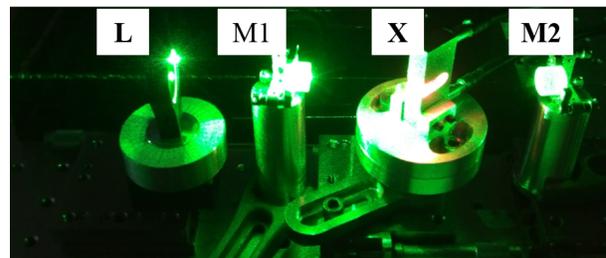


Figura 4-8: Arreglo de la lente de enfoque, espejos cóncavos y medio activo.

Con el fin de comprobar el empataamiento de los modos fue calculada la ganancia la cual es proporcional a la potencia de salida. Por lo anterior fue estudiada la variación de la potencia de salida para diferentes ángulos de inclinación de la lente de bombeo.

Los valores de la potencia fueron medidos con un medidor de potencia LabMax Coherent, colocado atrás del OC. El ángulo fue medido a través de análisis de las fotografías del arreglo correspondientes a cada variación del ángulo, en el programa SketchUp. Debido a que los ángulos β y β' de 4-9a son equivalentes, por mayor sencillez durante el proceso, fueron medidos los valores de β' como es mostrado en 4-9b.

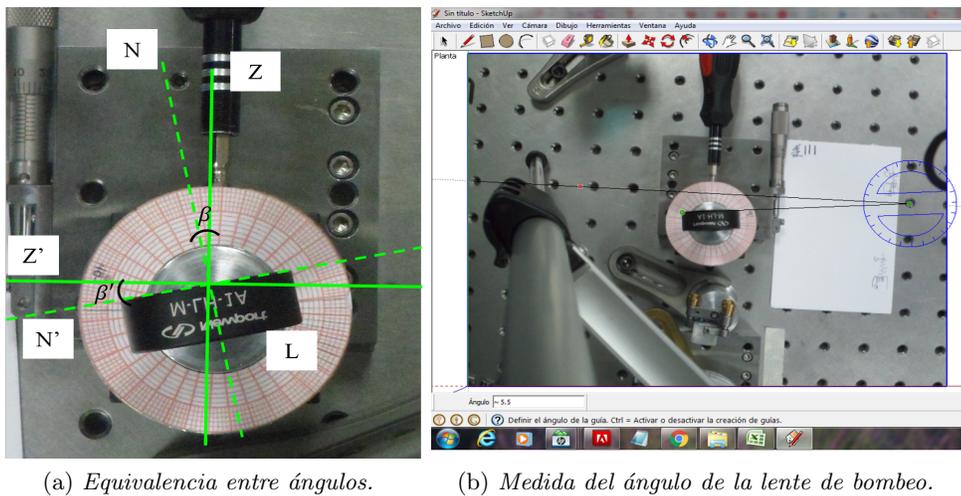


Figura 4-9: Análisis de fotografías para obtener el ángulo de inclinación de la lente.

Los resultados experimentales son mostrados en 4-10. Esta gráfica concuerda cualitativamente con los resultados teóricos de ganancia contra ángulo (3-10). Por cuestiones experimentales; falta de una montura estable con resolución angular, no fue posible medir la potencia de salida en los ángulos para los cuales fue realizado el análisis. Aún así, el máximo valor de potencia de salida corresponde a $4,8^\circ$, valor cercano al teórico de $4,5^\circ$. La diferencia puede ser atribuida a: la aproximación teórica de lente delgada y al error experimental en la medición del ángulo. Por lo anterior, puede ser concluido que los valores teórico y experimental concuerdan. Las discrepancias mostradas cerca del ángulo cero (incidencia normal), pueden ser atribuidas a cambios de los parámetros de alineación.

Con el análisis realizado fue obtenido una mejora de la potencia de salida correspondiente

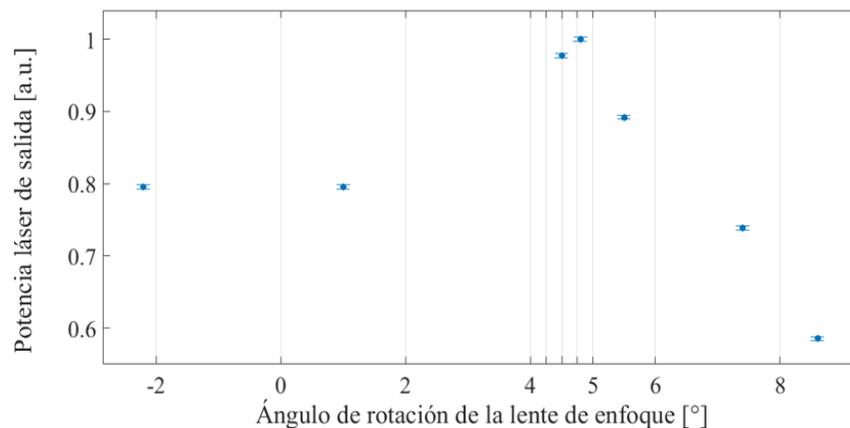


Figura 4-10: *Potencia de salida en función del ángulo de rotación de la lente de enfoque.*

a 30% respecto a un ángulo de inclinación $\theta = 0$.

Los resultados anteriores (que complementan a los teóricos del capítulo anterior), demuestran que es necesario realizar la compensación de astigmatismo. De tal manera que, logrando un mejor traslape entre los haces de bombeo y láser dentro del medio de ganancia, la eficiencia láser es incrementada y por lo tanto la generación de pulsos ultracortos. Las cavidades mostradas en las siguientes secciones cuentan con compensación de astigmatismo.

4.3. Alineación

Una cavidad láser, se compone de un medio de ganancia, un par de espejos y un sistema de excitación. El conjunto debe ser capaz de producir y mantener un haz estable en modo continuo a la salida de la misma [81]. La máxima eficiencia del sistema será alcanzada a través del proceso de alineación, tema que será desarrollado en las siguientes secciones.

Uno de los objetivos principales de este trabajo fue la construcción de una fuente de pulsos ultracortos con amplio ancho de banda i.e. capaz de soportar duraciones temporales menores a 20fs @800nm. Pueden ser encontrados en la literatura variados diseños capaces de generar tales duraciones e incluso, hasta 5fs directamente de la cavidad de Ti:zafiro [20]. Sin embargo, en todos los textos es omitido aclarar o mencionar los detalles experimentales y componentes necesarios para la obtención de tales resultados, haciendo poco probable su reproducción. Lo anterior aunado a la falta en el mercado del material reportado. Por ello, en el presente capítulo

son descritas la mayoría de las consideraciones y acciones realizadas para obtener los resultados reportados en el mismo.

Una vez realizado el diseño, la construcción de una cavidad láser es un proceso gradual debido a la cantidad y variedad de elementos ópticos dentro de la misma y los grados de libertad de alineación de cada uno. La construcción consta de diferentes etapas:

- Selección y adquisición de los elementos ópticos.
- Adquisición y/o diseño y fabricación de monturas y bases para cada elemento óptico.
- Alineación óptica de la cavidad. Reducción de la potencia umbral: lograr la cavidad más eficiente i.e. la máxima potencia de salida al menor bombeo posible.
- Evaluación de los resultados.

En las siguientes secciones se ejemplifica cada etapa con el fin de construir una cavidad lineal simple tipo “X”, mostrada en la figura 4-11. Con este diseño además, fue realizado el estudio de la compensación de astigmatismo.

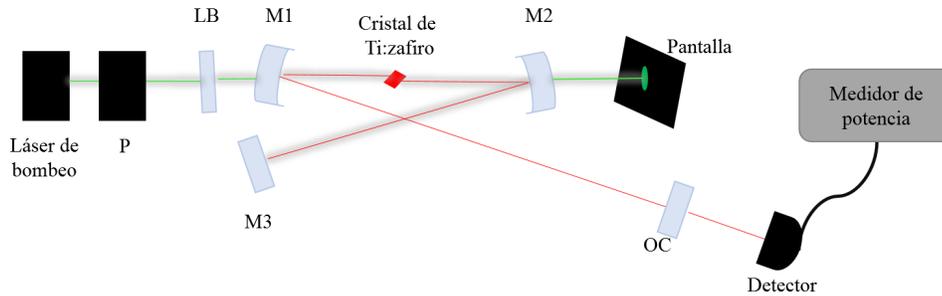


Figura 4-11: *Cavidad lineal tipo X*

4.3.1. Elementos ópticos

El arreglo comienza con un láser de bombeo (Lighthouse Photonics Inc), es un láser de estado sólido bombeado por diodo, opera en CW a una potencia máxima de hasta 5W. El medio de ganancia es $Nd : YVO_4$ y emite en 1064nm, a través de un doblador de frecuencia el haz a la salida corresponde a 532nm con polarización vertical. Consecuentemente es necesario un periscopio (Thorlabs, RS99) identificado por la letra *P* en el esquema anterior (4-11), para

cambiar el estado de polarización a horizontal (condición necesaria y que será explicada más adelante). Los espejos del periscopio son dieléctricos (Melles Griot, JLM-532-45P-1037) altamente reflejantes ($R \geq 99,5\%$, $@355nm \geq \lambda \leq 1064nm$).

Aunque el objetivo de esta sección es ilustrar el armado de una cavidad básica, serán nombradas algunas características de los elementos utilizados, las cuales son necesarias al escalar la cavidad para la obtención de pulsos ultracortos, objetivo final de este capítulo. El siguiente elemento del arreglo es la lente de bombeo (LB) plano convexa (Melles Griot) con $F=10cm$. M1 y M2 son una pareja de DCM's (108123-Layertec) cóncavos de $F=50mm$. Entre los CDCM's, en el plano focal, se encuentra el cristal de Ti:zafiro (Roditi). El cristal mide 4mm de longitud y de diámetro, además de estar cortado en ángulo de Brewster. El haz de bombeo incide en la dirección paralela al plano de incidencia en la cara del cristal que se encuentra cortada en ángulo de Brewster, por lo cual el haz reflejado es anulado i.e. el haz es transmitido con pérdidas mínimas. El medio tiene una figura de mérito tal que su eficiencia láser es mayor respecto a la del cristal utilizado en los primeros tres años de este trabajo.

Con el fin de optimizar la emisión láser, la lente de bombeo, el cristal y el segundo espejo cóncavo fueron colocados sobre platinas (M-SDS65-Newport). El espejo de final de cavidad M3 es dieléctrico (CM) y puede compensar hasta $-70fs^2$ (10Q20UF.40-Newport), mientras que el espejo acoplador de salida (OC) introduce $50fs^2$ (101906-Layertec). En 4-11. Es recomendable usar un OC con coeficiente de transmisión pequeño cuando se esta aprendiendo a alinear una cavidad láser, debido a que la cantidad de potencia intracavidad será mayor favoreciendo la emisión láser. Posteriormente, el OC puede reemplazarse por uno con mayor coeficiente de transmisión ($T > 10\%$) con el objetivo de obtener mayor potencia de salida.

4.3.2. Monturas

Algunas de las monturas, bases y acoplamientos para diferentes elementos ópticos utilizados en las cavidades láser construidas son de diseño y fabricación propios. Lo cual fue descrito con mayor detalle en la primer sección de este capítulo.

4.3.3. Alineación óptica de una cavidad básica en modo continuo

Para construir una fuente de fs (una vez realizado el diseño y análisis previos), es importante el desarrollo gradual de una metodología a seguir para la alineación de la cavidad. Lo anterior debido a que nuestro objetivo es poder alinear una cavidad en el menor tiempo posible y de la manera más eficiente. Pero es necesario que recordemos la existencia de factores como variables ambientales (temperatura y humedad) o la interacción de diferentes fenómenos no lineales, que no siempre son evidentes pero que tienen una gran influencia en los resultados (los pulsos obtenidos). Por lo cual, debemos ser flexibles y capaces de adaptarnos a cambios. Por lo anterior el plan descrito a continuación solo es una “guía básica” para la alineación de una cavidad simple y servirá para escalar la cavidad a modo pulsado.

Para alinear el periscopio, el haz proveniente del láser de bombeo fue desviado 90° en la dirección vertical y posteriormente otros 90° en dirección horizontal, con lo cual es logrado el cambio de polarización del haz de bombeo 4-12. Es necesario garantizar que este haz sea paralelo al plano que contiene a la superficie de la mesa óptica Para determinar la altura del plano de emisión láser (H_l) primero fue

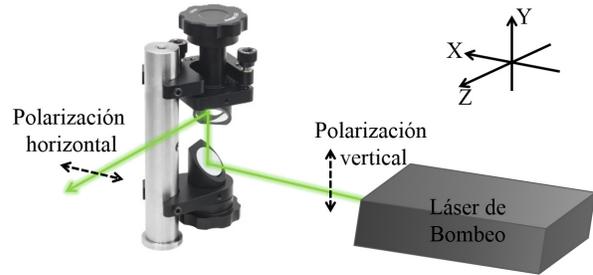


Figura 4-12: Esquema del cambio de polarización en el periscopio usado.

diseñada toda la estructura (montura) para el medio de ganancia, posteriormente fue medida la altura desde el centro del cristal hasta la superficie de la mesa óptica, esta medida corresponde a H_l .

Los siguientes elementos del arreglo deben ser alineados verticalmente a “infinito”, i.e. alinear la reflexión de alguna de sus caras planas a la altura H_l asegurando que el plano de emisión sea paralelo a la superficie de la mesa (lo cual favorece al óptimo acoplamiento de los modos dentro del cristal). Para lo anterior es necesario usar al menos dos referencias (iguales en altura), una cerca y la otra suficientemente alejada del elemento óptico 4-13.

A partir de este paso y hasta colocar el segundo espejo cóncavo debe ser verificado que el spot transmitido del haz de bombeo a través de cada elemento, permanezca gaussiano. La conservación del TEM_{00} es necesaria para garantizar alta eficiencia en la emisión láser.

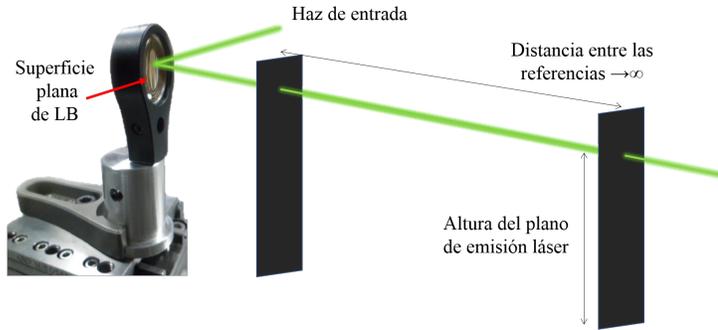


Figura 4-13: Ejemplo de alineación vertical de todos elementos a H_l , usando la superficie plana de los mismos.

Otra consideración al colocar LB y M1 dentro de la cavidad es la conservación de la posición del haz de bombeo, i.e. el haz a la salida del periscopio se propaga con una altura H_l y en una posición X_1 . Al colocar LB y M1, esta debe ser conservada.

En el caso de todos los elementos convergentes, el haz debe incidir en el centro del elemento, caso contrario, el haz será desviado verticalmente y/o horizontalmente consecuentemente el plano de emisión sufrirá variaciones (generando disminución de eficiencia en la emisión láser). Para agregar LB al arreglo, es necesario colocarla con un ángulo de inclinación. Éste corresponde a $\theta_1 = 10^\circ$ entre los haces incidente y reflejado (por corrección de astigmatismo).

Pero, ¿cómo podemos alinear elementos ópticos a un ángulo dado? De las diferentes técnicas probadas para alinear, a ciertos ángulos, la mejor fue por trigonometría. Por ejemplo, supongamos que deseamos alinear un espejo metálico plano con un ángulo θ_i entre los haces incidente y reflejado como es mostrado en 4-14. Para ello usamos el triángulo rectángulo delimitado por ABC sombreado en la misma figura. El segmento AC corresponde al cateto opuesto. AB es el cateto adyacente y debe procurarse que $|AB|$ sea suficientemente grande (en este trabajo, mínimo del orden de 50cm) para disminuir el error experimental asociado en la medida de θ_i . Entonces podemos calcular $|AC|$ como:

$$|AC| = \frac{|AB|}{\tan(\theta)} \quad (4-1)$$

Finalmente el punto C, marca la posición en donde debe cruzar el haz reflejado (a la altura del plano de propagación del haz H_l).

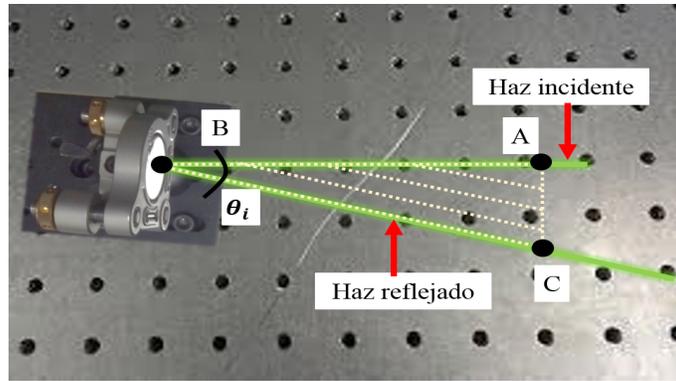


Figura 4-14: Técnica utilizada para la alineación de ángulos.

La lente LB fue colocada siguiendo dicha técnica y siguiendo las consideraciones descritas en párrafos anteriores. Posteriormente fue colocado M1 con una inclinación de $\theta_2 = 14,2^\circ$ (utilizando la misma técnica que para LB).

El cristal es el elemento con más grados de libertad: la reflexión del haz de bombeo en el ángulo de Brewster ($60^\circ @ 532nm$), posición del haz incidente en el centro de la primera y posición del haz transmitido en el centro de la segunda superficie del cristal (pues es una placa plano paralela), y alineación vertical de los haces reflejado y transmitido. Lo anterior requiere un poco más de cuidado debido a errores en la fabricación de la montura de enfriamiento del cristal (inclinación de la cavidad donde es colocado el cristal) y, no perceptibles a simple vista. En este caso el haz de bombeo transmitido conserva la altura H_L , y la posición X_1 tiene un corrimiento (del orden de milímetros) a X_1 . Posteriormente es colocado M2 conservando X_1 y bajo las mismas consideraciones de alineación descritas. Estos elementos deben conservar H_L (alineación vertical), con un corrimiento (del orden de mm) en X como se describe esquemáticamente en la vista superior de los elementos (4-15).

Los haces reflejados (de luz de fluorescencia) en los dos espejos cóncavos (M1,2) corresponden a los brazos de la cavidad. En el lado izquierdo la reflexión de M2 incide normalmente en M3, mientras que el haz proveniente de M1 lo hace en OC, de la misma manera. En este punto es necesario verificar que los haces reflejados de M3 y OC incidan en el centro de M1 y M2, esta es una forma de corroborar la alineación vertical (suponiendo que el resto de los elementos se encuentran alineados). Para ilustrar lo anterior ver la figura 4-16. En la figura central el spot del haz incidente (en la superficie cóncava del espejo), es desviado verticalmente hacia arriba.

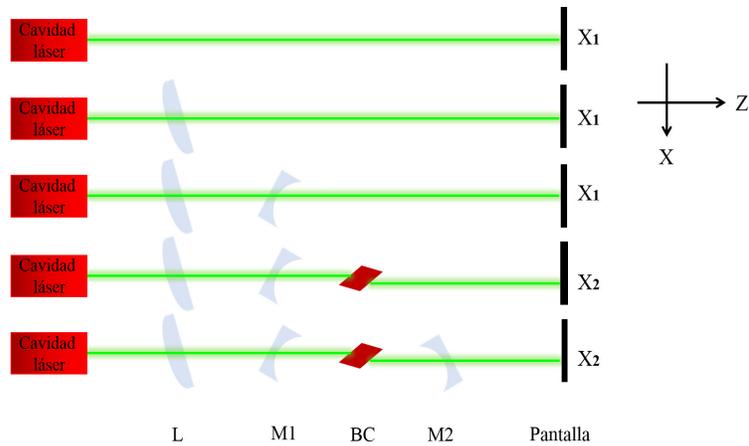


Figura 4-15: Variación de la posición en X del haz de bombeo al colocar los primeros elementos de la cavidad. La altura H_L debe ser constante. Vista superior de los elementos ópticos.

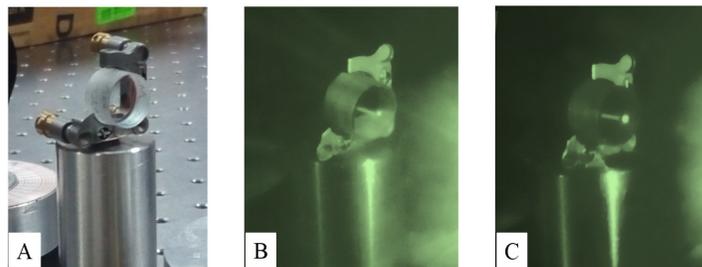


Figura 4-16: A. Espejo cóncavo M1. B. Detalle de error de alineación vertical del haz incidente en la superficie curva del espejo. C. Corrección de alineación vertical en la superficie curva del espejo.

Lo anterior es corregido al ajustar verticalmente el espejo OC y el resultado es mostrado en la figura de la derecha de 4-16.

Inicialmente la longitud de los brazos debe ser corta (del orden de 40 cm), con el fin de disminuir los errores de alineación vertical, y ser capaces de obtener emisión láser de manera más rápida. Esta cavidad puede ser observada en 4-7.

La emisión láser será obtenida al mejorar la alineación de la cavidad, es un proceso cíclico. Primero, verificar que los haces transmitidos de OC y M3 se encuentren totalmente empalmados, de no ser así, variar la alineación horizontal de estos espejos. Posteriormente verificar que el tamaño de los spot de estos haces concuerde, si es diferente, variar la posición del cristal

y el segundo espejo cóncavo (girando los tornillos micrométricos de las platinas en las que se encuentran), hasta igualar los tamaños de los haces en ambos brazos. Esta condición corresponde a la colimación de los haces por la correcta separación entre los espejos cóncavos. Es probable que existan ligeras desviaciones verticales de los haces reflejados por M3 y OC por lo cual, deberán ser compensadas con los tornillos verticales de sus respectivas monturas. Posteriormente repetir el proceso descrito para obtener emisión láser. Este método es el mismo para aumentar la potencia de salida una vez lograda la emisión láser. Finalmente variar la posición de LB hasta obtener un máximo en la potencia de salida del CW. Lo anterior es debido a una mejora del acoplamiento de los modos bombeo y láser dentro del cristal. Repetir de nuevo la alineación de la cavidad, sin mover la lente de enfoque. Un proceso frecuente y necesario en este trabajo fue la limpieza de los elementos para evitar algún tipo de daño en las superficies de los elementos por la presencia de polvo. Debido a la limpieza la eficiencia de compensación de varios de los espejos DCM's, es menor. El proceso anterior es repetido hasta alcanzar un máximo de potencia de salida.

