

**Centro de Investigación Científica y de
Educación Superior de Ensenada**



**Construcción y Caracterización de Varios Diseños de
Amplificador Multi-paso en un Sistema CPA**

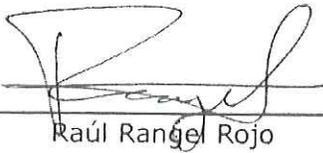
TESIS

DOCTORADO EN CIENCIAS

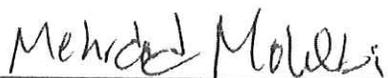
ALEXANDRO RUIZ DE LA CRUZ

ENSENADA BAJA CFA, MEXICO JUNIO DE 2006

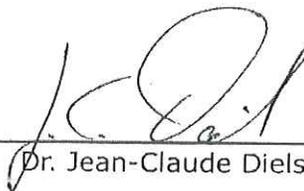
TESIS DEFENDIDA POR
Alexandro Ruiz de la Cruz
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Raúl Rangel Rojo
Director del Comité



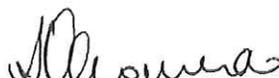
Dr. Mehرداد Mohebi
Miembro del Comité



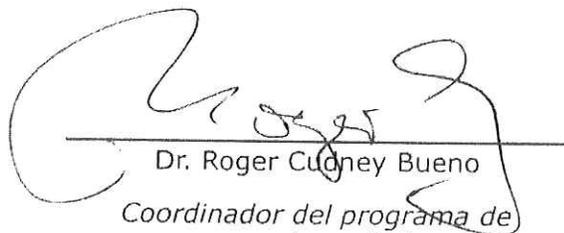
Dr. Jean-Claude Diels
Miembro del Comité



Dr. Kevin O'Donnell
Miembro del Comité



Dr. Anatolii khomenko
Miembro del Comité



Dr. Roger Cudney Bueno
*Coordinador del programa de
posgrado en óptica*



Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla
Director de Estudios de Posgrado

16 de junio de 2006

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS EN ÓPTICA
CON ORIENTACIÓN EN OPTOELECTRÓNICA**

**CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE VARIOS DISEÑOS DE
AMPLIFICADOR MULTI-PASO EN UN SISTEMA CPA.**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

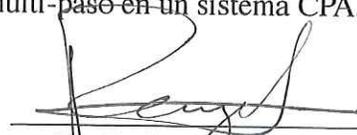
ALEXANDRO RUIZ DE LA CRUZ

Ensenada, Baja California, México, Junio del 2006.

RESUMEN de la tesis de **Alexandro Ruiz de la Cruz**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en Optica con orientación en Optoelectrónica. Ensenada, Baja California, México. Junio 2006.

Construcción y caracterización de varios diseños de amplificador multi-paso en un sistema CPA.

Resumen aprobado por:



Dr. Raúl Rangel Rojo
Director de tesis

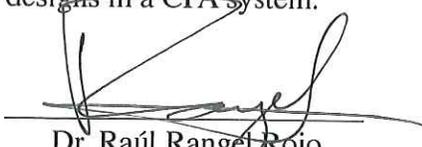
En éste trabajo se presenta la construcción y caracterización de un sistema de amplificación de pulsos ultra-cortos. Dicho sistema usa una técnica de amplificación de pulsos con modulación temporal de la frecuencia (CPA por sus siglas en inglés). La técnica de CPA consiste en estirar en el tiempo los pulsos antes de amplificarlos para evitar efectos no-lineales y daños en el amplificador. Estos pulsos estirados son amplificados y finalmente recomprimidos a una duración muy cercana a la original. En este sistema se probaron tres diferentes diseños de amplificador multi-paso. El objetivo es mejorar el traslape entre el bombeo y la señal reduciendo el ángulo entre estos en el amplificador. El primer amplificador que se probó, consiste en un par de espejos esféricos idénticos, dispuestos en una configuración confocal. En el centro de dicha configuración se encuentra colocado el medio amplificador. Una ventana de zafiro es el elemento novedoso de esta configuración, cuyo propósito es desviar la trayectoria del haz lateralmente para permitir que la señal realice varios pasos por el medio amplificador y permitir una sencilla extracción de la misma. En este diseño la trayectoria para todos los pasos está contenido en un solo plano. El segundo amplificador que se construyó está formado por los mismos elementos que el primero, pero se ha modificado la posición de la ventana de zafiro. En este segundo diseño, los haces no son desplazados lateralmente, sino verticalmente, lo que provoca que ahora los pasos se distribuyan en dos planos. Esto reduce el ángulo entre los haces de la señal y el bombeo en el medio amplificador, mejorando el traslape y la eficiencia del amplificador. El tercer diseño de amplificador multi-paso utiliza un par de espejos esféricos con diferentes radios de curvatura, dispuestos al igual que en los diseños anteriores en configuración confocal, con el medio amplificador colocado en el centro de dicha configuración. En este arreglo, la geometría del mismo hace que la señal se desplace lateralmente después de cada paso, pero desafortunadamente la separación entre los haces de la señal provoca que sea difícil introducir tantos pasos como en los diseños anteriores, de igual manera el traslape entre la señal y el bombeo no presenta ninguna mejora. Los resultados obtenidos luego de caracterizar estos tres diseños muestran claramente que el segundo diseño de amplificador, donde los pasos se distribuyen en dos planos demostró tener la mejor eficiencia. Entre los resultados obtenidos cabe destacar que la máxima energía de salida alcanzada fue $E_{out}=2.2 \text{ mJ}$, para una energía de entrada al amplificador $E_{in}=0.6 \text{ nJ}$, lo que representa una ganancia total $G_{tot}=3.3 \times 10^6$, para un total de 8 pasos de la señal por el medio amplificador. Se realizó también un estudio teórico para calcular la ganancia del amplificador calculando también el tamaño del haz de la señal para cada paso de ésta por el medio amplificador. Finalmente, debido que la frecuencia de repetición de los pulsos de salida del amplificador es de 10 Hz , se construyó un auto-correlador que nos permitiera medir la duración de los pulsos individualmente.

Palabras clave: amplificador, multi-paso, pulso corto

ABSTRACT of the thesis presented by Alexandro Ruiz de la Cruz as a partial requirement to obtain the DOCTOR IN SCIENCES degree in OPTICS with orientation in Optoelectronics. Ensenada, Baja California, Mexico. June 2006.

Construction and characterization of various multi-pass amplifier designs in a CPA system.

Abstract approved by:



Dr. Raúl Rangel Rojo
Thesis adviser

In this work, the construction and characterization of a short-pulse amplification system is presented. This system uses an amplification technique with chirped-pulses. (chirped-pulse amplification CPA). In the CPA technique, the pulse is first stretched in time before amplification to avoid non-linear phenomena or damage to the amplifier. The stretched pulses are then amplified and finally re-compressed to almost their original duration. In this system, three different designs of multi-pass amplifier were tested at the amplification stage. The main goal is to improve the overlap between the pump and signal beams in the amplifier. The first of the amplifiers uses a pair of identical spherical mirrors, placed in a confocal configuration. The amplifier medium is located at the center of this configuration. A sapphire window is used to laterally shift the signal beam in the amplifier, allowing more passes through the amplifier medium and an easy extraction of the amplified pulse. In this design all the passes are on the same plane. The second amplifier built, is made with the same components from the first design, but the position of the sapphire window has been modified. In this second design, the beams are not laterally shifted but vertically, so the passes are now distributed into two planes. This reduces the angle between the pump and seed beams in the amplifier medium, improving the overlap, and therefore the amplifier efficiency. The third design, uses a couple of spherical mirrors with different radius of curvature, also placed in a confocal configuration, with the amplifier medium in the center. Due to the geometry of this setup, after each pass, the signal beam shifts laterally without the use of a window as it was done in the previous cases. Unfortunately, the beam separation is variable with the number of passes, making it difficult to accommodate as many passes as in the previous designs. The results obtained after the characterization of the amplifiers, clearly shows that the second design implemented, where the passes are split in two planes, presented the best performance. The highest output energy per pulse obtained in the amplifier was $E_{out}=2.2$ mJ, for an input energy $E_{in}=0.6$ nJ, showing a total gain $G_{tot}=3.3 \times 10^6$, for 8 passes. A theoretical study to calculate the gain of the amplifier as well as the spot size for the signal, was also performed. Finally, due to the low repetition rate (10 Hz) of the amplified pulses, a single-shot auto-correlator was also built.