4.3.4. Evaluación de los resultados

Para la cavidad descrita en la sección anterior con un OC de 10% de transmitancia, la potencia promedio de salida en CW fue $\approx 1W@5W$ de potencia de bombeo con una longitud de onda central de 800nm y una longitud de cavidad de $\approx 1m$. La potencia de haz fue medida con la consola (LabMax-To Coherent)

4.4. Obtención de pulsos ultracortos

Con el fin de obtener pulsos ultracortos a la salida de la cavidad descrita en la sección anterior, es necesario integrar nuevos elementos en la cavidad, siguiendo el proceso de diseño explicado en el capítulo dos. Cada nuevo elemento agrega grados de libertad a la alineación óptica además de pérdidas en la potencia intracavidad por lo cual es necesario asegurar la estabilidad mecánica de las monturas así como una buena alineación.

Fueron usados diferentes elementos para realizar la compensación de dispersión, en las si-

guientes secciones será detallado el método para la alineación de los mismos.

4.4.1. Compresor de prismas

En este compresor los prismas son colocados en monturas capaces de variar la alineación en dos dimensiones (cuentan con dos tornillos). En este caso cada cara de los prismas debe ser alineada con la retroreflexión de la misma (como fue detallado en la sección anterior) y es mostrado en 4-17. La alineación vertical de la cara 1 del prisma (P) corresponde al tornillo dos y la variación de la cara dos depende del tornillo uno. En la figura la estrella amarilla, es una referencia espacial para el

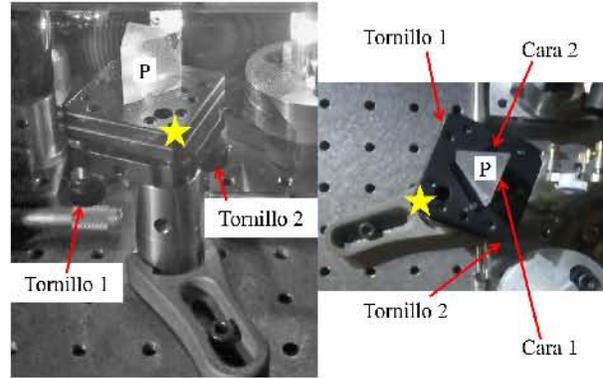


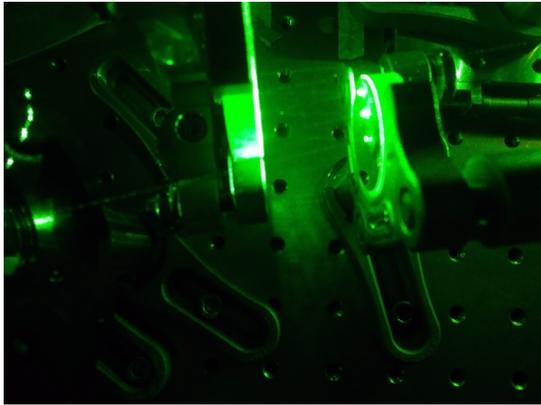
Figura 4-17: Alineación del prisma. Izq. Señalización de los tornillos. Der. Vista superior etiquetando caras del prisma y los tornillos.

lector. En el caso de la alineación horizontal es usado el ángulo de mínima desviación para el haz transmitido (@800nm). Cada uno de los prismas debe ser alineado de la misma forma, pues en este caso ése ángulo corresponde al ángulo de Brewster por fabricación, lo que disminuye las pérdidas por reflexión (del haz incidente) en cada uno de los prismas.

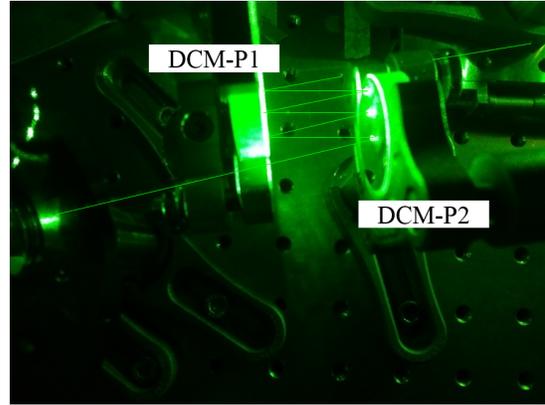
Como fue mencionado uno de los prismas (o dos en un compresor de cuatro prismas), debe(n) ser colocado(s) en una platina para poder realizar una compensación continua de dispersión; introduciendo mayor o menor cantidad de vidrio dentro del camino del camino del pulso.

4.4.2. Parejas de DCM's

La alineación en los planos horizontal y vertical de las parejas de DCM's es más sencilla y de nuevo el haz reflejado es usado para ello. Recordando que la compresión es función del número de parejas de rebotes en ellos, y que han sido diseñados para incidencia normal. El proceso de alineación constó en alinear horizontalmente uno de los espejos minimizando el ángulo entre los haces incidente y reflejado. El proceso es repetido para el segundo espejo. Lo anterior es posible usando triángulos como en secciones anteriores. En la figura 4-18 es mostrada la trayectoria del haz en tres parejas de reflexiones en estos espejos.



(a) Parejas de reflexiones del haz láser en una pareja de DCM's planos.



(b) Detalle de las reflexiones en la pareja de DCM's planos.

Figura 4-18: Alineación de una pareja de DCM's para múltiples reflexiones.

4.4.3. Pares de cuñas

Las cuñas utilizadas en este trabajo son de CaF_2 . El proceso de alineación vertical y horizontal es el mismo que en el caso de los prismas.

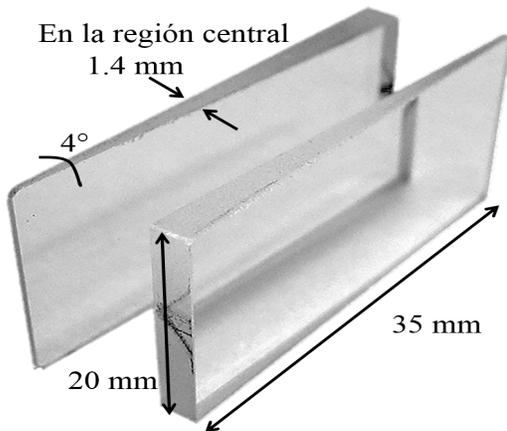
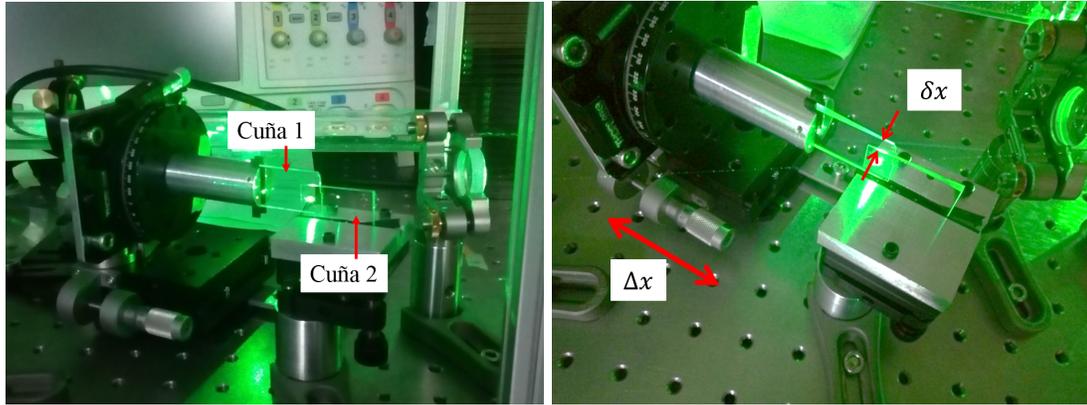


Figura 4-19: Dimensiones de las cuñas de CaF_2 .

En la alineación horizontal el ángulo de Brewster es $55^\circ @ 800\text{nm}$. Es necesario tener precaución y cuidado en la manipulación de las cuñas debido a sus dimensiones (ver figura 4-19)[85]. En la figura 4-20a es mostrada la disposición de las cuñas.

Similar al compresor de prismas, debe ser posible trasladar una de las cuñas para un ajuste fino de la compensación de dispersión. La distancia de separación entre caras contiguas paralelas de las cuñas fue variada en el intervalo

[1-5]mm, por lo anterior fue necesario verificar que al desplazar la cuña 1 (ΔX), la separación entre ellas (δx) fuera constante, cuidando de no romper ninguna de las ellas (ver figura 4-20b).



(a) Montaje del par de cuñas

(b) Desplazamiento de la cuña 1, manteniendo constante la separación entre caras cercanas.

Figura 4-20: Montaje del par de cuñas de CaF_2 .

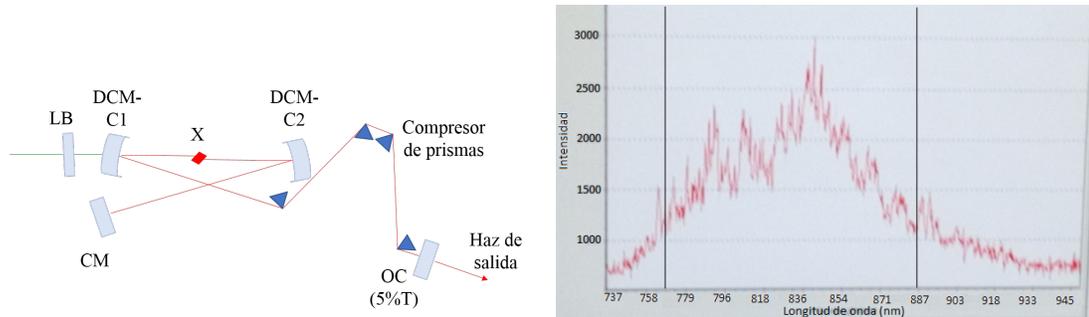
4.5. Cavidades

Partiendo de la cavidad descrita en las primeras secciones de este capítulo y de los diferentes elementos (y combinaciones de los mismos) para realizar la compensación de dispersión intracavidad, fueron construidas una serie de cavidades láser para la obtención de pulsos ultracortos. En las siguientes secciones serán descritas diferentes cavidades láser, por ejemplo las primeras cavidades de las que fue posible generar pulsos ultracortos así como sus variaciones al cambiar o combinar diferentes elementos ópticos y cuyos resultados tuvieron mayor relevancia para este trabajo, obteniendo pulsos con anchos temporales menores a 15fs. Finalmente será descrito el diseño de la cavidad con la cual fue realizado el estudio de la variación temporal del ancho temporal del pulso en la región focal de un objetivo de microscopio.

4.5.1. Cavidades láser lineales

Fue construida una serie de cavidades lineales. El esquema de una de ellas es mostrado en la figura 4-21a. Las características de los primeros pulsos estables obtenidos fueron: ancho espectral $\Delta\nu \approx 90\text{nm}$, con una tasa de repetición de 134 MHz y potencia promedio de 900mW@5W de potencia de bombeo. Cabe destacar que los pulsos con amplio ancho de banda fueron obtenidos al reemplazar algunos de los elementos ópticos con compensación de dispersión (adquiridos a mediados del año 2016), dentro de la cavidad óptica. Estos fueron los espejos cóncavos que

rodean al cristal (DCM-C1,2), el espejo de final de cavidad (CM) y el espejo acoplador de salida (OC). Debido a pérdida de la alineación del periscopio, no fue posible medir el ancho temporal ni reproducir el espectro mostrado en 4-21b.



(a) Esquema de la cavidad lineal con compresor de pares de prismas. (b) Espectro del pulso láser a la salida de dicha cavidad.

Figura 4-21: Primeros pulsos láser obtenidos con amplio espectro.

Una vez realizados los ajustes y protección pertinentes del periscopio. Los pulsos láser fueron obtenidos con un OC de 10 %T, una tasa de repetición de 100 MHz y potencia promedio máxima de 350mW@5W de potencia de bombeo. El ancho temporal aproximado de los pulsos (medido a través de la autocorrelación por TPA) fue menor a 17fs (FWHM). Esta medida es aproximada debido a la presencia de chirp como se observa en 4-22. Debido a dispersión en el pulso, la autocorrelación interferométrica presenta lóbulos a cada lado del pico central. El tamaño de los lóbulos difiere entre ellos debido a errores de alineación.

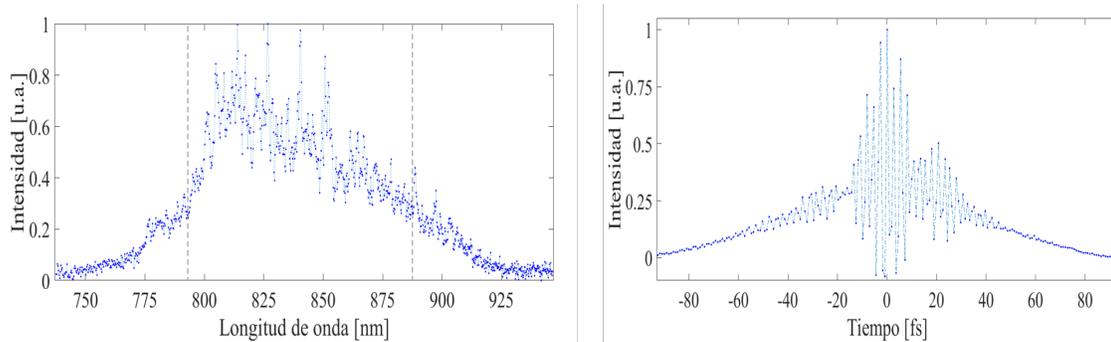
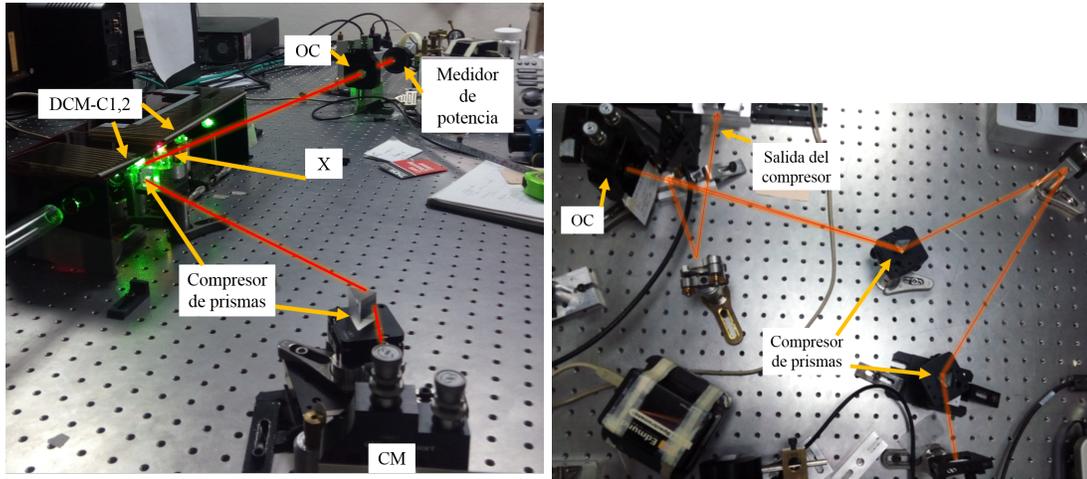


Figura 4-22: Ancho espectral de los pulsos láser obtenidos de la cavidad lineal y autocorrelación de los mismos donde se observa presencia de chirp.

Posteriormente el cristal de Ti:zafiro fue reemplazado por uno con mayor figura de mérito,

i.e. con menor cantidad de iones de Ti^{+4} que reabsorben @800nm, limitando la eficiencia de la emisión láser. Además la cavidad fue modificada a solo un par de prismas intracavidad (ver 4-23a). La frecuencia de repetición y el ancho temporal fueron variables debido a polvo y cambios en la humedad del aire circundante a la cavidad. La potencia promedio de salida fue 220-350mW con un OC de 10%T. Los pulsos fueron comprimidos externamente con prismas (ver 4-23b). El ancho temporal aproximado de un pulso láser a la salida de esta cavidad fue 50fs. El espectro correspondiente a estos pulsos así como la autocorrelación pueden ser vistos en 4-24.



(a) Cavidad láser con un par de prismas y con reemplazo del cristal de Ti:zafiro. (b) Compresor de un par de prismas extracavidad.

Figura 4-23: Resultados de compresión de pulsos dentro y fuera de la cavidad.

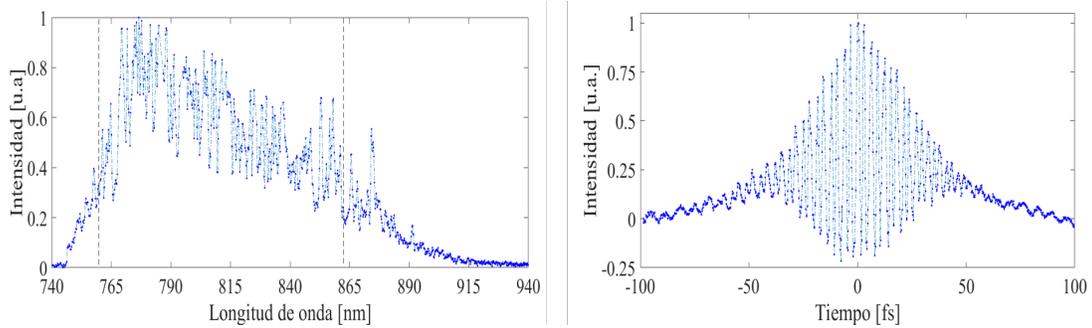


Figura 4-24: Ancho espectral de los pulsos láser obtenidos de la cavidad lineal con compresión externa y autocorrelación de los mismos.

Durante la segunda mitad del año 2017, fue construida una cavidad de diseño lineal. Para mejorar la eficiencia de generación de espectro amplio fueron reemplazados los espejos metálicos que doblan la cavidad y el ajuste de los parámetros del compresor de prismas intracavidad. Dichos cambios permitieron obtener espectros amplios con tasas de repetición alrededor de 102 MHz.

Una vez obtenidos los pulsos láser fue armado un compresor externo compuesto de dos prismas y al menos dos espejos; el espejo de final y el espejo que dobla el compresor. Inicialmente éste debía compensar solamente la GDD generada por el paso del pulso a través del espejo acoplador de salida $\approx 50\text{fs}^2$. Para dicha configuración fue obtenida la autocorrelación interferométrica de los pulsos. Las autocorrelaciones obtenidas eran antisimétricas, indicando que la compensación de GDD no era la adecuada y/o mala alineación del autocorrelador. Aunque la forma de la autocorrelación de un pulso puede indicar la presencia de chirp temporal en el pulso no puede determinar si es positivo o negativo por lo cual los parámetros del compresor deben ser variados de acuerdo a las observaciones experimentales. Por lo anterior, para cada modificación de alineación del compresor externo fue obtenida una autocorrelación. El objetivo era encontrar una autocorrelación simétrica.

El proceso anterior fue repetido para cada modificación en el espectro (incremento del mismo), la cual es posible por cambios en la alineación de la cavidad láser. El objetivo de esta última rutina era encontrar una autocorrelación simétrica con el menor número de franjas de interferencia posibles. Pues cada oscilación dentro de la autocorrelación interferométrica corresponde a una oscilación del campo eléctrico del pulso y cada una dura 2.67fs @800nm i.e., a menor número de franjas menor será el ancho temporal del pulso.

El ancho espectral obtenido es mostrado en 4-25. Dado el amplio espectro del pulso de luz fue necesario el uso de dos espectrómetros para medirlo; un espectrómetro mide en visible (por debajo de 740nm) y el otro en infrarrojo (por arriba de 750nm). Cabe mencionar que la autocorrelación obtenida no es completamente simétrica (4-26) debido a problemas mecánicos de la línea de retardo del autocorrelador. La duración del pulso es 19fs.

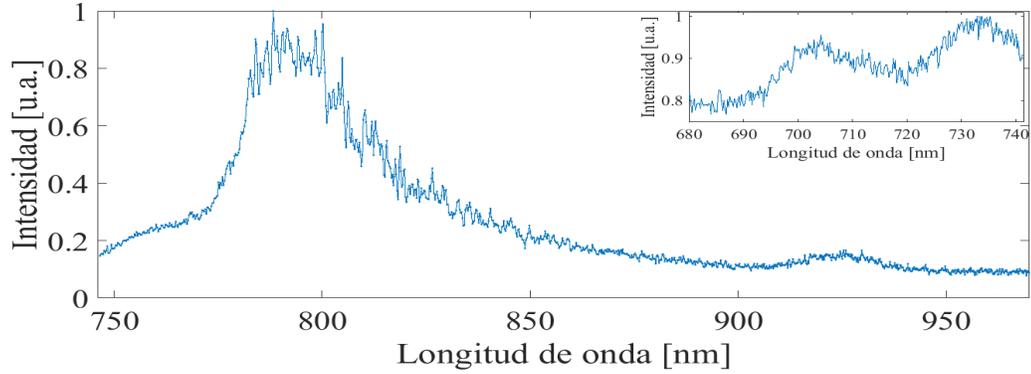


Figura 4-25: *Espectro del pulso láser obtenido de una cavidad lineal con compresor de prismas.*

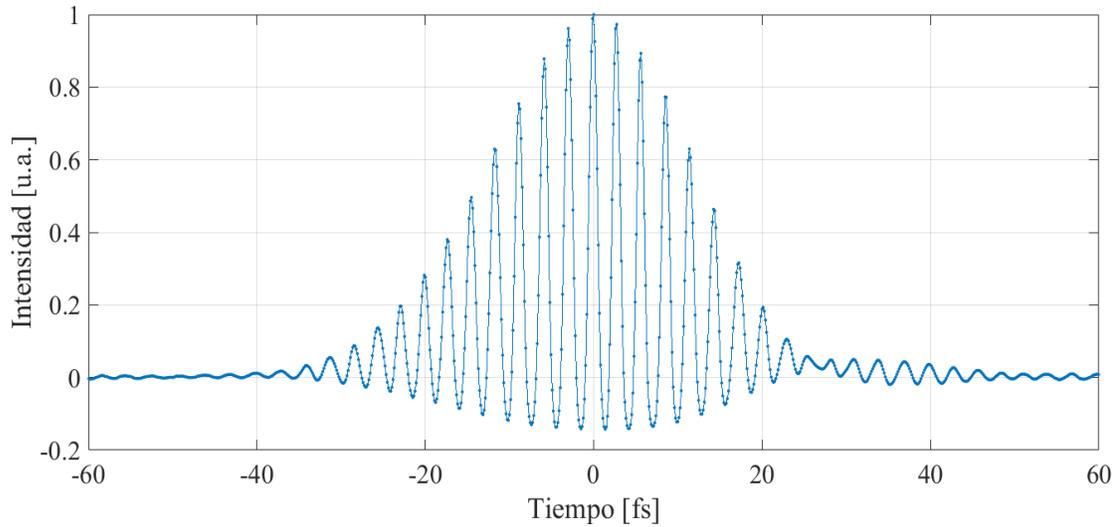


Figura 4-26: *Autocorrelación interferométrica del pulso ultracorto.*

4.5.2. Cavidades láser de tipo anillo

En una cavidad láser de tipo anillo el pulso ultracorto solo viaja una vez a través del cristal. Por lo cual en este tipo de sistema el pulso experimentará sólo la mitad de la dispersión en comparación con una cavidad lineal. Por otro lado, el cristal es el elemento intracavidad que mayormente contribuye a la generación de dispersión positiva. Por lo anterior la cantidad a compensar de dispersión en el pulso láser es menor en este tipo de cavidad. Además, en estos sistemas es posible obtener a la salida en ambas direcciones de propagación, modo pulsado, lo cual es conveniente para diferentes aplicaciones.

Otra ventaja de esta cavidad es su menor sensibilidad a alineación (ante pequeños desajustes).

Como consecuencia del diseño, es menos sensible a retrorreflexiones provenientes de los arreglos ópticos fuera de la cavidad [78][89]. Las primeras cavidades láser construidas en éste trabajo fueron de tipo anillo, el ancho espectral de los pulsos obtenidos fue menor a 10nm. Suponiendo que estas cavidades tenían errores de alineación o mal funcionamiento de algún elementos fue decidido construir las cavidades descritas en la sección anterior con los respectivos cambios de elementos ópticos. Una vez obtenidos pulsos ultracortos a partir de cavidades lineales como la mostrada en 4-23a, se procedió a armar cavidades en anillo. El esquema de una de éstas es mostrado en 4-27. El compresor de prismas constó de dos pares. El segundo y el tercer prismas fueron colocados en una platina para poder realizar la compensación fina y continua de dispersión.

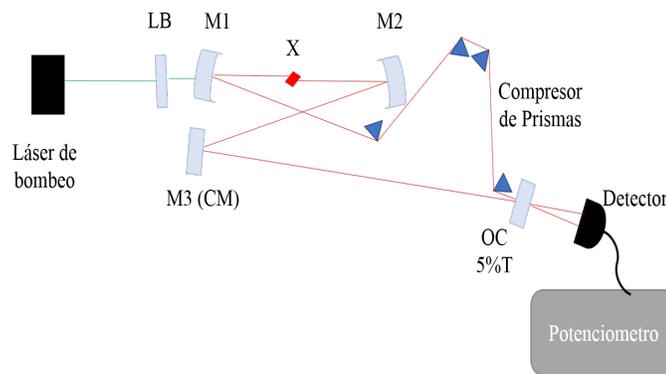


Figura 4-27: Cavidad de tipo anillo, con compresor de cuatro prismas.

Algunas consideraciones de este tipo de cavidad es un aumento en la complejidad de construcción y alineación, debido al mayor número de elementos (por ejemplo el uso de cuatro prismas). Otra consecuencia de lo anterior es el aumento de pérdidas de potencia intracavidad provocadas por el aumento en el número de reflexiones en los diversos elementos ópticos. Además es necesario realizar la compensación de astigmatismo debido a las inclinaciones de los mismos [78].

Con respecto a la operación pulsada en ambos brazos existen diferencias en la potencia de salida, el ancho espectral y la frecuencia de repetición, lo anterior influye en el diseño de las aplicaciones de los pulsos.

El sistema intracavidad de compresión en las cavidades en anillo construidas, fue basado en diferentes elementos ópticos y sus combinaciones. El objetivo de los cambios fue la búsqueda

de un mayor ancho espectral; para poder obtener un menor ancho temporal. En general para estas cavidades:

- Fueron obtenidas potencias de salida promedio distribuidas casi uniformemente en ambos brazos; con ligeras variaciones de porcentaje 50-50 % 60-40 %. En todos los casos donde fueron utilizados prismas como compresor, la potencia de salida total fue menor a 600mW. En el resto de los casos la potencia total fue $\approx 1W$. Definimos a la potencia total de salida como la suma de la potencia de ambos brazos.
- Fue lograda la emisión en ML para ambos brazos. La diferencia entre los espectros de ambos brazos fue sensible al proceso de alineación. En la mayoría de los casos los espectros eran muy parecidos y del orden de 40nm (lo que suponiendo haces gaussianos correspondería a $\approx 23fs$).
- Las frecuencias de repetición oscilaron entre 110-118 MHz.

El esquema de una cavidad de anillo simétrica es mostrado en 4-28, este diseño favorece la estabilidad y la disminución de los efectos de ruido. Los espectros obtenidos para ambos brazos

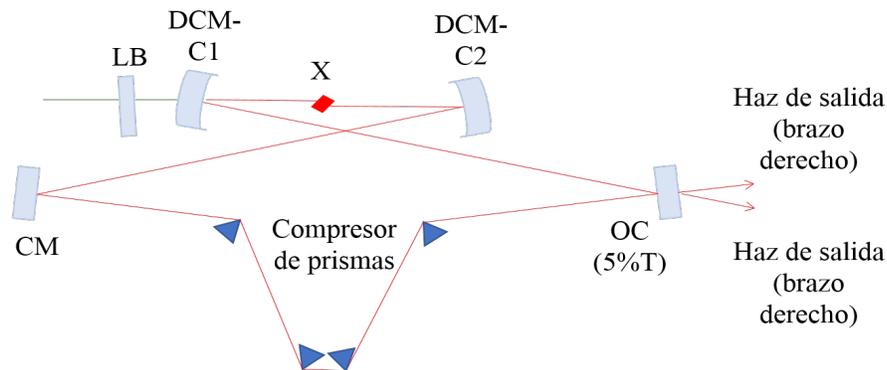


Figura 4-28: *Esquema de una cavidad de anillo simétrica.*

operando en ML simultáneo, a la salida de la cavidad anterior pueden observarse en 4-29.

La potencia de salida obtenida fue 100-360 mW, las contribuciones de CW (picos en 4-29) son atribuidos al polvo en aire circundante a la cavidad.

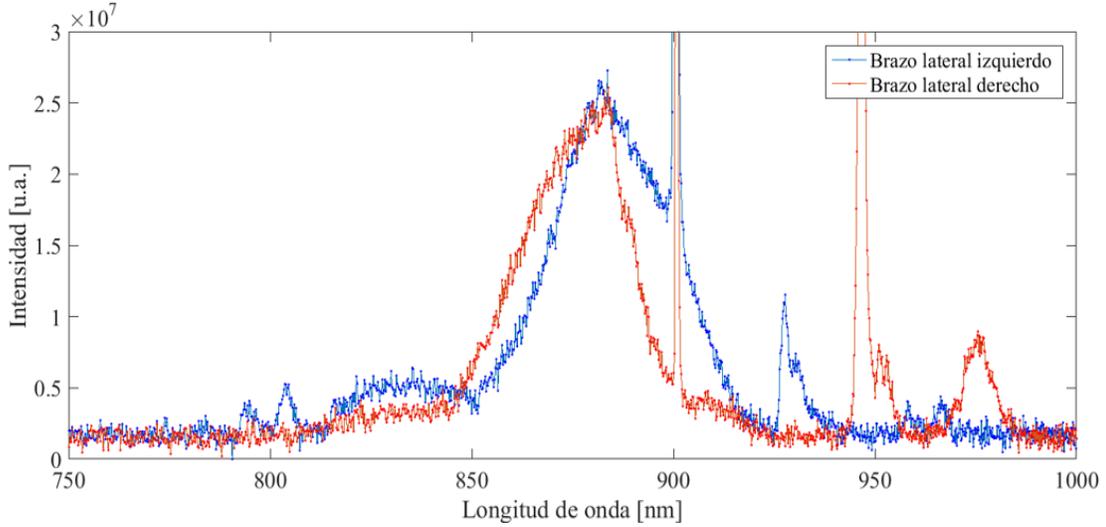


Figura 4-29: Espectro de los pulsos ultracortos de ambos brazos de la cavidad de anillo simétrica.

4.5.3. Cavidades con dos focos

Debido a que los anchos espectrales obtenidos para diferentes diseños para cavidades de tipo anillo fueron menores a los obtenidos en las cavidades lineales descritas en la sección *Cavidades láser lineales*, fueron entonces, implementadas cavidades tipo anillo y lineal con dos focos. Además, en estas cavidades fueron usados prismas, parejas de DCM's y cuñas o combinaciones de ellos para compensar la dispersión.

En el segundo foco fue colocado un elemento cuyo índice de refracción no lineal es similar al del cristal de Ti:zafiro ($3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ para el zafiro [90]). El objetivo era generar SPM (descrito en el primer capítulo) en el medio no lineal para aumentar el ancho espectral. Por lo anterior en el medio de ganancia solo sería necesario generar ML, a la vez no sería requerido ensanchamiento espectral dentro del mismo.

Los medios no lineales fueron vidrio: dos segmentos de cubreobjetos y dos ventanas de BK7. Los cubreobjetos fueron caracterizados en colaboración con el grupo de la Dra. Herlinda Montiel. Uno de ellos parece ser sílice fundido, en este caso fue asumido un índice de refracción no lineal $\approx 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. En el caso de las ventanas de BK7 este valor corresponde a $\approx 3,75 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [91].

ángulos de incidencia pequeños (en algunas cavidades) o espacio disponible limitado en la mesa óptica, lo cual hizo necesario el uso de una mayor cantidad de espejos. En este último caso aumentaron las pérdidas de potencia intracavidad debido al número de espejos y a la calidad de los mismos, ya que el recubrimiento metálico se encuentra dañado pudiendo introducir distorsiones en el pulso. Aunado a lo anterior suponemos un posible daño en los recubrimientos de los diferentes espejos, ocasionado por la limpieza de los mismos.

4.5.4. Caracterización de las parejas de DCM's

Debido a que los anchos espectrales obtenidos eran menores al esperado $\geq 100nm$ fue realizado un estudio para caracterizar la cantidad de GDD introducida por la reflexión del pulso láser en los pares de estos espejos. Para ello fueron utilizados pulsos con longitud central de 810nm con un ancho temporal de 54.5fs y suponiendo que estos pulsos tienen un chirp despreciable en comparación con su ancho temporal. La contribución de GDD por cada par de rebotes era esperada como múltiplos enteros del valor de GDD inducida por una pareja de rebotes en los DCM.

Sin embargo, no fue observada una tendencia de incremento en el ancho temporal de los pulsos al aumentar el número de reflexiones en los espejos, como era esperado. Lo anterior se atribuye principalmente a que la dispersión introducida por reflexiones en los espejos para pulsos con este ancho temporal, tiene una contribución pequeña.

Otras variables importantes fueron el cambio del ángulo de incidencia del haz en los espejos para cada aumento en el número de pares de rebotes, así como los cambios debidos a alineación los cuales modificaban el camino óptico del haz.

Concluimos que para poder caracterizar de manera eficiente la GDD generada por reflexiones en los DCM, es requerido un pulso de referencia con máximo ancho temporal 30fs y un arreglo experimental tal que el ángulo de incidencia permanezca constante o con mínimas variaciones. Lo anterior puede ser realizado con la fuente de pulsos ultracortos, resultado de este trabajo.

4.5.5. Cavidad final

La cavidad final presentada en este trabajo es una mejora a la última cavidad presentada en la sección *Cavidades láser lineales*. En ésta cavidad los espejos cóncavos que rodean al cristal

fueron reemplazados debido a daño en uno de ellos. Lo anterior favoreció a la generación del pulso, ya que el recubrimiento de los espejos nuevos no tenía daño ocasionado por la limpieza de los mismos. El compresor de prismas fue doblado por un espejo metálico (MM, 102413-Layertec) por cuestiones de espacio. El esquema de la cavidad puede ser observado en 4-32, mientras que el espectro de los pulsos a la salida en 4-33.

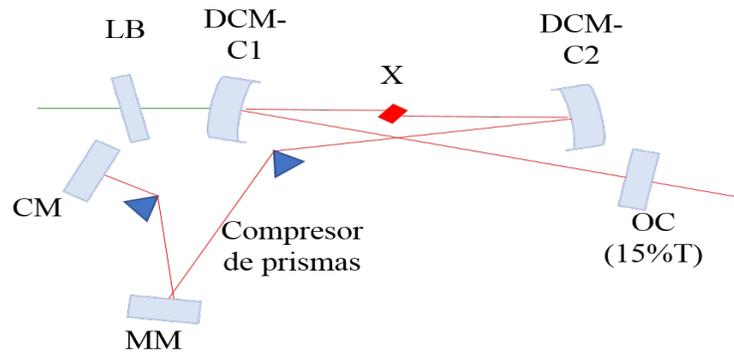


Figura 4-32: *Esquema de la cavidad lineal final.*

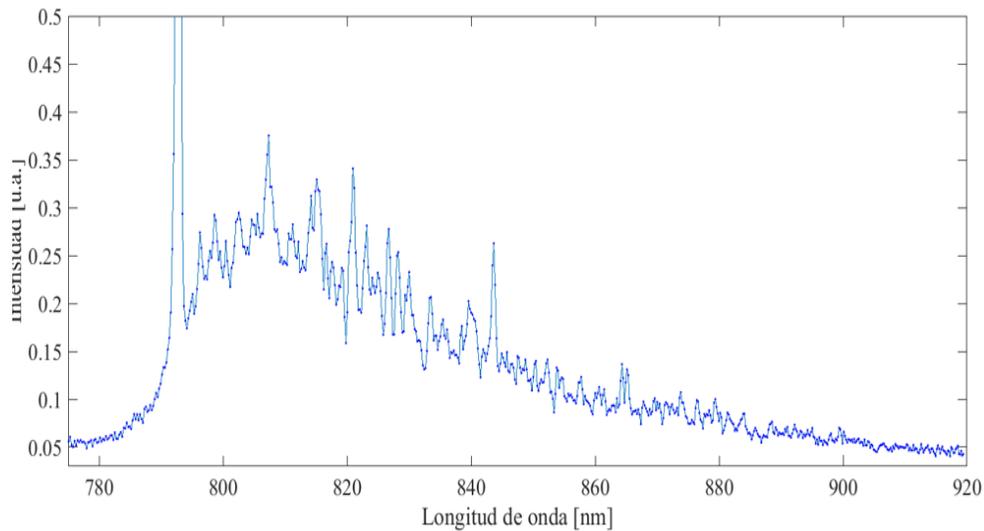


Figura 4-33: *Espectro del pulso ultracorto obtenido a la salida de la cavidad lineal final.*

Debido a que los pulsos a salida son ensanchados por su propagación a través del espejo acoplador de salida, lo cual introduce 50fs^2 en el pulso. Entonces es necesario comprimir los pulsos fuera de la cavidad. Para ello fue utilizado un espejo chirp (-70fs^2), pero esta compensación introduce -20fs^2 , suponiendo que los pulsos inciden en el espejo OC, con $\text{GDD}=0$. Posteriormente

al obtener las autocorrelaciones de los pulsos fue observada una disminución de las franjas al introducir en el camino del haz un divisor de haz de película. El material es nitrocelulosa con un grosor de 2 μ m. Confirmando un remanente negativo de dispersión debido a la reflexión del pulso en el CM. La autocorrelación obtenida por TPA, es mostrada en 4-34. La duración del

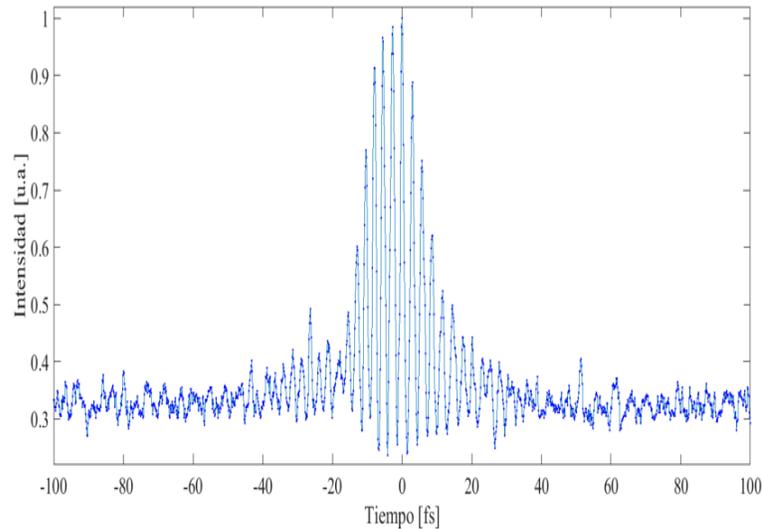


Figura 4-34: *Autocorrelación interferométrica del pulso ultracorto.*

pulso ultracorto es menor a 14fs, la potencia promedio de salida es $\approx 100\text{mW}@3.4\text{W}$ de bombeo. Es posible aumentar la potencia promedio de salida de los pulsos con una mejor alineación de la cavidad.

4.6. Medición del ancho temporal de los pulsos por autocorrelación por absorción de dos fotones (TPA)

El arreglo experimental para implementar la técnica de autocorrelación interferométrica (FRAC), consistió en un interferómetro de Michelson. La señal de salida es un haz que contiene las contribuciones de ambos brazos, los haces colineales son enfocados en un fotodiodo. En el sensor, por lo tanto serán obtenidas franjas de interferencia debido a la interacción de varios haces coherentes que inciden el mismo. La respuesta, a la absorción de dos fotones (TPA), es una fotocorriente que puede ser medida con un osciloscopio. La señal eléctrica medida en función del retardo entre las dos replicas del pulso, es la autocorrelación buscada.

El arreglo experimental del autocorrelador y su diagrama son mostrados en 4-35 y 4-36 Inicialmente un tren de pulsos láser fue dividido en dos réplicas (con una proporción 45/55 de intensidad), por un divisor de haz de película (PBS, BP145B2-Thorlabs) fabricado de nitrocelulosa con espesor= 2μ , usado con el fin de disminuir la cantidad introducida de GVD en el haz transmitido.

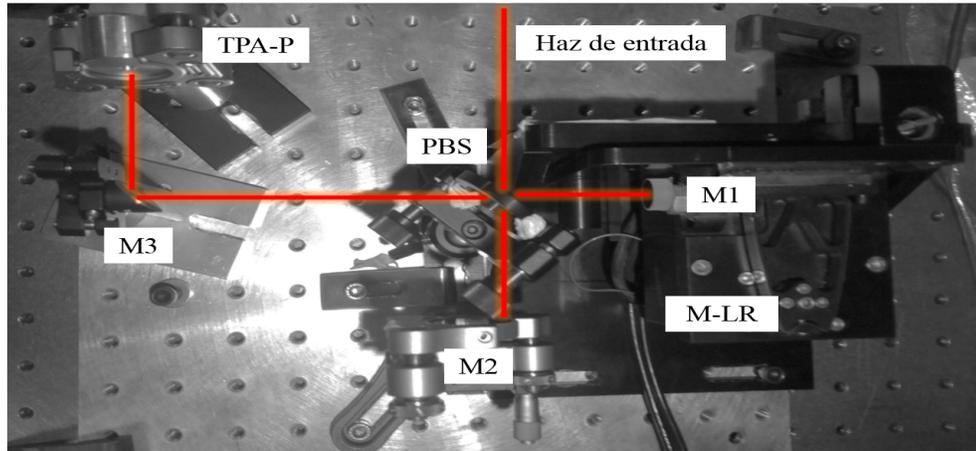


Figura 4-35: Arreglo experimental de un autocorrelador.

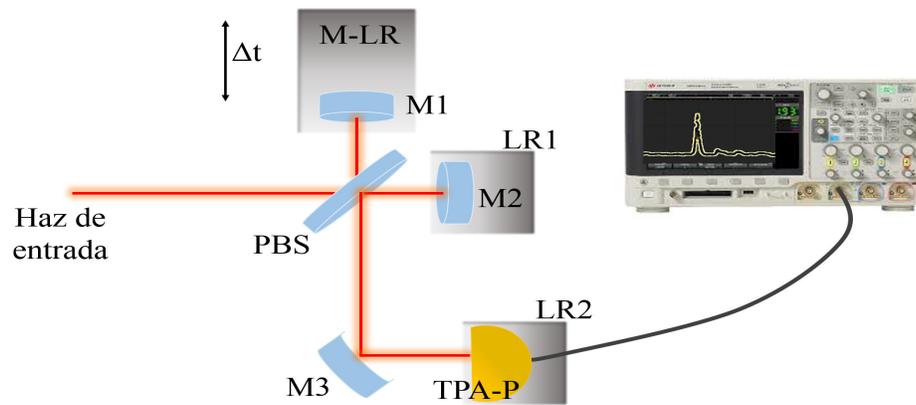


Figura 4-36: Diagrama del autocorrelador.

El haz reflejado incide en un espejo metálico (M1) montado en una línea de traslación lineal motorizada (M-LR) marca Clark. El desplazamiento de este espejo genera una diferencia de camino óptico, este a su vez genera un retardo temporal $\delta\tau$, entre las dos replicas del pulso láser. La línea cuenta con un controlador que permite modificar la amplitud del movimiento. Un generador de funciones Agilent 33220A es usado para controlar la frecuencia de oscilación.

Las frecuencias utilizadas para poder resolver franjas de interferencia fueron $[20 - 500]Hz$ dicha variación es función de diferentes variables, por ejemplo el ancho temporal del pulso láser (ver Anexo B). Por otro lado, el haz transmitido rebota en un espejo metálico fijo (M2). El espejo se encuentra en una platina (no motorizada, LR1) para realizar un posterior control fino, de igualación de caminos ópticos en ambos brazos del interferómetro. Este control es necesario una vez que las primeras trazas de autocorrelación son visualizadas, pero la distancia entre ellas no es la misma, indicando que una de las replicas recorre más distancia respecto a la otra.

A la salida del autocorrelador (interferómetro) los pulsos se recombinan colinealmente para diferentes retardos. El haz es enfocado por un espejo parabólico (M3) en un medio no lineal, en este caso un fotodiodo (TPA-P) de semiconductor GaAsP (G1115 Hamamatsu). El proceso no lineal es absorción de dos fotones. La autocorrelación es la medida de la señal de intensidad detectada por el fotodiodo en función del retardo temporal. La señal es adquirida con un osciloscopio Agilent Thecnologies DSO-X3054A. Las mediciones obtenidas se encuentran montadas en una componente de Vdc, que corresponde a TPA de las porciones no traslapadas de los pulsos. Finalmente fue realizado el análisis de los datos para calcular la duración temporal del pulso láser de acuerdo con la teoría presentada en el capítulo anterior.

En la figura 4-37 puede ser apreciado lo descrito en los párrafos anteriores [84].

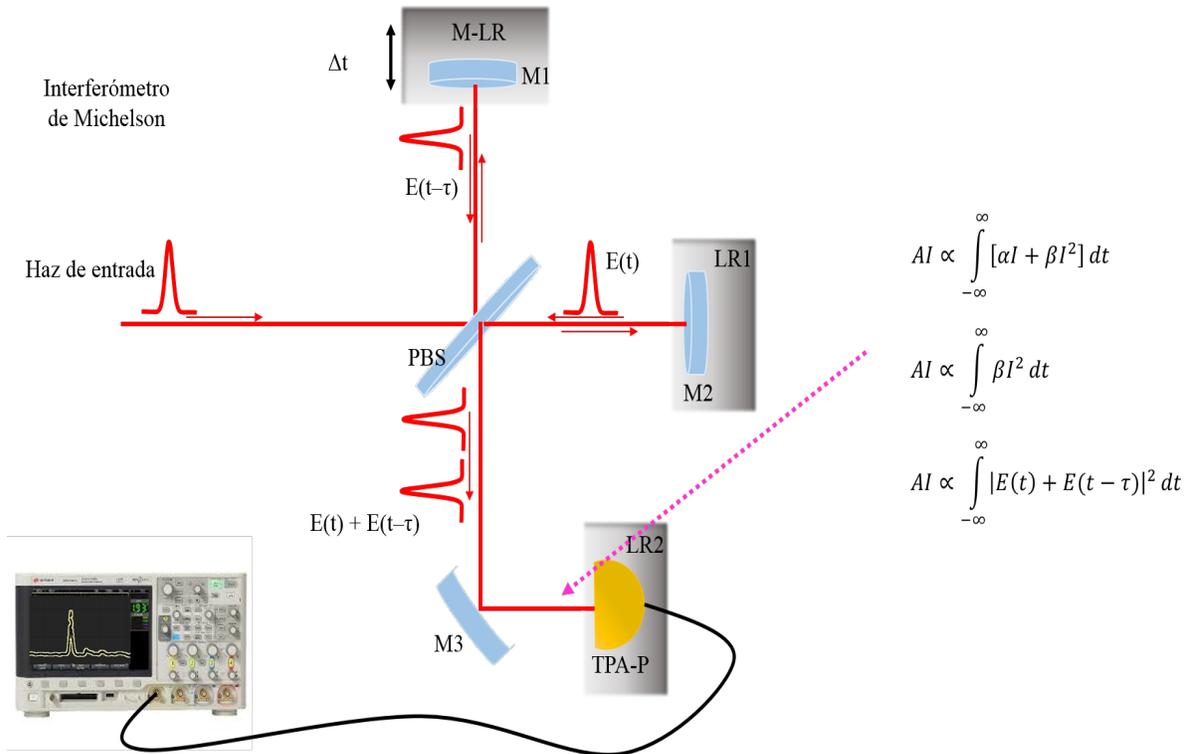


Figura 4-37: Diagrama del autocorrelador. En cada brazo viaja una réplica del pulso láser (una de ellas con un retardo dado por la línea de retardo). El haz a la salida del autocorrelador corresponde a la suma de las réplicas (interferencia de los haces). El haz de salida es enfocado en el sensor (fotodiodo). La respuesta del sensor es un proceso no lineal (TPA). La señal medida corresponde a la autocorrelación del pulso de entrada.