Keywords: amplifier, multi-pass, short pulse

*A mis padres
y a mi esposa.*

Agradecimientos

Agradezco al Dr. Raúl Rangel por haber confiado en mi, por tener la paciencia para guiarme y por su incondicional apoyo a lo largo de este proyecto. Al Dr. Jean-Claude Diels, al Dr. Mehrdad Mohebi, al Dr. Anatolii Rhomenko y al Dr. Kevin O'Donnell por sus ideas y valiosas discusiones sobre este trabajo. A Victor Ruiz y a Rodger por brindarme su amistad. A Israel, María, Rodolfo, Javier y Juan por sus amistad durante todos estos años. A Jesús por tener la paciencia de guiarme al inicio de este trabajo. A la señora Carmen Alcalá Ruwalcaba por ser como una segunda madre en Ensenada. A mis familiares en Paraiso, Tab. que siempre me apoyaron. Al Dr. Santiago Camacho por sus ideas y discusiones. A Miguel y Eliseo que siempre estuvieron dispuestos a ayudar en el laboratorio. Al CIBESSE por ofrecerme la oportunidad para superarme. Al CONACYT por el apoyo económico al proyecto que he llevado a cabo.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Antecedentes	2
1.2. Objetivos	4
1.3. Estructura de la tesis	6
2. Amplificación de pulsos ultra-cortos	8
2.1. Componentes del sistema de amplificación	9
2.1.1. Oscilador	9
2.1.2. Expansor	11
2.1.3. Amplificador	12
2.1.4. Compresor	16
2.2. Diseños de amplificador multi-paso implementados	17
2.2.1. Amplificador multi-paso en un solo plano	18
2.2.2. Amplificador multi-paso en dos planos	20
2.2.3. Amplificador multi-paso con espejos de diferente radio de curvatura	22
3. Análisis de la amplificación	25
3.1. Cálculo del tamaño del haz en el amplificador	25
3.2. Cálculo del factor de amplificación	32

4. Resultados experimentales	40
4.1. Oscilador	40
4.2. Expansor	43
4.3. Selector de pulsos	48
4.4. Etapa de amplificación	50
4.4.1. Amplificador multi-paso en un solo plano	50
4.4.2. Amplificador multi-paso en dos planos	57
4.4.3. Amplificador multi-paso con espejos de diferente radio de curvatura	60
4.5. Compresor	67
4.6. Auto-correlador de un pulso	69
5. Conclusiones	73

Lista de figuras

<i>Figura</i>	<i>Página</i>
1. Esquema de un oscilador de Ti:Zafiro de modos amarrados. Este es la fuente de pulsos ultra-cortos del sistema de amplificación.	10
2. Esquema básico de un amplificador regenerativo	15
3. En esta figura se puede apreciar como el haz de la señal es desviado por la refracción en la ventana de zafiro del amplificador. El ángulo de inclinación de la ventana respecto al haz es el ángulo de Brewster (60.4° para $\lambda = 800 \text{ nm}$).	19
4. Esquema del arreglo del amplificador multi-paso construido en el laboratorio.	20
5. Arreglo del amplificador multi-paso donde las trayectorias de los haces están distribuidas en dos planos, liberando espacio para poder incluir más pasos.	21
6. Esquema de un amplificador multi-paso, donde los espejos esféricos tienen diferentes radios de curvatura.	22
7. Trayectoria para una vuelta completa de la señal por un amplificador multi-paso. Como se puede observar, un vuelta completa equivale a dos pasos de la señal por el medio amplificador.	27

Lista de figuras (continuación)

<i>Figura</i>	<i>Página</i>
8. Gráfica de la variación del tamaño del haz de la señal en el medio amplificador.	29
9. Tamaño del haz de la señal en el medio amplificador para distintos valores de R_1/R_2	31
10. Cálculo para la energía de salida de un amplificador multipaso. Se muestran curvas con resultados para varias energías de bombeo.	37
11. Cálculo de la energía de salida de un amplificador multipaso en función del número de pasos. Se muestran varias curvas para diferentes tamaños del haz de bombeo en el medio amplificador, a una energía de bombeo constante $E_b = 40 \text{ mJ}$	38
12. Esquema de la configuración del oscilador implementada para el sistema de amplificación.	41
13. Características de los pulsos de salida del oscilador.	42
14. Esquema del diseño del Expansor. Las líneas punteadas representan al haz ligeramente desplazado verticalmente.	43
15. Perfil de la respuesta al impulso para el sistema de medición de los pulsos estirados y perfil de los datos obtenidos con dicho sistema a la salida del expansor.	45
16. Espectro del pulso después de haber pasado por el expansor. Se observa que el espectro está cortado debido a que los componentes ópticos del expansor no soportan el espectro completo de los pulsos de salida del oscilador.	47
17. Diagrama del selector de pulsos del sistema de amplificación.	49