4.7. Estudio de la variación temporal del pulsos en la región focal de un objetivo de microscopio

4.7.1. Experimento

En la mayoría de las aplicaciones de los pulsos ultracortos, es necesario concentrar en el menor tiempo y área posibles la energía de los mismos. Las lentes comerciales en general, tienen variación en la distancia focal con respecto a la longitud de onda como puede ser observado en 4-38, de acuerdo al fabricante [86]. En el intervalo de 750-900nm el cambio es $\approx 400\mu\text{m}$. Recordemos que un pulso de 30fs, limitado por transformada, tiene una extensión espacial de $9\mu\text{m}$. Entonces la aberración de una lente con recubrimiento en la región de NIR no es ideal para enfocar este tipo de luz con amplio ancho espectral, por lo cual no es posible concentrar la energía

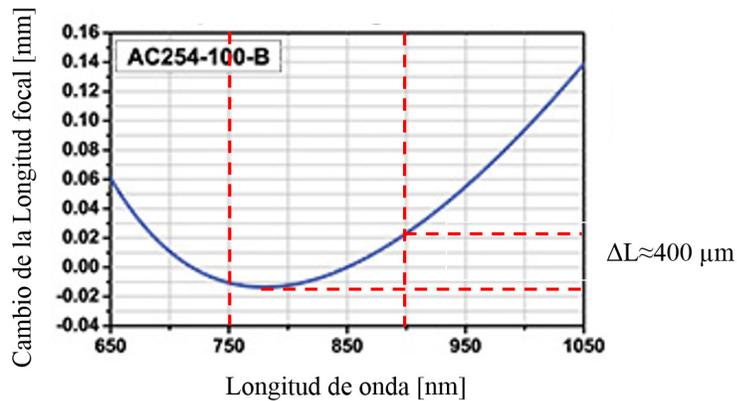


Figura 4-38: *Cambio del foco con respecto de la longitud de onda.*

en la menor área posible. Es necesario seleccionar óptica especializada, por ejemplo objetivos apocromáticos. Desafortunadamente estos sistemas ópticos (de costo elevado) introducen GVD debido al número de componentes ópticos (lentes) con los que están fabricados. Por lo cual es necesario realizar un estudio de las distorsiones inducidas en los pulsos por su paso a través de tales sistemas.

Fue realizado un estudio de la variación temporal de los pulsos láser en la región focal de un objetivo de microscopio con los pulsos de la cavidad construida y con una duración de ≈ 20 fs. Para ello fue implementada la técnica Z-scan [95]. El montaje tiene cuatro etapas. La primera es la compensación de GVD, la segunda es un autocorrelador, la tercera es el sistema de enfocamiento y finalmente la etapa de adquisición de datos. El esquema del diagrama es mostrado en 4-39

La etapa de compensación de GVD (figura 4-40) es necesaria debido a que los pulsos a la salida de la cavidad sufren un ensanchamiento por su paso a través del OC aunado, a la GVD introducida por el sistema de enfocamiento de los pulsos. Esta etapa consta de un espejo tipo chirp (CM1), de acuerdo al fabricante pueden ser compensados $-70\text{fs}^2@800\text{nm}$ con una reflexión en este espejo. CM1 desvía la salida de la cavidad láser hacia el arreglo experimental. Posteriormente un periscopio (P) es usado para elevar el plano de propagación del haz. P consta de dos espejos metálicos de media pulgada de diámetro (Thorlabs). El haz de salida de P entra en un compresor de prismas (P1 y P2) de sílice fundido (10SB10 Newport) en combinación con una pareja DCM's que compensan -40fs^2 en un par de reflexiones en ellos (103803 Layertec).

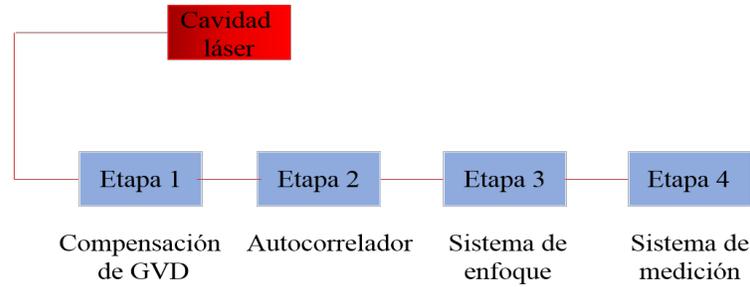


Figura 4-39: *Etapas del experimento para evaluar cambios en la duración del pulso láser en la región focal de un sistema óptico.*

El haz de salida del compresor es enviado a la segunda etapa.

El compresor combinado (figura 4-41) fue diseñado y construido para reducir la separación

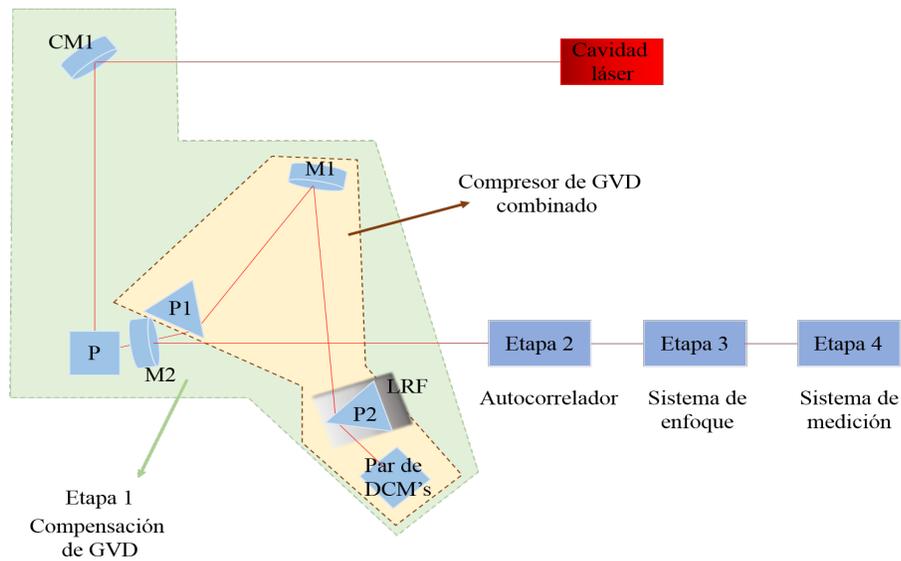


Figura 4-40: *Etapa de compensación de GVD.*

entre los prismas y para disminuir la cantidad de chirp espacial, introducido en el caso de solo utilizar un espejo para doblar el compresor. Esto último es consecuencia de la gran separación de los prismas (aproximadamente 1m) por lo cual la desviación angular usando un solo espejo sería grande. Otra consecuencia de la longitud del compresor fue el uso de un espejo metálico (M1) para doblar el compresor. El segundo prisma (P2), fue colocado en una línea de retardo fija (LRF), con el fin de realizar ajuste fino de GVD. Notemos que una segunda elevación del plano de propagación fue posible gracias al uso del par de DCM's. Los cambios en el plano de

propagación del haz son necesarios debido a las dimensiones de la línea de retardo comercial del autocorrelador (M-LR).

La etapa del autocorrelador corresponde al descrito en la sección *Medición del ancho temporal*

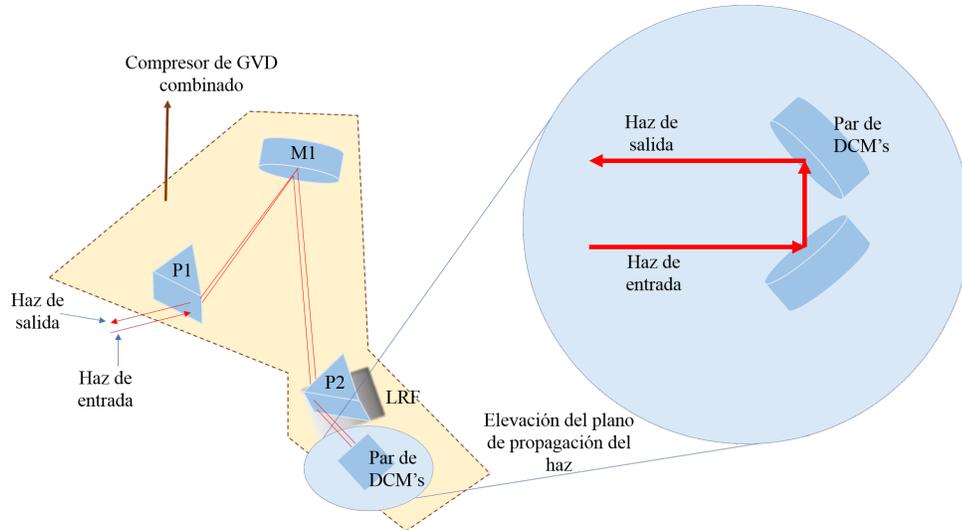


Figura 4-41: *Compresor combinado de GVD.*

de los pulsos por autocorrelación. La única variación es que, la salida del autocorrelador no es enfocada en un detector (fotodiodo), en este caso es enviada a la tercer etapa del arreglo por un espejo metálico (4-42).

El sistema de enfocamiento de los pulsos es parte de la tercer etapa (4-43), compuesta de dos lentes (del arreglo telescópico) y el objetivo de microscopio. Esta etapa introduce GVD (desconocida por cuestiones de patente). Por lo anterior es necesaria la segunda etapa descrita anteriormente. La tercer etapa también puede ser subdividida en tres segmentos. El primero es un arreglo telescópico cuyo fin es la expansión del haz, para llenar la apertura del objetivo de microscopio. Inicialmente el arreglo consta de un filtro espacial; un pinhole de $20 \mu\text{m}$ filtra el máximo de orden cero en el plano focal de la lente (L1) (C220TME-B Thorlabs con soporte E09RMS de la misma marca). L1 y el pinhole fueron colocados en la montura del filtro espacial (Spatial Filter Movement Edmund Optics). La luz filtrada incide en una segunda lente (L2) (diámetro 25mm y $f=160\text{mm}$ VIS), colocada sobre una platina (LR2). Esto último permite el ajuste fino del arreglo telescópico y por lo tanto de la corrección del frente de onda que incidirá en el objetivo.

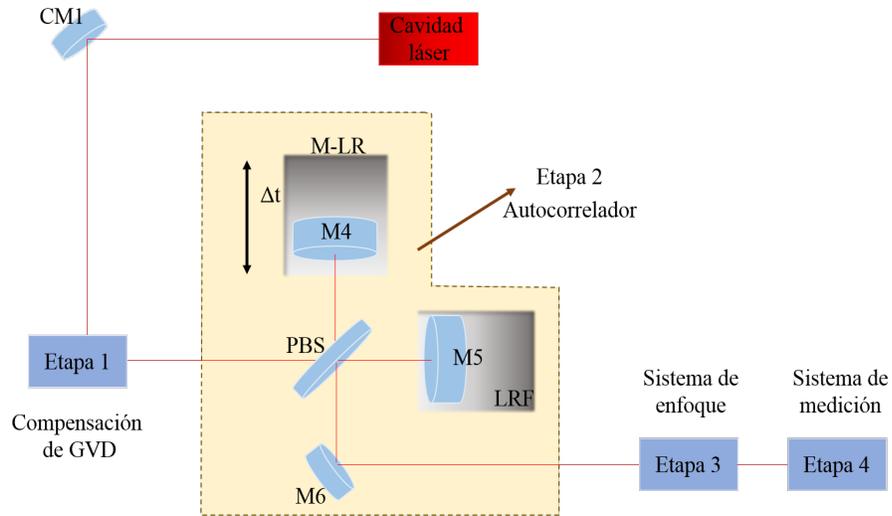


Figura 4-42: *Autocorrelador.*

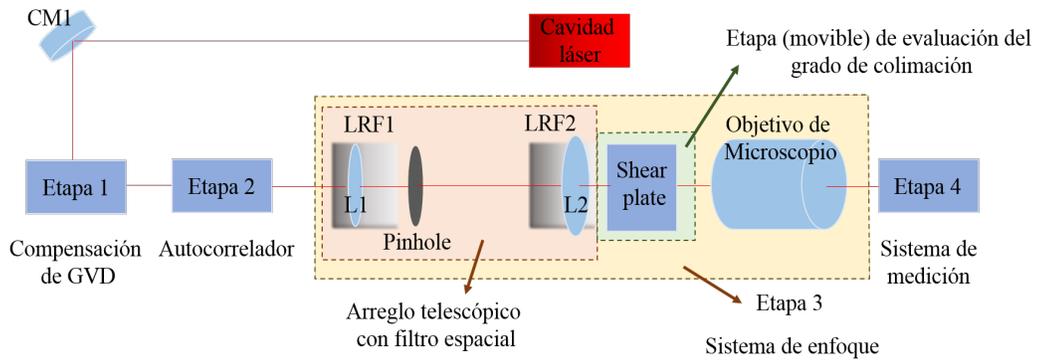


Figura 4-43: *Sistema de enfoque de los pulsos láser.*

El segundo segmento es movable; fue necesario con el fin de evaluar el grado de colimación del arreglo telescópico y posteriormente fue retirado del arreglo. Lo anterior fue realizado con un shear plate (SI254 Thorlabs). Es un interferómetro (4-44), la placa plano paralela tiene un grosor mayor a la longitud de coherencia del haz en modo pulsado ($L_C = c\Delta\tau \leq 9\mu\text{m}$, suponiendo un ancho temporal de 30fs), por lo que solo es posible observar la interferencia del haz en modo continuo. El patrón de interferencia de los haces reflejados en cada una de las superficies de la cara plano paralela puede observarse en el difusor, las franjas están contenidas en la intersección de los haces (porción de interferencia) y deben ser paralelas a la línea negra grabada en el difusor para garantizar un frente de onda plano. Después de retirar el shear plate,

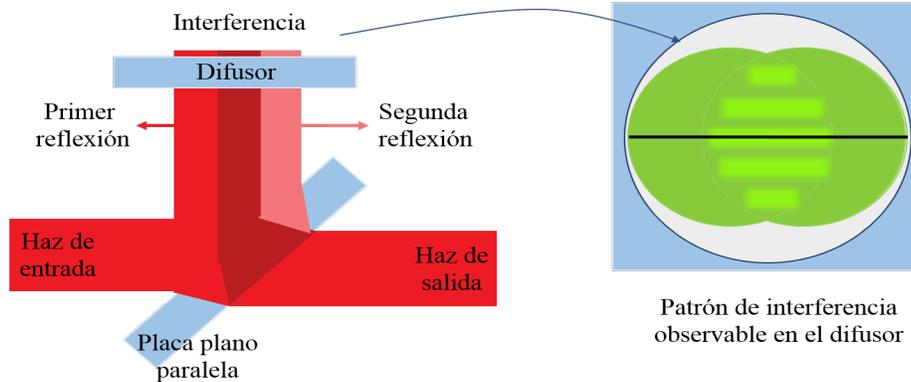


Figura 4-44: *Evaluación del grado de colimación con un shear plate.*

el haz expandido incide en el objetivo de microscopio. Este elemento de amplificación 5X y distancia focal de 40 mm (378-822-5 Mitutoyo), es el tercer segmento de la etapa tres. Este objetivo fue elegido debido a que corrige el frente de onda como fue demostrado en [94].

La última etapa del arreglo es la de medición (4-45). El fotodiodo fue colocado sobre una línea de retardo motorizada (M-UTM50CC1DD Newport). Fue medida la intensidad (por TPA, en el fotodiodo) para diferentes posiciones z a lo largo del eje de propagación del haz y en la región focal del microscopio. El recorrido total fue $500\mu\text{m}$ con un tamaño de desplazamiento $\Delta z = 2\mu\text{m}$. El movimiento de la platina fue a través del controlador ESP300 Newport.

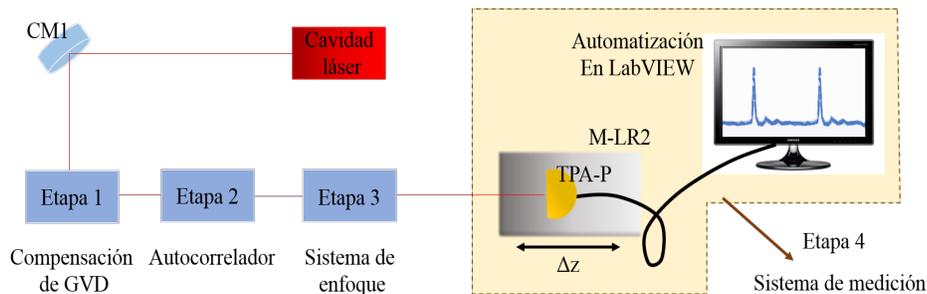


Figura 4-45: *Etapa de medición de TPA en la dirección de propagación.*

Para cada posición z fueron obtenidas mediciones de la intensidad (detección de señal de TPA) con el fotodiodo durante 2s. Este proceso fue a través de una tarjeta de adquisición de datos (DAQmx) USB6211 de NI, con una tasa de muestreo de 10KS/s. En cada posición z fueron registrados suficientes datos para poder medir al menos 4 autocorrelaciones (si es el caso).

Fue implementado un programa en LabVIEW para la automatización de la toma de datos en la región focal. El diagrama de flujo es mostrado en (4-46). El archivo de datos generado por el

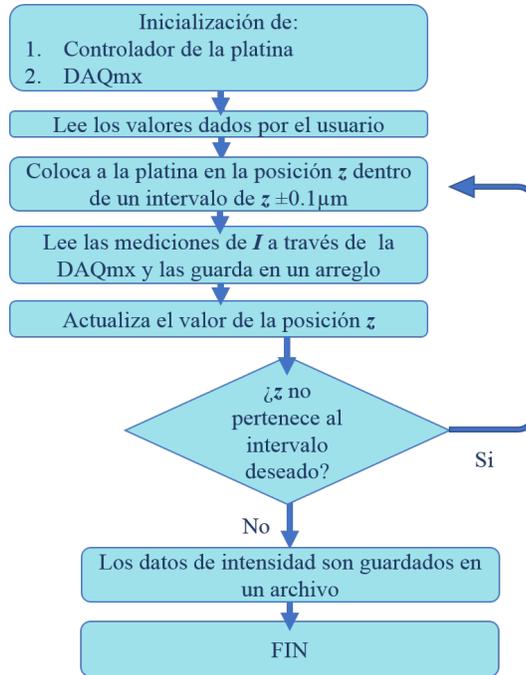


Figura 4-46: Diagrama de flujo para la automatización de la técnica de z-scan.

programa anterior tiene la siguiente estructura (4-47). En el primer renglón han sido guardados los valores de las posiciones z , por lo cual la longitud de este renglón es 250. Cada columna (sin contar el primer renglón), contiene 20000 datos de las medidas de intensidades para la posición z_i .

z_1	z_2	z_3	...	z_{250}
$I_1(z_1)$	$I_1(z_2)$	$I_1(z_3)$		$I_1(z_{250})$
$I_2(z_1)$	$I_2(z_2)$	$I_2(z_3)$		$I_2(z_{250})$
...				...
$I_{20000}(z_1)$	$I_{20000}(z_2)$	$I_{20000}(z_3)$...	$I_{20000}(z_{250})$

Figura 4-47: Estructura del archivo de datos obtenidos de la técnica de z-scan.

4.7.2. Resultados del estudio de la variación temporal de los pulsos

Es importante notar que el área del spot es función de la posición z y el área de detección del sensor es constante (5 mm), por lo cual al alejar el sensor del plano focal, por la divergencia, la intensidad disminuirá llegando un punto incluso que parte del haz quede fuera del área sensible del detector; la intensidad incidente será menor y el efecto no lineal de TPA será cada vez más débil. Otra consideración necesaria es que las autocorrelaciones sufren ensanchamiento al alejar el fotodiodo del plano focal, debido a distorsiones temporales introducidas por diversas aberraciones en el pulso hasta que eventualmente, la respuesta no lineal del sensor no es suficiente como para generar señal de autocorrelación por TPA. Esto es esquemáticamente mostrado en (4-48), para z_0 no es posible resolver autocorrelaciones, en z_p el ancho de las autocorrelaciones es mayor al de posiciones más cercanas al foco z_q .

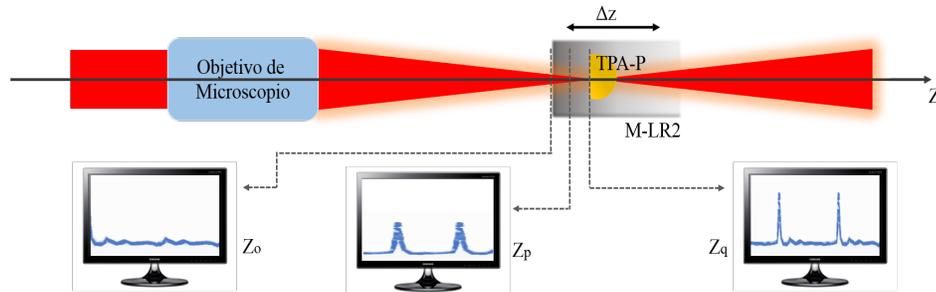


Figura 4-48: Variación de la señal de TPA en función de la posición dentro de la región focal en dirección de propagación.

A partir de los datos de intensidad medidos (como se fue descrito en la sección anterior), fueron obtenidas autocorrelaciones de intensidad en cada posición z dentro de un intervalo de $500 \mu\text{m}$ (para cada conjunto de datos). De la ecuación 2-42 para el caso de autocorrelación de intensidad, solo contribuyen dos términos, el de autocorrelación de intensidad y el término constante (DC). Dada una autocorrelación fueron obtenidos el valor de la componente DC y el valor máximo de la intensidad (MI) valores que son mostrados en 4-49.

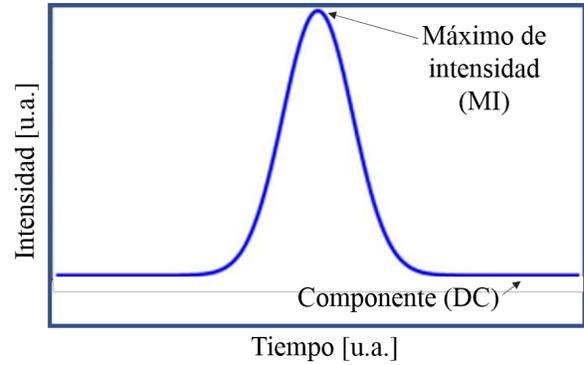


Figura 4-49: Autocorrelación de intensidad, indicando los valores del máximo de intensidad (MI) y la componente constante (DC).

Las curvas de comportamientos de MI y DC en función de la posición de la posición z en la región focal son mostradas en 4-50.

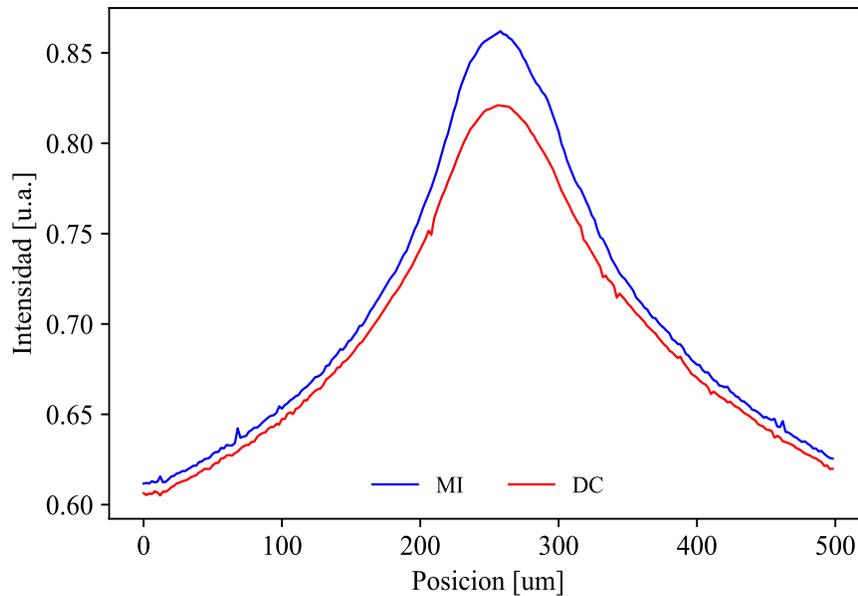


Figura 4-50: Variación de la componente DC y el máximo de Intensidad MI en la región focal de un objetivo de microscopio.

Las posiciones de los extremos, cercanas a cero y $500 \mu m$, son posiciones alejadas del plano focal. En estas regiones tanto DC como MI son pequeñas, debido a la ausencia de efecto no lineal TPA para generar señal de autocorrelaciones. La amplitud de ambas señales es proporcional a la intensidad del haz que incide en el sensor. Las pequeñas diferencias observadas entre los valores de estas variables son consecuencia de que MI es el máximo valor de la señal la cual tiene picos (de ruido) de intensidad, mientras que DC corresponde a un promedio.

En la región central de 4-50, ambas señales incrementan su valor. DC aumenta debido a una mayor intensidad incidente en el sensor mientras que MI aumenta por la aparición de autocorrelaciones. Lo anterior provocando una separación mayor entre las variables cuando z tiende a la posición del mínimo tamaño de spot.

Fue encontrado un desfase espacial entre los máximos de ambas variables $\Delta z = 4\mu m$, el cual es considerado dentro del error experimental, debido a que ambas señales son procesos no lineales generados por la intensidad incidente en el sensor (ver la sección *Caracterización temporal de los pulsos ultracortos*). Por lo que concluimos que los dos máximos coinciden, dentro de un error (de posición) $4\mu m$

Derivado de la dependencia de las señales respecto de la intensidad, también puede ser definida una posición de máxima intensidad correspondiente a la posición del máximo de ambas señales. Entonces, el eje de las abscisas de la gráfica anterior puede ser modificado, asignando la posición $z = 0$ a la coordenada de los máximos (ver 4-51). Esta nueva coordenada en z es ahora una posición relativa a la posición de máxima intensidad dentro de la región focal del objetivo de microscopio.

Por otro lado, al normalizar las señales DC y MI (4-52) es posible visualizar con mayor facilidad asimetría en las señales. Por ejemplo, los valores de MI y DC correspondientes a $-200 \mu m$ son menores con respecto a sus magnitudes en la posición simétrica $200 \mu m$. Creemos que lo anterior puede ser atribuido a efectos espaciales y temporales en el pulso. Al utilizar un objetivo apocromático son minimizadas las aberraciones cromática y esférica por lo que suponemos que espacialmente solo se encuentran presentes efectos de difracción, en la posición de máxima intensidad y en la región posterior a ella. Lo anterior introduce chirp espacial que cambia la intensidad incidente en el sensor por la modificación de la forma del spot. Temporalmente, debido a la variación de GVD, podría ser obtenida una variación del ancho temporal de los

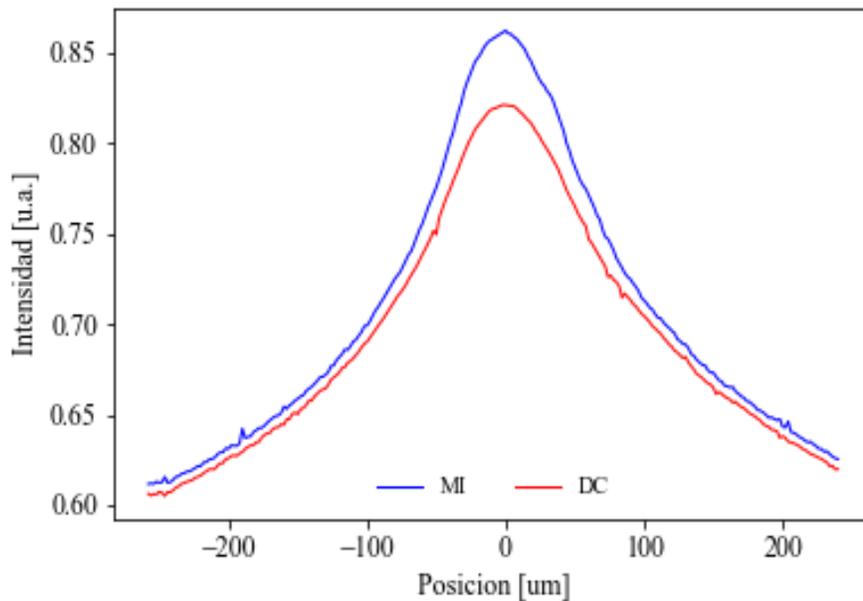


Figura 4-51: Variación de la componente DC y el máximo de amplitud respecto a la posición relativa al plano focal de un objetivo de microscopio.

pulsos. Las ideas anteriores son una posible explicación, pero es necesario realizar a futuro un estudio detallado para corroborarlas.

Otra posible consecuencia de lo anterior, es la posibilidad de suponer a la posición de máxima intensidad como la posición del plano focal, pues a partir de esta región surgen los efectos de difracción. Para medir el ancho temporal de pulsos ultracortos menores a 30fs es común obtener autocorrelaciones interferométricas, cuyo ancho está relacionado al número de oscilaciones del campo. Esto facilita la medición de la duración del pulso. En este experimento por cuestiones de practicidad y para minimizar el tiempo de toma de datos fueron obtenidas autocorrelaciones de intensidad.

Las medidas de autocorrelación de intensidad obtenidas no pudieron ser ajustadas por funciones convencionales, por ejemplo funciones gaussianas. Lo anterior por la forma del pulso y la cantidad de ruido en las mediciones.

Por lo anterior fue realizado un tratamiento de los datos y posteriormente fueron calculados los anchos temporales para cada posición z usando momentos estadísticos. Es decir, fue calculada la desviación estándar σ de los mismos para posición z dentro de la región focal.

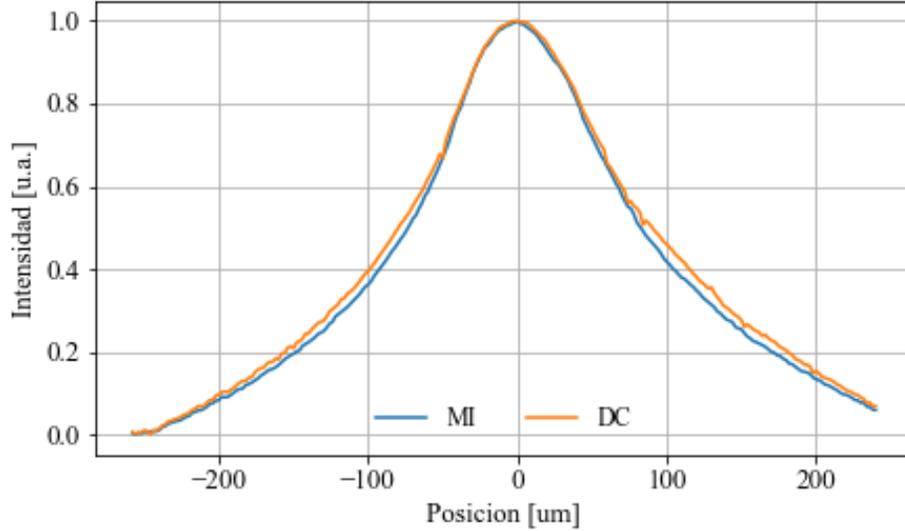


Figura 4-52: *Asimetría de las señales DC y MI atribuidas a efectos de difracción en la dirección de propagación.*

El valor σ corresponde a la desviación de los datos respecto de la posición del *centro de masa* hacia uno de los extremos de la curva. Esto puede observarse en 4-53. Entonces, el ancho temporal de las curvas obtenidas de autocorrelación fue aproximado por 2σ . Los datos obtenidos de este cálculo respecto a la posición de máxima intensidad pueden observarse en la figura 4-54.

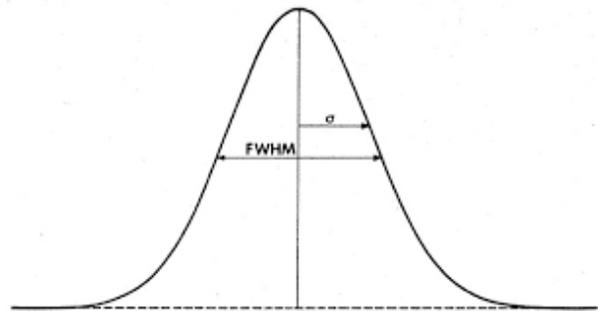


Figura 4-53: *Desviación estándar de una distribución de datos.*

La sección de interés de 4-54 es la parte central, ya que solo en esta región fueron obtenidas autocorrelaciones para poder estimar la duración del pulso láser. A la vez, la duración incrementa cuando nos alejamos de la posición del máximo de intensidad de autocorrelación. La tendencia observada es atribuida principalmente a la dispersión de segundo orden, considerando pulsos del orden 20fs. Después de realizar un tratamiento estadístico a los datos de la figura anterior, fue obtenida la curva de la figura 4-55.

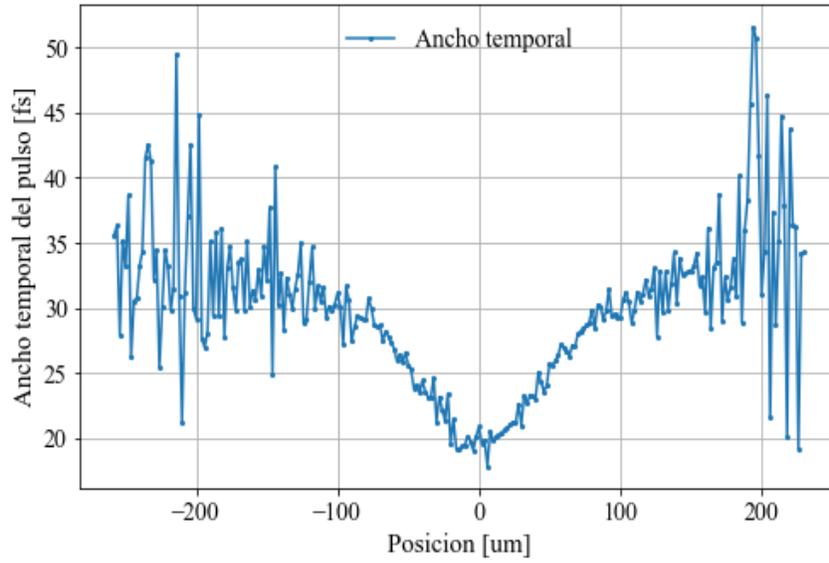


Figura 4-54: Variación de los anchos temporales del pulso ultracorto respecto a la dirección de propagación del haz z , dentro de la región focal.

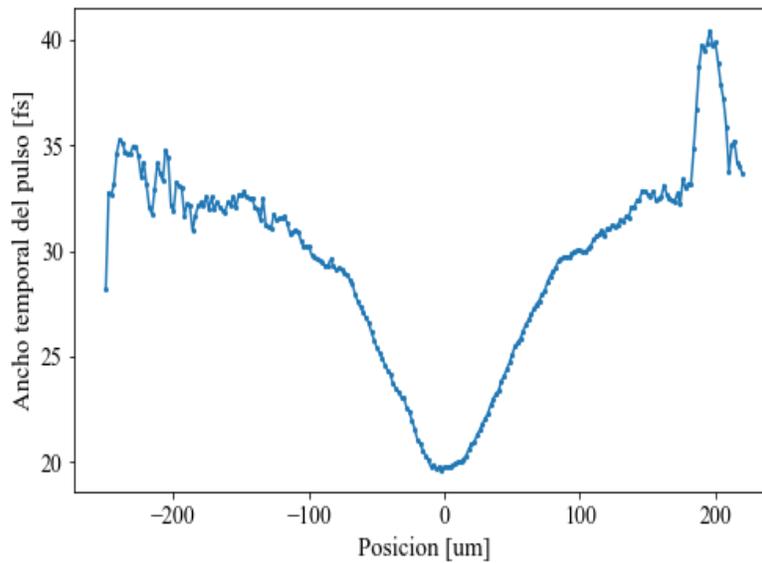


Figura 4-55: Variación de los anchos temporales respecto a la dirección de propagación del haz z , dentro de la región focal después de un tratamiento estadístico.

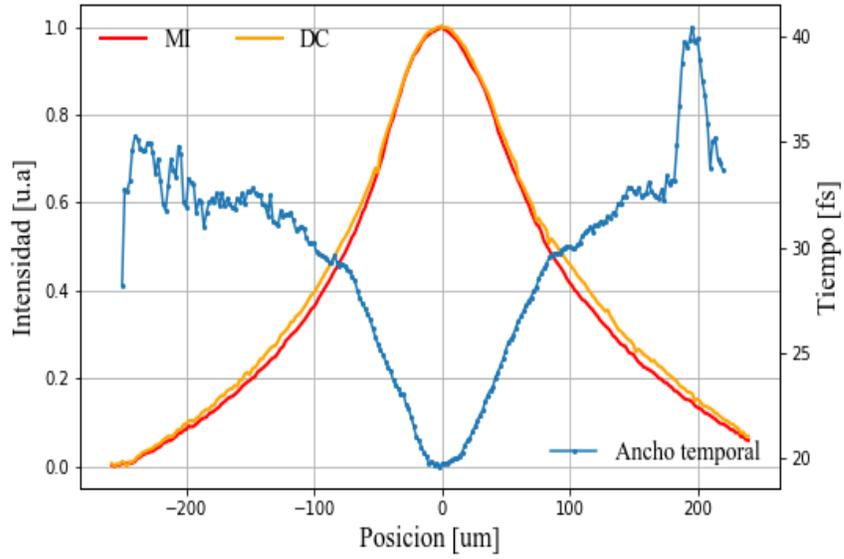


Figura 4-56: Comparación de las posiciones del mínimo ancho temporal del pulso y la posición del máximo valor de intensidad en la región focal del objetivo de microscopio.

Comparando los resultados mostrados en 4-50 y 4-55 puede ser observada una diferencia del orden de $\approx 4\mu m$ entre las posiciones del máximo de amplitud y el mínimo ancho temporal de los pulsos láser (ver 4-56, lo cual se encuentra dentro del error de posición de $4\mu m$).

Capítulo 5

Conclusiones

5.1. Cavidades

En el presente trabajo fue diseñado y construido un sistema láser capaz de generar pulsos de femtosegundos de amplio ancho de banda. La compensación de astigmatismo dentro del cristal es fundamental para mejorar la eficiencia del efecto Kerr como consecuencia del mejoramiento del acoplamiento de los modos de bombeo y láser dentro del cristal de Ti:zafiro. Si un haz con perfil gaussiano (de alta intensidad) incide en el cristal, entonces su diámetro decrecerá por el proceso de autoenfocamiento; debido a la simetría del haz las pérdidas se reducen o equivalentemente aumenta la ganancia láser. Fue demostrado que la compensación de astigmatismo generada por el espejo cóncavo de bombeo, puede ser lograda por medio de la inclinación de la lente de bombeo.

Fue obtenido ML bidireccional en cavidades de anillo logrando obtener anchos espectrales de hasta 200 nm @ 800 nm y con una potencia promedio total de salida del orden de hasta 900 mW.

En cavidades donde solo fueron utilizados DCM's como compresor de pulsos, era esperado obtener anchos temporales del orden de 10fs. Lo anterior no fue logrado y se atribuye a daño en la superficie de los espejos debido a que han sido limpiados. Estas rayaduras son casi imperceptibles al ojo, pero existen. Este daño al recubrimiento antirreflejante genera pre y post pulsos cada vez que el pulso principal incide en el espejo. Y debido a que el pulso rebota varias

veces en los espejos antes de incidir de nuevo en el cristal, esto genera cambios en la fase del mismo y decrece el efecto Kerr cuando incide de nuevo en el medio de ganancia [27].

Los menores anchos temporales fueron obtenidos de una cavidad lineal. En ella existe una combinación de prismas, DCM's y CM para la compensación de dispersión intracavidad. A la salida del sistema y con compensación externa usando un CM, fue medida una duración de pulso láser menor a 14fs por autocorrelación basada en TPA.

Una limitante para mantener pulsos con tales duraciones es el polvo, debido a que los elementos deben ser limpiados constantemente generando daño al recubrimiento antirreflejante. También la presencia de polvo genera inestabilidades dentro de la cavidad al interactuar con el pulso.

Los sistemas comerciales basados en ML tienen potencias entre 0.2-1W, con frecuencias de repetición entre 80-100MHz. Los valores en nuestro caso de estas variables para el sistema de ~ 14 fs, son 0.080-.120W y ~ 100 MHz respectivamente.

5.2. Distorsión de los pulsos ultracortos en la región focal de un objetivo de microscopio

Con el sistema láser construido y con los pulsos ultracortos de amplio ancho de banda que se pudieron generar, fue posible comenzar a estudiar diferentes distorsiones de los mismos en la región focal de un objetivo de microscopio apocromático (el cual compensa aberración esférica y cromática). Fue estudiado el comportamiento de las componentes de las señales de autocorrelación no lineal por TPA: componente constante DC y máximo de intensidad MI de las autocorrelaciones además de, la variación del ancho temporal de los pulsos láser para diferentes posiciones dentro de dicha región del objetivo. Para este estudio fue previamente compensada la dispersión de segundo orden y el frente de onda incidente en el objetivo, con el fin de obtener la mínima duración del pulso y disminuir distorsiones espacio-temporales en el plano focal del elemento óptico. Lo anterior basado en la técnica de autocorrelación por TPA con barrido en z .

El comportamiento de las señales de DC y MI sigue la misma tendencia, las dos sufren decremento cuando la posición z se aleja del plano focal. Definimos la posición de máxima intensidad como la posición donde MI alcanza el máximo de autocorrelación. Las posiciones de CD_{max} y MI_{max} , concuerdan dentro del error de posición. La variación de estas señales también exhibe una asimetría respecto a la posición de máxima intensidad, lo cual creemos es debido principalmente a efectos de difracción en el foco. Las variaciones en los anchos temporales las atribuimos también a efectos de difracción además de efectos de GVD.

El estudio anterior confirma la validez de solo utilizar la señal de DC para estudiar la variación de intensidad de los pulsos en la región focal.

Debido al corto ancho temporal de los pulsos <20 fs fue posible observar el comportamiento de la duración de los mismos en la región focal (del objetivo de microscopio), el cual es atribuido a la variación de GVD con respecto a la posición en la dirección de propagación z . Lo cual para trabajos previos no había sido observado, utilizando anchos temporales del orden de 80 fs. Recordando que GVD varía de acuerdo a la posición de incidencia transversal, r , en la lente, entonces la compensación previa de esta dispersión corresponde a una compensación promedio para cada z . Por otro lado, la variación encontrada no es simétrica respecto a la posición de máxima intensidad, lo cual creemos es consecuencia de efectos de difracción y variación de GVD.

La posición de CD_{max} y MI_{max} coincide con la posición de la mínima duración del pulso dentro del intervalo de error. También fue encontrada una asimetría en las señales, lo cual creemos es debido principalmente a efectos de difracción, aunado a efectos de GVD la cual induce variaciones en los anchos temporales de los pulsos. Esta asimetría por otro lado, también podría ser un referente para la determinación del plano focal, pues es en esta posición donde surgen los efectos de difracción.

Los párrafos anteriores demuestran la necesidad de profundizar en la caracterización de los pulsos espacial y temporalmente en la región focal de sistemas refractivos, con el fin de entender su comportamiento en dicha región y por tanto, poder realizar aplicaciones de los pulsos de manera eficiente.

5.3. Propuestas de trabajo a futuro

5.3.1. Control en la generación

- Reemplazo de diferentes montura y/o componentes:
 - Cambio del periscopio.
 - Cambio de espejos DCM's y resguardo de la cavidad para evitar limpiar dichos elementos.
- Reemplazo del espejo de final de cavidad por espejo SESAM
- Crear un sistema de medición en tiempo real del espectro. Puede realizarse construyendo un espectrómetro y automatizando la toma y análisis de datos o bien, implementando un sistema con el espectrómetro comercial disponible en el laboratorio.
- Crear un sistema de caracterización de los pulsos ultracortos, por ejemplo D-scan.

5.3.2. Mayor control y caracterización de los pulsos láser

Uso de óptica reflectiva para el enfoque de los pulsos evitando la compresión de los mismos fuera de la cavidad. Para lo cual es necesario el estudio de las distorsiones introducidas por este tipo de elementos.

5.3.3. Caracterización de los espejos DCM's

Realizar la caracterización completa de los espejos DCM's. Estudiar la GDD inducida por un par de rebotes en ellos, para lo cual se propone, a un ángulo fijo de incidencia y manteniendo ambas superficies de los espejos paralelas, medir la GDD en función del número de rebotes en ellos. Realizar un estudio para un solo rebote, conservando el ángulo de incidencia de un haz y variar el ángulo de inclinación del segundo DCM. Medir diferentes propiedades ópticas, tal como la reflectancia para un amplio espectro.

Otra alternativa es adquirir pares comerciales de espejos CM diseñados para trabajar en dos ángulos diferentes de incidencia [74]

5.3.4. Para el estudio de las distorsiones temporales implementando la técnica de Z-scan

Algunas consideraciones experimentales que deben ser para realizar este estudio fueron: la potencia de los pulsos a la salida de la cavidad es menor e igual a 100 mW por lo cual en el foco del objetivo de microscopio es menor a 20 mW. Por lo anterior es necesario aumentar la potencia de salida del sistema láser y/o modificar el sistema de compresión externo además de utilizar elementos convergentes por reflexión.

Es necesario determinar la posición del foco del objetivo de microscopio.

Apéndice A

Cristal de Ti:zafiro

El cristal de Ti:zafiro A-1 tiene una serie de propiedades ópticas y térmicas, cuya interacción convierte a este material en uno de los materiales más ampliamente usados en sistemas láser. Las aplicaciones de este cristal se basan en su capacidad de generar pulsos ultracortos (de hasta 5 fs), tener un ancho espectral sintonizable de 650-1100 nm con una eficiencia de salida estable y alta, además de tiempo de vida largo.

Las aplicaciones son muy variadas pues puede ser usado con diferentes materiales, por ejemplo, con muestras biológicas (in vivo, in vitro), cerámicas, metales, semiconductores, vidrios, resinas y polímeros, entre otros, además la interacción con dichos materiales puede ser a través de diferentes procesos algunos son: imagenología, estudio y medición, corte, dopaje, tratamiento de superficies, litografía, y micro maquinado. Ejemplos de lo anterior son corrección en defectos de fotolitografía sin afectar a los diseños de la vecindad y alcance de resolución celular in vivo para mejorar el diagnóstico médico.



Figura A-1: Cristal de Ti:zafiro.

A.1. Propiedades ópticas y de emisión láser

El cristal esta formado por zafiro Al_2O_3 dopado con iones Ti^{+3} . La cantidad de dopaje es alrededor de 0,1%. De acuerdo a los datos proporcionados por el fabricante, algunas de las propiedades ópticas del cristal utilizado en este trabajo se muestran en las tablas A-1 y A-2.

Propiedades físicas	
Fórmula química	$Ti^{+3} : Al_2O_3$
Estructura	Hexagonal
Densidad	3990 kg/ m_3
Dureza	9
Conductividad térmica	40.19 J/msK
Difusividad Térmica	$1.3 \times 10^{-5} m^2 s^{-1}$
Calor específico	775 J/kg K
Temperatura de fusión	2050 °C
$\Delta n / \Delta \theta$	$1 \times 10^{-6} K^{-1}$
Parámetro de GDV	$5.794 \times 10^{26} s^2 / m$

Cuadro A-1: *Características del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$.*

Propiedades láser	
Acción láser	4 niveles
Tiempo de vida Media (τ_2)	$3.2 \mu s$ (T=300K=26.85°C)
Intervalo de emisión	660-1100 nm
Intervalo de absorción	400-600 nm
Pico de emisión	795 nm
Pico de absorción	488 nm
Índice de refracción	1.76 @ 800 nm
Sección transversal de emisión (σ)	$\sigma_{532nm} = 4,9 \times 10^{-20} cm^2$
Intensidad de saturación	$3 \times 10^9 W/m_2$
Índice de Refracción No Lineal	$3 \times 10^{-20} m_2/W$
Coefficiente de absorción (0.25 %Ti)	4.10/cm \pm 20%
Índice de refracción	1.77 @ 532 nm
	1.76 @ 800 nm
	1.75 @ 1100 nm

Cuadro A-2: *Características del cristal $Ti^{+3} : Al_2O_3$.*

Otras propiedades estándar del cristal y dadas de acuerdo a la fabricación son:

- La figura de mérito (FOM por sus siglas en inglés), que es una medida de eficiencia del

cristal, es calculada como la razón entre la absorción @ 820 nm y la absorción @ 514 nm

- La dureza del material en la escala de Moh es 9 (como referencia la dureza del diamante en la misma escala es 10 y la del talco es 1)
- Potencia de bombeo entre 3-10 W
- Potencia promedio de salida típica entre 150-1500 mW
- La sección transversal grande favorece el almacenamiento de energía dentro del cristal

A.2. Emisión láser

El dopaje con iones de Ti ha ido reduciendo debido principalmente a los avances en las técnicas de crecimiento de cristales. El radio iónico del ion de Ti es 26% que el del ión de aluminio que reemplaza (en el dopaje), produciendo una fuerte distorsión local la cual crea a su vez, un fuerte campo eléctrico. Lo anterior se traduce en una amplia banda de absorción que incluye gran parte del espectro visible en la región de los azules a los verdes. La absorción de esta radiación (bajo el fuerte y local campo eléctrico) excita electrones del estado base al estado excitado que se divide en dos subniveles apartados por 50 nm.

El ensanchamiento homogéneo del espectro de emisión es consecuencia del fuerte acoplamiento de los modos vibracionales con los estados base y excitado del ion Ti^{+3} . Aunado a lo anterior, la alta conductividad térmica del cristal atenúa los efectos de las alta potencias de bombeo. Por lo anterior el zafiro dopado con Ti^{+3} tiene un amplio ancho de banda de ganancia ideal para generar pulsos ultracortos con amplio ancho de sintonización centrado alrededor de 800nm. El tiempo de vida de la fluorescencia del estado excitado decrece debido al aumento de las transiciones no radiativas como el incremento de temperatura, por lo cual es necesario mantener el cristal a una temperatura baja para obtener una operación eficiente.

Apéndice B

Sugerencias para la medida del ancho temporal de los pulsos

Una vez alineado el sistema óptico (de acuerdo a la sección de *Medidas de anchos temporales por Autocorrelación*, es esperado observar las primeras autocorrelaciones de intensidad. Caso contrario, considerar uno o varios de los siguientes factores y variables:

- Comprobación de señal TPA en el sensor (bloqueando uno de los brazos con lo cual la señal del osciloscopio debe disminuir). De no ser así, la señal no incide en el sensor o éste no ha sido polarizado (buscar un falso contacto).
- El valor de la potencia de entrada al autocorrelador es alto y satura la respuesta del sensor.
- El valor de la potencia incidente es bajo y por lo tanto no puede ser generado el efecto no lineal.
- La alineación de los dos haces colineales no es adecuada, para lo cual puede (en este orden):
 - Alineación XY del divisor de haz.
 - Alineación XY de los espejos metálicos.
- Ajuste fino de la diferencia de camino óptico de los brazos.

- Ajuste fino XY del elemento con el cual la señal es enfocada en el área sensible del sensor, en este trabajo, el espejo parabólico.
- Reducción de la velocidad de la línea de retardo para obtener mejor visualización de las franjas de interferencia, si es el caso.
- Aislamiento de la punta del osciloscopio para filtrar ruido externo. Envolver la punta con papel aluminio para crear una jaula de Faraday.

Cuando hayan sido visualizadas las primeras señales, considerar algunos de los siguientes factores para: a) obtener la relación 8/1 o 3/1 de las autocorrelaciones interferométrica o de intensidad y b) eliminar asimetrías en la autocorrelación (recordando que por definición matemática ésta debe ser simétrica), según sea el caso:

- Es necesario corregir alineación XY del divisor de haz, y los espejos metálicos (en este orden de preferencia) para obtener las relaciones pertinentes entre los máximos y mínimos de las autocorrelaciones.
- Igualar la separación entre los máximos de las autocorrelaciones (igualdad de los caminos ópticos de los brazos del autocorrelador).
- La observación de autocorrelaciones que parecen tener como envolvente a una curva muy definida, casi esférica (y que además no cumplen la relación 8/1 o 3/1) indica la saturación del sensor
- Si el control de la línea de retardo depende de un generador de funciones, utilizar una función triangular con simetría de 50 %, para garantizar una tasa de desplazamiento igual para todo el camino óptico.

Existen otras variables y factores que pueden modificar o dificultar la obtención de la medida de la autocorrelación, aquí solo han sido señaladas algunas de ellas y posibles soluciones a las mismas. Cabe recordar que en ocasiones, la solución es trivial, i.e. su fuente láser no se encuentra trabajando en ML sino en CW, ha olvidado encender la línea de retardo o bien su cable BNC no funciona correctamente.

Apéndice C

Distorsiones espacio-temporales de pulsos ultracortos

La mayoría de las aplicaciones de los pulsos ultracortos se basan en la capacidad de concentrar la energía en los mínimos tiempo y área posibles, por lo cual es necesario el uso de sistemas ópticos tales como lentes y espejos curvos. Por ejemplo, en el uso de pulsos ultracortos dentro del campo de la biomedicina en microscopía de alta resolución. Pero si un pulso láser es enfocado sin la compensación necesaria, entonces sufrirá ensanchamiento espacial y temporal, consecuentemente la intensidad en el foco disminuirá y la resolución temporal será menor o incluso se perderá.

El uso de pulsos láser ultracortos en microscopía ha creado nuevos avances debido a su capacidad de inducir efectos no lineales al interactuar con la materia (muestras biológicas y tejidos). Los procesos de interés son la conversión de la longitud de onda incidente en otras longitudes de onda. Estas últimas son colectadas por un sistema óptico para formar una imagen del objeto bajo estudio. De esta manera pueden ser obtenidas imágenes tridimensionales de gran calidad y precisión, al realizar un barrido en diferentes planos y profundidades.

Los factores que determinan el rendimiento de un sistema óptico al enfocar pulsos láser ultracortos son:

- Dispersión de velocidad de grupo (GVD)
- Diferencia en el tiempo de propagación (PTD por sus siglas en inglés)

- Diferentes aberraciones de la(s) lente(s).
- Efectos de difracción en la región focal.

El efecto de GVD es un ensanchamiento del pulso por generación de chirp (ver capítulo dos). En este caso su generación se debe a la propagación del pulso láser por una serie de lentes y otros elementos ópticos que son usados para enfocarlos.

Por otro lado, la aberración cromática induce PTD, que es la separación entre el frente del pulso y el frente de fase. El frente de pulso corresponde a la superficie que coincide con el pico del pulso. Este retardo es función de la distancia del haz respecto al eje óptico, altura en la que incide en la lente. Este comportamiento es parabólico [101] i.e. es una función cuadrática con respecto a diferentes posiciones de la sección transversal de la lente, debido a que la distancia de propagación del haz (dentro de la lente), varía en dichas posiciones [100]. Por lo tanto PTD es proporcional a $dn/d\lambda$. Por lo cual, para realizar el cálculo de esta dispersión es necesario conocer todas las características de la(s) lente(s) bajo estudio.

Las aberraciones de un sistema óptico pueden ser clasificadas de acuerdo a Seidel en monocromáticas (aberración esférica, astigmatismo, curvatura de campo, coma y distorsión), y policromáticas (aberración cromática y color lateral). Aunque en la práctica los sistemas presentan una combinación de ellas, el hecho de separarlas facilita el estudio de su efecto al enfocar pulsos ultracortos [102]. En la actualidad existen diferentes técnicas y/o elementos ópticos que pueden compensar dichas aberraciones (para una región específica del espectro). Por ejemplo, una lente esférica cuya superficie es fabricada con una variación de los radios de curvatura, para compensar la aberración cromática. Probablemente una sola lente no elimina la aberración pero puede ser usada en combinación con otra(s) y/o variando otra serie de condiciones en el arreglo deseado.

Suponiendo que todas las aberraciones del sistema han sido previamente compensadas, entonces pueden ser visibles los efectos de difracción consecuencia de enfocar el haz. Esta limitación depende del tamaño transversal del haz, la distancia focal de la lente y el espectro del láser. Consideremos el uso de un haz pulsado que es enfocado por un espejo parabólico para eliminar aberraciones, en tal caso la difracción del pulso en el foco inducirá chirp espacial y este ensanchamiento aumentará al aumentar el ancho espectral del pulso [99].

Kempe propone estudiar el comportamiento del pulso (después de atravesar una lente) con

una integral de difracción. Posteriormente él y Rudolph resuelven la integral para pulsos de 100fs. Varios estudios al respecto han sido publicados, pero en ellos son usados lentes simples y dobletes acromáticos con/sin uso de rendijas [109]. Fue en 2008 cuando Recordemos que el objetivo es la concentración de energía lo cual es posible al disminuir el tamaño del spot en el foco de un sistema, que a su vez depende de la disminución de la distancia focal y la longitud de onda. Lo cual a su vez, es el principio de funcionamiento de microscopía confocal de barrido láser [38].

Cuando un haz de luz colimada (correspondiente a una onda plana) incide en un sistema óptico convergente, por ejemplo una lente, en el foco del sistema son inducidas variaciones espaciales de intensidad en el spot. Pues el sistema convergente es equivalente a realizar la transformada de Fourier del campo eléctrico incidente

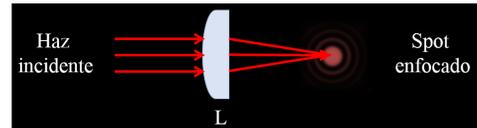


Figura C-1: *Difracción en el punto focal de una lente.*

en el plano focal [2][103][104]. Por ejemplo, supongamos un haz gaussiano, en el plano focal de una lente será obtenido un patrón de Airy. En el punto central es obtenido un spot gaussiano con franjas laterales (ver figura C-1). La generación de dichas franjas laterales introduce ruido indeseado [105].

Ahora bien, en este trabajo fue usado un objetivo de microscopio, es un conjunto de lentes y los efectos de difracción dependen de la interacción de la luz con las pupilas de entrada y salida del sistema [110]. La teoría para estudiar estos efectos

Si el haz incidente en la lente no corresponde a una onda plana entonces no será enfocado en un punto. Si la onda es corregida pero sin ser plana entonces será enfocada en una región espacial amplia y no en un punto [94]. Aún cuando exista corrección del frente de onda si el ancho espectral es amplio, pueden ser observadas distorsiones por difracción del pulso en la región focal.

Recapitulando, en una lente las distorsiones que puede sufrir un pulso son debidas a GVD combinado con la variación radial del grosor de la lente. Cuando aberración cromática (responsable del retardo entre el frente de pulso y el de fase) es eliminada por el uso de una lente acromática, el ancho temporal del pulso sufre chirp temporal por atravesar mayor cantidad de material. Radialmente existe esta variación de GVD (incluso en lentes acromáticas) lo cual induce chirp

temporal radial [106] [107]. Debido a aberraciones esférica y cromática el frente del pulso sufre curvatura. Adicionalmente suponiendo que el haz (pulsado sin chirp) es colimado, viaja paralelo al eje óptico del sistema refractivo con iluminación uniforme en la apertura del mismo y, que el sistema no tiene aberraciones (cromática y esférica). Entonces los efectos de difracción comienzan a ser visibles. Por ejemplo para una apertura circular un pulso en la parte frontal del frente de onda es generado debido a la interferencia de las ondas en la periferia de la rendija [107]. El pulso puede aparecer en o cerca del foco dependiendo del tamaño de la apertura. Esto último de nuevo genera variaciones del ancho temporal y el tamaño del spot en la región focal. En presencia de aberración cromática este pulso viaja por delante del frente de pulso.

Apéndice D

Contribuciones

D.0.1. Escuelas de óptica

Asistencia y/o participación en escuelas de óptica nacionales y una internacional:

1. Durante la sesión de carteles de la OSA Fundation Siegman International School on Lasers, fue presentado el cartel titulado *Laser-pump mode-matching enhancement by astigmatism compensation in a femtosecond oscillator*. La escuela fue llevada a cabo en el Instituto de Ciencias Fotónicas de Barcelona en España durante julio de 2016.
2. Asistencia a la Primera Escuela de Óptica organizada por el capítulo estudiantil del SPIE de la UNAM, en el entonces Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico-UNAM, en la Ciudad de México, México en 2015.
3. Participación en la sesión de carteles de la Optics, Photonics and Upcoming Methods & Applications Conference (OPUMA) que fue llevada a cabo en el CCADET-UNAM, en la Ciudad de México, México del 9-11, Noviembre de 2016. *Participación en las ediciones de 2017 y 2018 de la escuela OPUMA.

D.0.2. Congresos

Fueron presentados carteles durante los congresos nacionales de Física de los años 2017 y 2018:

1. LIX Congreso Nacional de Física en Poliforum León, Guanajuato. 2-7, Octubre de 2016.
2. LX Congreso Nacional de Física en CINTERMEX Monterrey, Nuevo León. 9-13, Octubre de

2017.

3. LXI Congreso Nacional de Física en el Centro Cultural Universitario de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla. 7-12, Octubre de 2018.

4. Asistencia y participación en sesión cartel en la OSA Latin America Optics & Photonics Conference en la Pontificia Universidad Católica del Perú. Lima, Perú. 12-15, Noviembre 2018.

De esta participación se tiene memorias del congreso.

D.0.3. Artículo

Fue escrito el artículo *Mode-coupling enhancement by pump astigmatism correction in a Ti:sapphire femtosecond laser* publicado en la revista *Applied Optics* de la Optical Society (OSA). Los autores somos los estudiantes Catalina Ramírez Guerra y José Agustín Moreno Larios y los doctores Martha Rosete Aguilar y Jesús Garduño Mejía.

Mode-coupling enhancement by pump astigmatism correction in a Ti:Sapphire femtosecond laser

CATALINA RAMÍREZ-GUERRA, JOSÉ AGUSTÍN MORENO-LARIOS, MARTHA ROSETE-AGUILAR,* AND JESÚS GARDUÑO-MEJÍA

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Av. Universidad 3000, Coyoacán, Distrito Federal 04510, Mexico

*Corresponding author: martha.rosete@ccadet.unam.mx

Received 9 September 2016; revised 31 October 2016; accepted 2 November 2016; posted 2 November 2016 (Doc. ID 275609); published 1 December 2016

To pump a solid-state femtosecond laser cavity, a beam from a CW laser is focused by a single lens into the laser crystal. To increase the output power of the laser, the overlap of the laser mode with the pump mode should be maximized. This is particularly important in the so-called mode coupling and the Kerr-lens mode locking (KLM) operation, where the change in beam waist at the position of the gain medium is exploited to enhance the mode overlap with the pump laser in the crystal. In this paper, the astigmatism in the pump beam is reduced by tilting the pump lens. A Gaussian beam is propagated through the complete focusing system—pump lens, tilted spherical mirror, and crystal cut at Brewster's angle—to show the astigmatism inside the crystal as a function of the tilt of the pump lens. A genetic algorithm is presented to optimize the mode coupling between the pump and laser beam inside the crystal by tilting the pump lens. Experimental results are presented to verify the design, showing an increase in the output power of the laser cavity of about 20%. © 2016 Optical Society of America

OCIS codes: (110.0110) Imaging systems; (320.0320) Ultrafast optics; (320.5540) Pulse shaping; (320.5550) Pulses; (320.7090) Ultrafast lasers.

<https://doi.org/10.1364/AO.55.009889>

1. INTRODUCTION

To pump a solid-state femtosecond oscillator, a beam from a CW laser is focused by a lens into the laser crystal. A plane-convex lens, called the pump lens, is normally used to focus the beam into the crystal [1]. To increase the gain and the output power of the laser, the intensity and the overlap of the laser mode with the pump mode should increase [2]. This is particularly important in the so-called mode coupling and the Kerr-lens mode locking (KLM) operation, where the change in beam waist at the position of the gain medium is exploited to enhance the mode overlap with the pump laser in the laser crystal. It has also been demonstrated that the mode-locking stability of the Ti:Sapphire laser strongly depends on pump power and becomes unstable as pump power decreases from an optimum power level [3]. The pump beam passes through one of the spherical mirrors of the laser cavity, which has a tilt with respect to the optical axis of the pump lens. The tilt in the spherical mirror introduces astigmatism at the focal point which is located inside the crystal, decreasing the mode overlap between the pump and the laser beam. As far as we know no references explain a tilted pump lens or analyze the pump focusing astigmatism; see, for example, Refs. [4–8].

In this paper, we present a study of the complete system, that is, the pump lens, the tilted spherical mirror, and the crystal cut at Brewster's angle. We show that the astigmatism can be reduced by introducing a tilt to the pump lens. A Gaussian propagation of the pump beam is performed through the complete system to show the astigmatism inside the crystal as a function of the tilt of the pump lens. A genetic algorithm is also presented that has been implemented to calculate and optimize the mode coupling between the pump and the laser beam as a function of the tilt. Experimental results are presented to verify the design; they show an increase in the output power of about 20%.

2. PUMP FOCUSING MATRIX SYSTEM

The optical system used to focus the pump beam into the gain medium, a Ti:Sapphire crystal, is shown in Fig. 1. The pump laser is at a distance F from the pump lens; the pump lens and the concave mirror, which acts as a plane-concave lens, are separated by a distance G ; the mirror is separated by a distance δ from the crystal, and H is the distance that the beam propagates inside the crystal. We take the distance H to be half of the

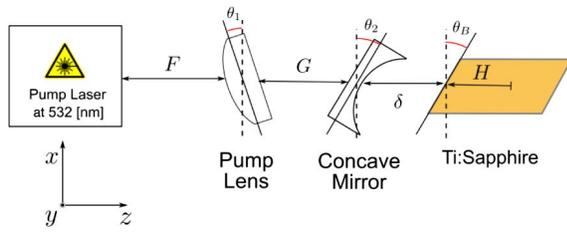


Fig. 1. Pump beam focusing system.

crystal thickness, t , i.e., $H = t/2$. The tilt of the pump lens and the concave mirror are θ_1 and θ_2 , respectively, and their corresponding refractive indices are n_1 and n_2 at 532 nm. The radii of curvature of the pump lens and the concave mirror are $R_{1,2}$ and $R_{3,4}$, respectively. We assume that the pump lens and the concave mirror are thin lenses (see Appendix A). The refractive index of the gain medium is n_3 at 532 nm, and the crystal is cut to Brewster's angle $\theta_3 = \theta_B$ at 810 nm.

Following the sign convention in Ref. [9], the radius of curvature is positive if the center of curvature is to the left of the vertex of the surface, and the angle is positive if the slope of the ray is positive. The ABCD matrices for the tangential ($X-Z$) and the sagittal ($Y-Z$) planes for the optical system in Fig. 1 are given by the following:

tangential plane ($X-Z$),

$$\begin{pmatrix} A_T & B_T \\ C_T & D_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{H}{n_3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_3 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\alpha_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \delta \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\alpha_2} & 0 \\ -\frac{\beta_2}{R_4} & \alpha_2 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} \alpha_2 & 0 \\ \frac{\beta_2}{R_3} & \frac{1}{\alpha_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & G \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\alpha_1} & 0 \\ -\frac{\beta_1}{R_2} & \alpha_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 \\ \frac{\beta_1}{R_1} & \frac{1}{\alpha_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & F \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

sagittal plane ($Y-Z$),

$$\begin{pmatrix} A_S & B_S \\ C_S & D_S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{H}{n_3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \delta \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\mu_2}{R_4} & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\mu_2}{R_3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & G \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\mu_1}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\mu_1}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & F \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

where

$$\alpha_i = \frac{\sqrt{n_i^2 - \sin^2(\theta_i)}}{n_i \cos(\theta_i)}, \quad (3)$$

$$\beta_i = \frac{n_i}{\cos(\theta_i)} - \frac{n_i}{\sqrt{n_i^2 - \sin^2(\theta_i)}}, \quad (4)$$

$$\mu_{1,2} = \sqrt{n_{1,2}^2 - \sin^2(\theta_{1,2})} - \cos(\theta_{1,2}) \quad (5)$$

and $i = 1, 2, 3$.

The purpose of this paper is to calculate the distance G and the angle θ_1 for the pump lens to optimize the coupling between the pump mode and the laser mode operation. The calculation for distance G and the angle θ_1 are presented in Sections 3 and 4.

3. SEPARATION BETWEEN PUMP LENS, AND MIRROR AND TILTING ANGLE FOR PUMP LENS

The separation between the pump lens and the concave mirror, G , can be calculated within a good approximation by taking $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 0^\circ$, $R_2 = \infty$ and $R_3 = \infty$ in Eq. (1) and solving $A_T(G) = 0$ or in Eq. (2) and solving $A_S(G) = 0$ for G (see Appendix B), as follows:

$$G = \frac{-n_3 R_1 R_4 - H R_4 \mu_1 - \delta n_3 R_4 \mu_1 + H R_1 \mu_2 + \delta n_3 R_1 \mu_2}{\mu_1 (n_3 R_4 - H \mu_2 - \delta n_3 \mu_2)}, \quad (6)$$

or more general as

$$G = \frac{\left(\frac{H}{n_3} + \delta\right)(f_1 + f_2) - f_1 f_2}{\left(\frac{H}{n_3} + \delta - f_2\right)}, \quad (7)$$

where f_1 and f_2 are the focal lengths of the pump lens and concave mirror, respectively, given by

$$\frac{1}{f_1} = (n_1 - 1) \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right), \quad \frac{1}{f_2} = (n_2 - 1) \left(\frac{1}{R_4} - \frac{1}{R_3} \right). \quad (8)$$

Assuming that $F = 1.00$ m, $\delta = 49.25$ mm (see Section 5), $H = 2.00$ mm (for a Ti:Sapphire crystal with a thickness of 4.00 mm). Taking the pump lens as a convex-plane lens with a radii of curvature of $R_1 = -51.50$ mm since the center of curvature is to the right of the vertex of the surface using the sign convention in Ref. [9], and $R_2 = \infty$. The pump lens is made of glass BK7, which has a refractive index $n_1 = 1.519473$ at 532 nm; the concave mirror acts as a plane-concave lens with a radii of curvature of $R_3 = \infty$ and $R_4 = -100$ mm, made also of glass BK7 so $n_2 = 1.519473$ at 532 nm. Finally, the refractive index of the Ti:Sapphire crystal is $n_3 = 1.771698$ at 532 nm.

The parameters given by Eqs. (1)–(3) are $\alpha_{1,2,3} = 1$, $\beta_{1,2} = 0.519473$, $\beta_3 = 0.771698$, and $\mu_1 = \mu_2 = 0.519473$. The separation between the pump lens and the concave mirror given by Eq. (6) is $G = 59.2$ mm. If the distance that the beam propagates inside the crystal, H , is changed between 0 and t (the crystal thickness), the separation G changes by less than 0.5 mm, within the experimental error of the pump lens setup.

Once the distance G is calculated a Gaussian beam propagation can be performed for the tangential and sagittal planes as a function of the tilting angle θ_1 . By taking the tilting angles for the concave mirror and the crystal as $\theta_2 = -0.1239$ rad and $\theta_3 = -1.0541$ rad, which is Brewster's angle for the crystal at 810 nm, a Gaussian beam is propagated from the pump laser ($n_0 = 1$) to the crystal (n_3),

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi n_0 \omega_0^2}, \quad (9)$$

where

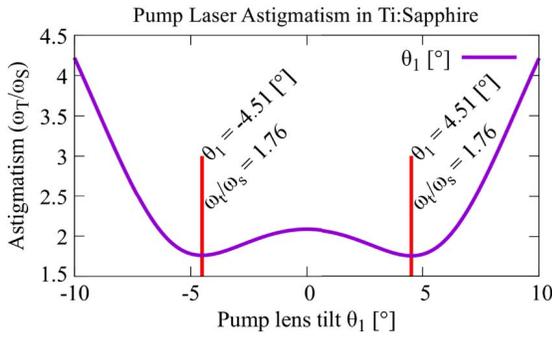


Fig. 2. Astigmatism ω_T/ω_S versus tilt θ_1 .

$$\frac{q'_{T,S}}{n_3} = \frac{A_{T,S} \frac{q}{n_2} + B_{T,S}}{C_{T,S} \frac{q}{n_2} + D_{T,S}} \quad (10)$$

The radius of the beam waist, ω_0 , at the output of the pump laser is given by the manufacturer, and it is equal to $\omega_0 = 1.15$ mm; the wavelength is $\lambda = 532$ nm, and assuming $R = \infty$. The initial complex beam parameter, q , can be calculated with Eq. (9), and the final complex beam parameter in the tangential, q'_T , and the sagittal, q'_S , planes can be calculated with Eq. (10). From the imaginary part of q'_T and q'_S , the beam waist in the tangential, ω_T , and sagittal, ω_S , planes can be calculated. The ratio between the tangential and sagittal beam waist, ω_T/ω_S , is plotted in Fig. 2 as a function of θ_1 . If there is no astigmatism, the ratio ω_T/ω_S should be equal to one. Figure 2 shows that the astigmatism is reduced when the pump lens has a tilt of $\theta_1 = \pm 4.51^\circ$.

4. GENETIC ALGORITHM FOR EVALUATING TILT, θ_1

We have developed a computer program based on genetic algorithms to find the tilt that the pump lens should have to maximize the output power of the laser. The genetic algorithm analyzes the coupling between the laser and the pump beam inside the gain medium, a Ti:Sapphire crystal, in the tangential and sagittal planes. An enhancement of mode coupling is possible when astigmatism decreases.

The program consists of a series of functions to compute the propagation of both the pump beam through the system shown in Fig. 1 and the laser beam in the cavity shown in Fig. 3 for different values of the tilt of the pump lens until two convergence conditions, described in the program's flowchart (block E) below, are satisfied.

In Fig. 3 the radius of curvature of the mirrors is $|R| = 100$ mm, and the Ti:Sapphire crystal has a thickness of 4 mm. The laser cavity is designed such that the crystal is placed at Brewster's angle, $\theta_3 = -1.0541$ rad, for 810 nm; the angle between the incident and reflected ray at the mirror is 14.2° , and the distance between the mirrors and the crystal is 49.25 mm (see Section 5).

The tilt, θ_1 , of the pump lens is the only gene (value) to be modified. Figure 4 shows the program's flowchart. Each block is labeled by a capital letter described as follows:

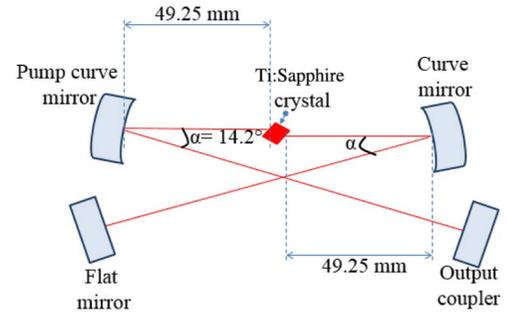


Fig. 3. Linear laser cavity.

A. Initial variables are declared at the beginning of the program: refractive indices of the pump lens and the concave mirror at 532 nm, and for the crystal for wavelengths 532 and 810 nm; the initial waist (given by the manufacturer) and radius of curvature ($R_p = \infty$) for the pump beam, so the initial complex beam parameter [9,10] can be calculated with Eq. (10); and the first value of the gene, θ_1 . The individual is the same as the gene since there is only one parameter to modify, the tilt, θ_1 .

B. The initial waist and radius of curvature of the beam at the curved pump mirror is calculated by using the ABCD matrix of the laser cavity shown in Fig. 3 and by using the stability condition inside the cavity; that is, the initial beam waist at the curved pump mirror should be the same after propagating one round trip through the cavity and returning to the curved pump mirror. With this initial beam, the waist, ω_{lb} , and the radius of curvature R_{lb} of the laser beam (lb) inside the crystal are calculated at every step, Δz , until the beam reaches the second surface of the crystal.

C. The program uses a series of secondary functions to compute the propagation of the beams at the same time: the pump

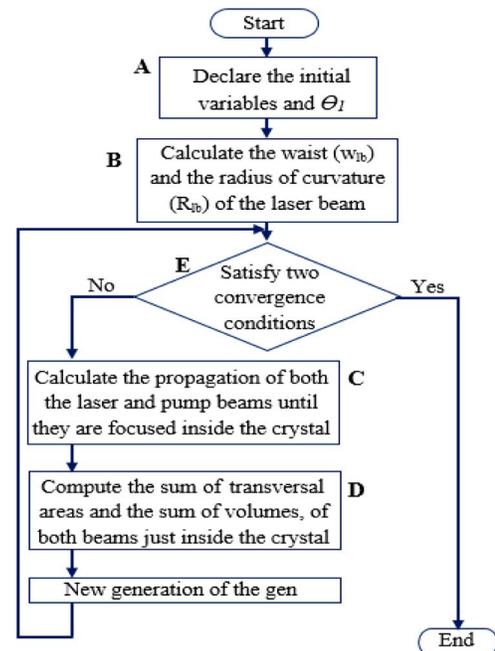


Fig. 4. Flowchart of the program to find the most efficient tilt angle for the pump lens.

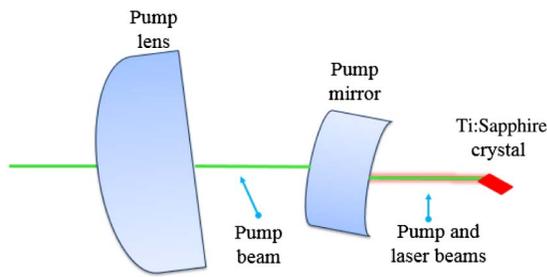


Fig. 5. Computed propagation of both pump and laser beams.

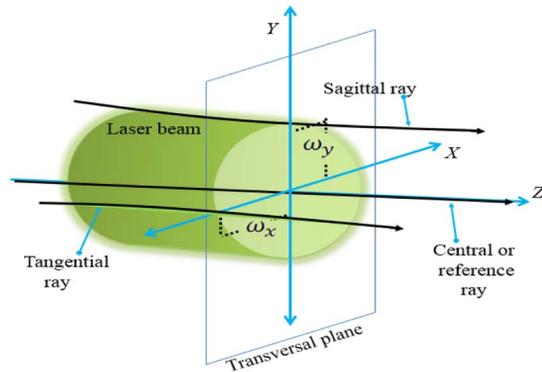


Fig. 6. Sketch of rays propagated by the program.

beam propagating through the focusing system and the laser beam from the pump mirror to the crystal as shown in Fig. 5. The beam propagation is performed in the tangential and sagittal planes shown in Fig. 6. The transversal plane ($X - Y$) is orthogonal to the z -axis, the $X - Z$ plane is a plane parallel to the optical table. The complex beam parameters for the pump and laser beams are calculated as described in Section 3 every step, Δz , inside the crystal until the beams reach the second surface of the crystal.

D. The above functions provide the necessary data to compute the transversal beam area at a given position z (see Fig. 7) and the volume (see Fig. 8) inside the crystal. The area is calculated as the ellipse area

$$A_i(z) = \omega_{xi}\omega_{yi}\pi \tag{11}$$

and the volume is given by

$$V_i(z) = A_i(z)\Delta z, \tag{12}$$

where $i = \text{pump, laser}$.

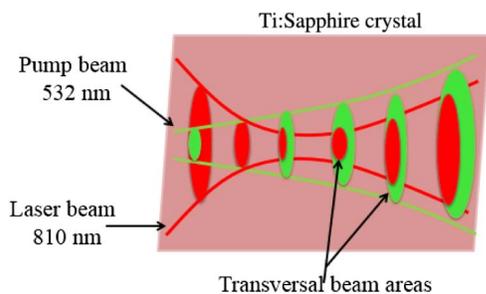


Fig. 7. Transversal beam areas inside the Ti:Sapphire crystal.

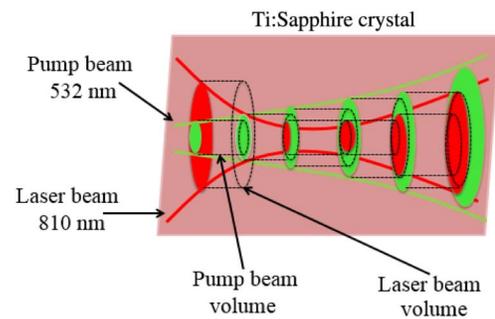


Fig. 8. Beam volumes inside the Ti:Sapphire crystal.

E. Mode coupling means matching the laser and pump beams inside the crystal. In other words, we need to find a configuration that satisfies two convergence conditions: (1) to minimize the sum of the areas of both the laser and the pump beams and (2) to minimize the sum of the difference in volume between the laser and the pump, that is

$$A_{\text{total}} \propto \sum_0^{L_{\text{crystal}}} A_{\text{pump}}(z) + A_{\text{laser}}(z) < \gamma_A \tag{13}$$

and

$$\Delta V \propto \sum_0^{L_{\text{crystal}}} V_{\text{pump}}(z) - V_{\text{laser}}(z) < \gamma_V. \tag{14}$$

γ_A, γ_V are upper bounds for changes in the area and volume of the beams, with small changes in the tilt angle, and L_{crystal} is the length of the crystal.

It is not enough to minimize the sum of the areas of the laser and pump beam, since different configurations achieve this condition, so the second condition is required to ensure the best overlapping of the beams inside the crystal.

The above process is repeated for different values of the tilt for the pump lens until a configuration that enhances the mode coupling inside the crystal is found.

The small-signal laser gain, g , was defined as the inverse of the sum of the beam areas [11],

$$g \propto \sum_0^{L_{\text{crystal}}} \frac{1}{A_{\text{pump}}(z) + A_{\text{laser}}(z)}. \tag{15}$$

The numerical result of the small-signal laser gain as a function of the tilt of the pump lens is shown in Fig. 9. The maximum value of the laser gain is obtained for a tilt of 4.5° , which

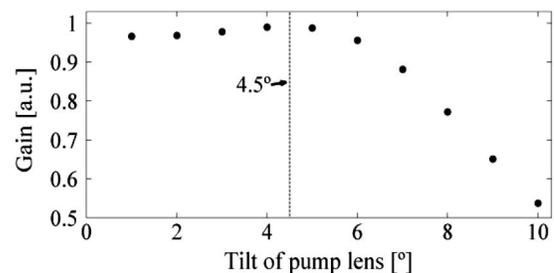


Fig. 9. Laser gain as a function of the tilt of the pump lens.

agrees with the result obtained in Fig. 2 showing that the analysis presented in Sections 2 and 3 is a good approach for finding the optimum tilt for the pump lens.

5. LASER CAVITY

The laser cavities shown in Figs. 3 and 10 were designed for infinite conjugates, that is, collimated light departing from mirror M3 is focused by mirror M2 into the crystal LC, and then mirror M1 collimates the beam incident on mirror M4. The angle between the incident and reflected rays at mirrors M1 and M2 to correct the linear astigmatism for the laser beam being focused inside the crystal is given by $\alpha = 2\theta_2$ where

$$\theta_2 = \text{ArcCos} \left[\frac{-B + \sqrt{B^2 + 4f^2}}{2f} \right]. \quad (16)$$

In Eq. (16), f is the focal length of the mirrors M1 and M2 also given by $f = |R/2|$ and

$$B = \frac{t}{2} \left(\frac{1}{n_C} - \frac{1}{n_C^3} \right), \quad (17)$$

where t is the thickness of the crystal cut to Brewster's angle, i.e., $\tan[\theta_B] = n_C$, and n_C is the refractive index of the crystal at 810 nm. The separation between the mirrors and the crystal along the ray is given by

$$\delta = \frac{f}{\cos(\theta_2)} - \frac{t}{2n_C}. \quad (18)$$

For a laser cavity with plano-concave mirrors M1 and M2 with a radius of curvature of $|R| = 100$ mm and focal length $f = 50$ mm, a Ti:Sapphire crystal with a thickness of $t = 4$ mm and $n_C = 1.759868$ at 810 nm, we get an angle $\theta_2 = 0.1239$ rad, $\alpha = 14.2^\circ$ and a separation of $\delta = 49.25$ mm.

6. EXPERIMENTAL RESULTS

An experiment proved the theoretical result obtained with the methods presented in Sections 2–4. Figure 10(a) shows the experimental setup, which is a standard Ti:Sapphire linear cavity. The 5-W Lighthouse Photonics Sprout-D laser pumps the Ti:Sapphire crystal at 532 nm. The pump beam has vertical polarization (S), so a periscope (P1) was used to change

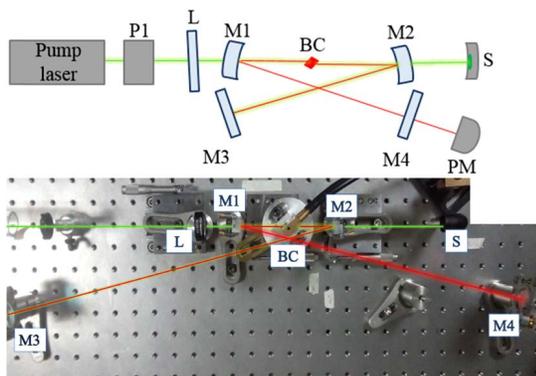


Fig. 10. (a) Schematic of laser cavity for tracking the output laser power as a function of the tilt of the pump lens, L. (b) Photograph of the experimental setup.

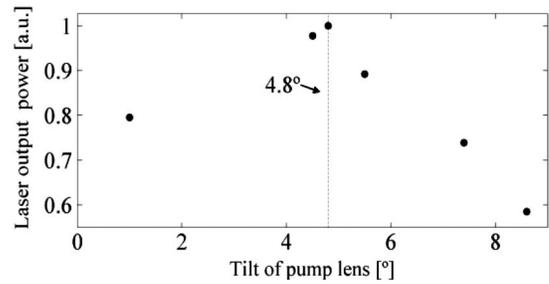


Fig. 11. Power of output laser beam as a function of the tilt of the pump lens at 5 W pump power.

to horizontal polarization (P). The focal length of the pump lens (L) is 100 mm. Curved mirrors M1 and M2 focus the laser beam in the crystal. The focal length of the mirrors is 50 mm. The Brewster-cut crystal (BC) has a thickness of 4 mm. (M3) is a high reflector mirror, and (M4) is the output coupling mirror with a transmission coefficient of 2%. In Fig. 10(b) a photograph of the experimental setup is shown.

A (LabMax Coherent) laser power and energy meter (PM) was used to track the power of the CW output laser beam as a function of θ_1 . The resulting curve is shown in Fig. 11. This graph can be compared to the one in Fig. 9 since the output power is proportional to the laser gain. It can be seen that the maximum laser output power is achieved for a tilt angle of about 4.8° , whereas the theoretical value is 4.5° . The difference between theory and experiment could be attributed to the thin lens approximation made in the theory and the experimental measurement error, of about 0.25 deg. From these, we can conclude that the theoretical and experimental values, for the tilt of the pump lens, are consistent with an enhancement of the output laser power. After tilting the pump lens an improvement of 20% in output power was achieved.

7. CONCLUSIONS

Laser-pump mode-matching was maximized in the laser gain medium by reducing the astigmatism, which varies with the tilt of the pump lens. As a result, an enhancement in the laser output power was obtained. Equations were derived in this paper to calculate the distance between the pump lens and the concave mirror as well as the tilt of the pump lens. Two methods were used to calculate the tilt of the pump lens: (1) by using the ABCD matrix method and propagating a Gaussian beam through the pump focusing system and (2) by implementing a genetic algorithm. Both methods gave the same tilt for maximum output power. Finally, an experiment was performed to measure the output power of a linear laser cavity as a function of the tilt of the pump lens showing that the theoretical and experimental results are consistent. An increase in the output laser power of about 20% was obtained after tilting the pump lens.

The experiment presented here, at CW operation, provides insight and understanding of both the mode coupling problem and the astigmatism compensation of the pump beam. It should also be considered that during the alignment procedure to achieve the ML operation, from scratch, the best guidance is the CW output power and efficiency (output power/pump power). We assume that the laser power enhancement for

the CW regime would definitely have an impact on the ML performance.

APPENDIX A: VALIDITY OF THIN LENS APPROXIMATION

To verify the validity of the thin lens approximation used in this paper, an exact ray-tracing analysis for thick lenses is necessary to compare the results. The optical design program EIKONAL [12] was used to calculate the distance between the pump lens and the concave mirror, G , and the tilt angle for the pump lens. The thicknesses of the lenses were $t_1 = 2.5$ mm for the pump lens and $t_2 = 6.3$ mm for the concave mirror. The astigmatism for the focusing pump beam, at the center of the Ti:Sapphire crystal, $H = 2.00$ mm, was corrected by setting both the tilt of the pump lens θ_1 and the separation G as variables during optimization. The tilt angle for the pump lens and the separation between the pump lens and the concave mirror after correction was $\theta_1 = 4.86^\circ$ and $G = 59.0$ mm, respectively. By comparing these results with those obtained in Section 3 and given by $\theta_1 = 4.51^\circ$ and $G = 59.2$ mm, we can conclude that the thin lens approximation is valid for the positive solution of θ_1 , which corresponds to a tilt angle as shown in Fig. 1. However, the astigmatism correction plot in Fig. 2 shows a symmetric plot where astigmatism is reduced for two tilt angles, $\theta_1 = \pm 4.51^\circ$. For the negative solution of θ_1 , which is a rotation of the pump lens in the other direction, we have found, after doing the analysis in the optical design program, that the pump lens needs a lateral displacement from the optical axis to keep the beam centered in the crystal; otherwise the beam focused inside the crystal suffers a lateral displacement, which requires a complete alignment of the laser cavity. So the negative solution for θ_1 given by the thin lens approximation in Fig. 2 is no longer valid. This result was also verified experimentally.

APPENDIX B: CONDITION DEFINING G

Following the notation in Ref. [9], let r be the ray position and r' be the ray slope defined as the actual slope of the ray multiplied by the local index of refraction at the ray position.

Let r_1, r'_1 and r_2, r'_2 be the ray position and ray slope at the input and output planes of the optical system in Fig. 1, respectively. By tracing an input ray parallel to the optical axis through the optical system, i.e., $r_1 = 1$ and $r'_1 = 0$, the output ray position and ray slope are given by the following:

tangential plane ($X - Z$):

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_T & B_T \\ C_T & D_T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_T \\ C_T \end{pmatrix},$$

sagittal plane ($Y - Z$):

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_S & B_S \\ C_S & D_S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_S \\ C_S \end{pmatrix}.$$

To find the location where the beam focuses, the output ray position r_2 is set equal to zero, so $A_T(G) = 0$ or $A_S(G) = 0$. Please notice that since the tilt angles have been set equal to zero, i.e., $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 0^\circ$, the solution for $A_T(G) = 0$ or $A_S(G) = 0$ is the same for tangential and sagittal planes, and is given by Eq. (6).

Funding. Dirección General de Asuntos del Personal Académico, Universidad Nacional Autónoma de México (DGAPA, UNAM) (PAPIIT-IG100615).

Acknowledgment. Catalina Ramírez-Guerra and José Agustín Moreno-Larios acknowledge a grant from Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), México and from the Programa de Maestría y Doctorado en Ingeniería, UNAM.

REFERENCES

1. P. G. Kryukov, "Ultrashort-pulse lasers," *Quantum Electron.* **31**, 95–119 (2001).
2. H. Takahashi, Y. Suzuki, S. Ono, H. Murakami, N. Sarukura, and T. Nakamura, "Mode-locking stability adjustment of a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser, analyzed by a recently developed real-time spectrum analyzer," *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 4330–4333 (2003).
3. U. Keller, "Ultrafast all-solid-state laser technology," *Appl. Phys. B* **58**, 347–363 (1994).
4. K. H. Lin, Y. Lai, and W. F. Hsieh, "Simple analytical method of cavity design for astigmatism-compensated Kerr-lens mode-locked ring lasers and its applications," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 468–475 (1995).
5. R. Eil, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, and B. Luther-Davies, "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **26**, 373–375 (2001).
6. F. X. Kärtner, E. P. Ippen, and S. T. Cundiff, "Femtosecond laser development," in *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications*, J. Ye and S. T. Cundiff, eds. (Springer, 2005).
7. P. W. Roth, A. J. Maclean, D. Burns, and A. J. Kemp, "Direct diode-laser pumping of a mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **36**, 304–306 (2011).
8. S. Yefet and A. Pe'er, "A review of cavity design for Kerr-lens mode-locking solid-state lasers," *Appl. Sci.* **3**, 694–724 (2013).
9. A. E. Siegman, *Lasers*, 1st ed. (University Science Books, 1986).
10. K. Lin, Y. Lai, and W. Hsieh, "Simple analytical method of cavity design for astigmatism-compensated Kerr-lens mode-locked ring lasers and its applications," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 468–475 (1995).
11. J. Garduño-Mejía, M. Mohebi, and N. Jamasbi, "The role of cavity design in a bi-directional Kerr lens mode locked ring Ti:Sapphire laser," *Opt. Commun.* **207**, 307–314 (2002).
12. J. L. Rayces and L. Lebach, "Ray-code: an aberration coefficient oriented lens design and optimization program," *Proc. SPIE* **766**, 230–245 (1987).

Bibliografía

- [1] A Galindo Tixaire y J. M. Lozano-Gotor Perona *Max Planck Autobiografía científica y últimos escritos* Nivola Libros Edicionales, España, 2000.
- [2] Eugene Hecht *Optics* Tercera Edición, Ed. Pearson Addison Wesley. USA 2000.
- [3] P.W. Smith *Mode-Locking of Lasers*. Proceedings of the IEEE, Vol. 58, No. 9 1970. pp 1342.
- [4] P. W. Smith, M. A. Duguay E. P. Ippen *Mode-Locking of Lasers, Vol. 3. Parte 2* Pergamon Press, 1974.
- [5] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau *Self Mode-Locking of Lasers with Saturable Absorbers*. Applied Physics Letters Vol. 8 No. 7, 1966. pp 174.
- [6] Riq Parra *Ultrashort Pulse (USP) Laser Matter Interactions* Presentación durante el AFOSR 2012 Spring Review. Enlace: <https://www.youtube.com/watch?v=XWQ0xGqoR0>
- [7] A. Baltuska et al. *Attosecond control of electronic processes by intense light fields*. Nature, 421, 611 2003.
- [8] K. Varjú, P. Johnsson, R. López-Martens, T. Remetter, E. Gustafsson, J. Mauritsson, M. B. Gaarde, K. J. Schafer, Ch. Erny, I. Sola, A. Zaïr, E. Constant, E. Cormier, E. Mével y A. L'Huillier *Experimental Studies of Attosecond Pulse Trains*. Laser Physics, Vol. 15, No. 6, 2005. pp. 888–898.

- [9] Lupulescu, Cosmin *Femtosecond Analysis and Feedback Control of Molecular Processes in Organometallic and Alkaline Systems*. FB Physik 2004 (<https://refubium.fu-berlin.de/handle/fub188/3279>).
- [10] Enlace: <https://www.nobelprize.org/prizes/chemistry/1999/8652> – further – reading – 1999/
- [11] Alexander Grün *Nonlinear pulse compression*. Tesis doctoral. ICFO - Institut de Ciències Fotòniques UPC - Universitat Politècnica de Catalunya. Barcelona, Marzo 2014.
- [12] Fork, Greene y Shank *Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking*. Applied Physics Letters, vol. 38, p. 671, 1981.
- [13] Valdmanis, Fork y Gordon *Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain*. Optics Letters, vol. 3, p. 131, 1985.
- [14] Valdmanis, Fork y Gordon *Design considerations for a femtosecond pulse laser balancing self phase modulation, group velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 22, p. 112, 1986.
- [15] Jean-Claude Diels y Wolfgang Rudolph *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Ed. Academic Press, USA, 2006.
- [16] D. E. Spence, P. N. Kean y W. Sibbett *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Vol. 16, Issue 1, pp. 42, 1991.
- [17] Chung-Po Huang, Melanie T. Asaki, Sterling Backus, Margaret M. Murnane, Henry C. Kapteyn y Howard Nathel *17-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Optics Letters Vol. 17, No. 18, 1992. p 1289.
- [18] Melanie T. Asaki, Chung-Po Huang, Dennis Garvey, Jianping Zhou, Henry C. Kapteyn y Margaret M. Murnane *Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Optics Letters Vol.18, No. 12, 1993. p 977.

- [19] Franz Kärtner, U. Morgner, Seong-Ho Cho, et al. *Ultrashort pulse generation with the Ti:sapphire laser*. Lasers and Electro-Optics, 1999. CLEO
- [20] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko y B. Luther-Davies *Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser*. Opt. Lett. 26, 373-375, 2001.
- [21] L. Xu, Spielmann *Route to phase control of ultrashort light pulses*. Optics Letters Vol. 21, No. 24, 1996. pp 2008-2010.
- [22] Enlace: <https://cuos.engin.umich.edu/researchgroups/hfs/facilities/chirped-pulse-amplification/>
- [23] Donna Strickland y Gerard Mourou *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications Volume 55, No. 6, 1985. pp 447-449.
- [24] P. A. Bélanger *Beam propagation and ABCD ray matrices*. Optics Letters, Vol. 16, No.4. February 15, 1991.
- [25] D R Skinner y R E Whitcher *Measurement of the radius of a high-power laser beam near the focus of a lens*. Journal of Physics E: Scientific Instruments 1972, Vol. 5.
- [26] <https://alumni.usal.es/los-limites-del-universo/>
- [27] F. X. Kärtner *Few-Cycle Laser Pulse Generation and its Applications*. Ed. Springer-Verlag Berlín Heidelberg. 2010.
- [28] O. E. Martinez, R. L. Fork y J. P. Gordon *Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion*. Vol. 9, Issue 5, 1984. pp. 156-158
- [29] Benjamín Sánchez Padilla *Cálculo de la dispersión de velocidad de grupo en pulsos de femtosegundos al pasar por una placa plano paralela y un par de cuñas*. Tesis de Maestría. UNAM 2015.
- [30] Catalogo de vidrios ópticos. Enlace: www.us.schott.com/optics_devices 2007.

- [31] M. Rosete-Aguilar, F.C. Estrada-Silva, N.C. Bruce, C.J. Román-Moreno, and R. Ortega-Martínez *Calculation of temporal spreading of ultrashort pulses propagating through optical glasses* Revista Mexicana de Física 54 (2), pp 141–148. 2008.
- [32] P. A. Bélanger, *Beam propagation and ABCD ray matrices*. Optics Letters, Vol. 16, No.4. February 15, 1991.
- [33] Rufino Díaz-Urbe, Martha Rosete-Aguilar y Roberto Ortega-Martínez *Position sensing of a Gaussian beam with a power meter and a knife edge*. Revista Mexicana de Física. Vol. 39, No. 3. 1993 pp 484-492.
- [34] H. Kgelinik, T. Li, *Laser Beams and Resonators*. Applied Optics, Vol. 5, No. 10. October 1966.
- [35] Rick Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Kluwer Academic Publishers. Massachusetts, 2000.
- [36] Carsten Langrock, *Ultrafast Pulse Generation using a Ti:sapphire Laser or FROGS, SPIDERS, and flying pancakes*. Ginzton Lab, Stanford University ([http : //web.stanford.edu/ langrock/coursework/AP304T.S.PDF](http://web.stanford.edu/langrock/coursework/AP304T.S.PDF))
- [37] D.T. Reid and W. Sibbett, and J.M. Dudley, L.P. Barry, B. Thomsen, and J.D. Harvey *Commercial Semiconductor Devices for Two Photon Absorption Autocorrelation of Ultrashort Light Pulses*. Engineering & Laboratory Notes.
- [38] Carlo Antoncini *Ultrashort Laser Pulses*. Department of Physics, University of Reading Whiteknights, UK.
- [39] Moulton *Spectroscopic and laser characteristics of Ti : Al₂O₃* J Opt. Soc. Am. B3, 1986.
- [40] I. G. Cormack y W. Sibbett *Rapid measurement of ultrashort-pulse amplitude and phase from a two-photon absorption sonogram trace*. Vol. 18, No. 9, September 2001. Journal Optics Society American B.
- [41] *Notas de curso Econ 2370 Statistics and Probability*. Spring, 2000.

- [42] Athanasios Papoulis *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*. Tercera Edición, McGraw-Hill. USA 1991.
- [43] Weisstein, Eric W. *Moment*. From MathWorld—A Wolfram Web Resource. Enlace: <http://mathworld.wolfram.com/Moment.html>
- [44] Notas de curso Enlace: <http://geog.uoregon.edu/GeogR/topics/moments.pdf>
- [45] Héctor A. Castillo M.a y Rafael Quintero T. *Diseño y Construcción de Cavidades Resonantes para Láseres de Pulsos Ultracortos de Ti:Zafiro y Cr:LiSAF*. Simposio de Metrología 2008. Santiago de Querétaro, México, 22 al 24 de Octubre.
- [46] Claude Rulliere *Femtosecond Laser Pulse Principles and Experiments*. Springer Second Edition. Francia, 2003.
- [47] Erich P. IPPEN *Ultrashort Pulse Generation and Measurement Techniques*. Hyperfine Interactions 37 (1987) 165-184, Lasers.
- [48] Benjamín Alfonso Fernández et.al. *El láser. La luz de nuestro tiempo*. OSAL Universidad de Salamanca, 2010.
- [49] G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek y U. Keller *Review Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics*. Science, Vol. 286 Noviembre 1999
- [50] J.J. Degnan *Optimization of passively Q-switched lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Volumen 31, No. 11, 1995.
- [51] U. Keller et al. *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers*. IEEE Journal of Select Topics in Quantum Electronics Vol. 2 Num 3, 1996. pp 435-453.
- [52] François Salin, Jeff Squier y Michel Piché *Mode locking of Ti:Al₂O₃ lasers and self-focusing: a Gaussian approximation*. Optics Letters Vol. 16, Issue 21, 1991. pp. 1674-1676
- [53] D. R. Skinner y R. E. Whitcher *Measurement of the radius of a high-power laser beam near the focus of a lens*. Journal of Physics E: Scientific Instruments 1972, Vol. 5.

- [54] P. Baum, M Breuer, E Riedle and G. Steinmeyer, *Brewster-angled chirped mirrors for broadband pulse compression without dispersion oscillations*. Optics Letters. Vol. 31, No. 14. 2006.
- [55] B. E. Lemoff and C. P. J. Barty *Quintic-phase-limited, spatially uniform expansion and recompression of ultrashort optical pulses*. Optics Letters. Vol. 18, No. 19. 1993.
- [56] F.J.Duarte, J.A.Piper *Dispersion theory of multiple-prism beam expanders for pulsed dye lasers*. Optics Communications Volume 43, Issue 5, 1 Noviembre 1982, pp 303-307
- [57] W. Dietel, J. J. Fontaine and J. C. Diels *Intracavity pulse compression with glass: a new method of generating pulses shorter than 60 fsec* Optics Letters Vol. 8, No. 1. 1983.
- [58] R. L. Fork, O. E. Martínez y J. P. Gordon *Negative dispersion using pairs of prisms* Optics Letters, Vol. 9, No. 5. May 1984.
- [59] G. Steinmeyer *Dispersion Oscillations in Ultrafast Phase-Correction Devices*. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. 39, No. 8. 2003.
- [60] *Notas del Dr. R. Trebino: NLO₀₆ Group Velocity*
- [61] Aldo Enríquez Nieto *Cálculo de segundo y tercer orden de la dispersión de velocidad de grupo en un compresor de prismas para pulsos de femtosegundos*. Tesis de Ingeniería en Telecomunicaciones. Ciudad Universitaria, Ciudad de México, 2016.
- [62] Masatsugu Sei Suzuki y Itsuko S. Suzuki *Understanding of minimum deviation of angle in prism with the use of Mathematica*. Department of Physics, State University of New York at Binghamton. Agosto, 2018.
- [63] Vikrant K. Chauhan, Jacob Cohen, Peter M. Vaughan, Pamela Bowlan y Rick Trebino *Distortion-Free Single-Prism/Grating Ultrashort Laser Pulse Compressor* IEEE Journal Of Quantum Electronics, Vol. 46, No. 12, Diciembre, 2010.
- [64] Robert Szipocs, Kdrpdt Ferencz, Christian Spielmann y Ferenc Krausz *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*. Optics Letters, Vol. 19, No. 3. Febrero 1994. p 201.

- [65] J. A. Dobrowolski, A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, Brian T. Sullivan y P. G. Verly *Optimal single-band normal-incidence antireflection coatings*. Applied Optics Vol. 35, Issue 4, 1996. pp. 644-658.
- [66] N. Matuschek, L. Gallmann, D. H. Sutter, G. Steinmeyer y U. Keller *Back-side-coated chirped mirrors with ultra-smooth broadband dispersion characteristics*. Appl. Phys. B, vol. 71, 2000. pp. 509-522.
- [67] Gabriel Tempea, Vladislav Yakovlev, Biljana Bacovic, Ferenc Krausz y Kárpát Ferencz. *Tilted-front-interface chirped mirrors*. Journal of the Optical Society of America B Vol. 18, Issue 11, 2001. pp. 1747-1750.
- [68] Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch y T. Tschudi *Design and Fabrication of double-chirped mirrors*. Optics Letters Vol. 22, No. 11, 1997. pp. 831-833.
- [69] N. Matuschek, Franz X. Kärtner y Ursula Keller *Theory of Double-Chirped Mirrors*. IEEE Journal Of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 4, No. 2, 1998. p 197.
- [70] Compañía alemana de óptica especializada en pulsos ultracortos Enlace: <https://www.layertec.de/en/>
- [71] Andrew Kowalewicz, Rohit P. Prasankumar, Dr. Christian Chudoba, Dr. Ingmar Hartl, Dr. Franz X. Kärtner, Dr. Uwe Morgner, Dr. James N. Walpole, Professor Micheal Ruane, Leo J. Misaggia, Paul Mak, Professor Erich P. Ippen, Professor Hermann Haus y Professor James G. Fujimoto. *Ultrashort-Pulse Generation and Ultrafast Phenomena*. Optics and Devices-Ultrashort- Pulse Generation and Ultrafast Phenomena RLE Progress Report 143. Joint Services Electronics Program, U.S. Air Force – Office of Scientific Research, U.S. Navy - Office of Naval Research (MFEL).
- [72] Nicolai Matuschek, Franz X. Kärtner y Ursula Keller. *Analytical Design of Double-Chirped Mirrors with Custom-Tailored Dispersion Characteristics*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 35, No. 2, 1999. p 129.

- [73] V. Pervak, I. Ahmad, M.K. Trubetskov, A.V. Tikhonravov y F. Krausz. *Double-angle multilayer mirrors with smooth dispersion characteristics*. Optics Express Vol. 17, Issue 10, 2009. pp. 7943-7951.
- [74] Página del fabricante Enlace: [http://www.ultrafast-innovations.com/downloads/pdfs/Ultra – broadband_compression_mirror_set_double – angl_%20technology_design_PC70.pdf](http://www.ultrafast-innovations.com/downloads/pdfs/Ultra%20broadband%20compression_mirror_set_double%20technology_design_PC70.pdf)
- [75] Miguel Miranda, Thomas Fordell, Cord Arnold, Anne L’Huillier y Helder Crespo *Simultaneous compression and characterization of ultrashort laser pulses using chirped mirrors and glass wedges*. Optics Express Vol. 20, Issue 1, 2012. pp. 688-697.
- [76] Miguel Miranda, Cord L. Arnold, Thomas Fordell, Francisco Silva, Benjamín Alonso, Rosa Weigand, Anne L’Huillier y Helder Crespo *Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique*. Optics Express Vol. 20, Issue 17, 2102. pp. 18732-18743.
- [77] Francisco Silva, Miguel Miranda, Benjamín Alonso, Jens Rauschenberger, Vladimir Pervak y Helder Crespo *Simultaneous compression, characterization and phase stabilization of GW-level 1.4 cycle VIS-NIR femtosecond pulses using a single dispersion-scan setup*. Optics Express Vol. 22, Issue 9, 2014.
- [78] A.E. Siegman *Lasers*. University Science Books, 1ed., 1986.
- [79] Amnon Yariv *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 1997.
- [80] K. Lin, Y. Lai y W. Hsieh, *Simple analytical method of cavity design for astigmatism-compensated Kerr-lens mode-locked ring lasers and its applications*. J. Opt.Soc. Am. B 12, 1995. pp 468–475.
- [81] Silfvast William T. *Laser Fundamentals*. Second Edition School of Optics/ CREOL University of Central Florida. Cambridge University Press. 2004.

- [82] Jesús Garduño Mejía *Laser de Ti:zaf con Cavidad de Anillo y Pulsos de Femtosegundos de Operación Bidireccional* Tesis de Doctorado, Posgrado en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, 2001.
- [83] Jesus Garduno-Mejia, Mehrdad Mohebi y Nooshin Jamasbi *Direction of propagation of the beam in a unidirectional Kerr lens mode locked Ti:Sapphire ring laser*. Optics Communications 171 1999 263–269.
- [84] D. T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. E. Sleat y W. Sibbett *Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses*. Optics Letters Vol. 22, No. 4, 1997. pp. 233-235.
- [85] Catalogo del fabricante. Enlace: https://dvd.ilphotonics.com/Venteon%20-%20fs%20Ti-sapphire%20lasers/Lasers/venteon_optics.pdf
- [86] Enlace: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=259
- [87] Enlace: <https://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/imaging/depth-of-field-and-depth-of-focus/>
- [88] http://www.roditi.com/Laser/Ti_Sapphire.html
- [89] Jesús Garduño Mejía *Láser de Ti:zaf con cavidad de anillo y pulsos de femtosegundos de operación bidireccional*. Tesis de Doctorado -CICESE. Julio, 2001.
- [90] Arkady Major, Fumiyo Yoshino, Irkalis Nikolakakos, J. Stewart Aitchison y Peter W. E. Smith *Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire*. Optics Letters, Vol. 29, No. 6, 2004. pp 602.
- [91] Bache, Morten, Guo, Hairun, Zhou, Binbin, Zeng y Xianglong *The anisotropic Kerr nonlinear refractive index of the beta-barium borate (-BaB₂O₄) nonlinear crystal*. Optical Materials Express, Vol. 3 No. 3, 2013. pp 357-382.
- [92] http://www.xtal.iqfr.csic.es/Cristalografia/parte_07_4.html
- [93] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics* 3er Ed. Orlando, 2008. Academic Press.

- [94] Pablo Castro-Marín *Caracterización de sistemas ópticos aplicando técnicas ópticas ultrarrápidas de femtosegundos NIR* Tesis de Doctorado -UNAM. Febrero, 2018.
- [95] P. Castro-Marín, G. Castro-Olvera, J. Garduño-Mejía, M. Rosete-Aguilar, N. C. Bruce, D. T. Reid y O. G. Rodríguez-Herrera *Autocorrelation z-scan technique for measuring the spatial and temporal distribution of femtosecond pulses in the focal region of lenses*. Vol. 25, Issue 13, 2017 pp. 14473-14482.
- [96] Enlace: [http : /avesta.ru/wp – content/uploads/pdf/white/Autocorrelation_techniques_Irtac_2016.pdf](http://avesta.ru/wp-content/uploads/pdf/white/Autocorrelation_techniques_Irtac_2016.pdf)
- [97] Enlace: [http : //www.dmp Photonics.com/Autocorrelator/AutocorrellatorAA10DM_manual.PDF](http://www.dmp Photonics.com/Autocorrelator/AutocorrellatorAA10DM_manual.PDF)
- [98] K. Gürel, V. J. Wittwer, M. Hoffmann, C. J. Saraceno, S. Hakobyan, B. Resan, A. Rohrbacher, K. Weingarten, S. Schilt y T. Südmeyer *Green-diode-pumped femtosecond Ti:Sapphire laser with up to 450 mW average power*. Optics Express Vol. 23, Issue 23, 2015. pp. 30043-30048.
- [99] Martha Rosete-Aguilar, Jesús Garduño-Mejía y Neil C. Bruce *Focusing ultrashort laser pulses with achromatic doublets*. Newsroom 10.1117/2.1201504.005926. SPIE, 2015.
- [100] Z. Bor *Distorsion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems*. Journal of Modern Optics. Vol. 35, No. 12, 1988. pp 1907-1918.
- [101] Z. Bor *Distorsion of femtosecond laser pulses in lenses*. Optics Letters Vol. 14, No. 2, 1989. pp 119-121.
- [102] Bangshan Sun, Patrick S. Salter y Martin J. Booth *Effects of aberrations in spatiotemporal focusing of ultrashort laser pulses*. Journal Optics Society America. A, Vol. 31, No. 4, 2014. pp 765.
- [103] Enlace: [https : //www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id = 10768&tabname = LD20Collimation](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=10768&tabname=LD20Collimation)

- [104] Daniel A. Steck *Classical and Modern Optics*. Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon available online at <http://steck.us/teaching> (revision 1.7.4, 6 July 2017).
- [105] Miles V. Klein y Thomas E. Furtak. *Optics*. John Wiley and Sons, New York, 1986.
- [106] W. Amir, T. A. Planchon, C. G. Durfee, J. A. Squier, P. Gabolde, R. Trebino y M. Müller *Simultaneous visualization of spatial and chromatic aberrations by two-dimensional Fourier transform spectral interferometry*. Optics Letters Vol. 31, No. 19, 2006. pp 2927.
- [107] Selcuk Akturk, XunGu, Pamela Bowlan y Rick Trebino *Spatio-temporal couplings in ultrashort laser pulses*. Journal Of Optics, Vol. 12, 2010.
- [108] Vikrant K. Chauhan, Jacob Cohen, Peter M. Vaughan, Pamela Bowlan y Rick Trebino *Distortion-Free Single-Prism/Grating Ultrashort Laser Pulse Compressor*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 46, No. 12, 2010. pp 1726-1731.
- [109] Guillermo O Mattei y Mirta A. Gil *Spherical aberration in spatial and temporal transforming lenses of femtosecond laser pulses*. Applied Optics Vol. 38, No. 6, 1999. pp. 1058-1064.
- [110] Joseph W. Goodman *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill Serie en Ingeniería Electrica y Computacional Segunda Edición. USA, 1996.
- [111] Catalina Ramírez-Guerra, José Agustín Moreno-Larios, Martha Rosete-Aguilar y Jesús Garduño-Mejía *Mode-coupling enhancement by pump astigmatism correction in a Ti:Sapphire femtosecond laser*. Applied Optics Vol. 55, No. 34 2016. pp. 9889-9894