Lista de figuras (continuación)

<i>Figura</i>	<i>Página</i>
18. Diagrama del primero de los amplificadores multi-paso implementados en el sistema de amplificación. En este, la trayectoria de la señal dentro del amplificador se encuentra contenida en un solo plano.	51
19. Espejo esférico del amplificador, mostrando que idealmente es posible soportar 16 pasos usando espejos de dos pulgadas de diámetro, con una separación entre haces de 2.9 mm.	53
20. Esquema del sistema de sincronización del bombeo con el selector de pulsos.	55
21. Diagrama de la configuración de amplificador multi-paso en donde la trayectoria del haz se divide en dos planos.	58
22. Vista de la distribución de los haces incidentes en la superficie de uno de los espejos del amplificador en dos planos.	59
23. Cálculo del tamaño del haz para cada paso de la señal en un amplificador con espejos esféricos idénticos. Se muestran curvas para diferentes distancias entre los espejos esféricos; a modo de referencia, para que el arreglo sea confocal $L=100$ cm.	61
24. Trayectoria del haz dentro de un amplificador con $R_1 = R_2 = 1$ m con una separación entre los espejos de 104 cm, es decir 4 cm mas que en una configuración confocal.	62
25. Esquema del amplificador multi-paso en el que se usan espejos esféricos de diferente radio de curvatura.	63
26. Superficie de la barra de Ti:Zafiro con daños.	65

Lista de figuras (continuación)

<i>Figura</i>	<i>Página</i>
27. Resultados numéricos de la energía y w de la señal, para cada paso en el amplificador con $R_1 \neq R_2$	66
28. Diagrama del arreglo utilizado en la etapa de compresión. Este compensa la dispersión del pulso añadida en la etapa de expansión, y parcialmente compensa la que adquiere el pulso a través de los demás componentes del sistema de amplificación.	68
29. Optimización del compresor.	69
30. Esquema del autocorrelador de pulsos individuales para medir la duración de los pulsos.	70
31. Detalle de como se traslapan los pulsos espacial y temporalmente dentro del cristal generador de segundo armónico.	71
32. Resultados obtenidos con el autocorrelador.	72

Lista de Tablas

<i>Tabla</i>	<i>Página</i>
I. Valores usados para calcular la fluencia de salida para un amplificador multi-paso. Los resultados se muestran en la figura 10.	36
II. Características del Ti:Zafiro.	51

Capítulo 1

Introducción

El láser ha resultado ser una gran herramienta que ha sido utilizada para un gran número de aplicaciones (medicas, comunicaciones, militares, entretenimiento, etc.). Desde la invención de esta herramienta tan útil se han desarrollado numerosas técnicas para producir láseres más potentes y capaces de emitir pulsos cada vez más cortos. Los láseres pulsados pueden ser utilizados para investigar fenómenos que suceden en escalas de tiempo muy cortas, o para transmitir información en tiempos más cortos, entre otras aplicaciones. Igualmente láseres más potentes pueden usarse para investigar fenómenos no-lineales de la materia, así como realizar cortes y modificaciones en la propiedades de ciertos materiales.

En la búsqueda de pulsos más cortos, se han desarrollado técnicas (conmutación Q, amarre de modos) que permiten obtener pulsos de muy corta duración. En especial, la técnica de “amarre de modos” [DiDomenico M. Jr., 1964, Hargrove *et al.*, 1964] es la que disparó el desarrollo de pulsos ultra-cortos. Esta técnica, junto con la implementación del auto-amarre de modos por efecto Kerr óptico en Ti:Zafiro [Spence *et al.*, 1991], hizo la generación de pulsos de menos de 100 fs rutinario.

Para aumentar la potencia de los pulsos láser, normalmente dichos pulsos son am-

plificados fuera de la cavidad del láser. Dependiendo del nivel de amplificación que se necesite, se pueden usar una o más etapas de amplificación en cascada.

En el CICESE existe actualmente interés por investigar las interacciones de pulsos de alta potencia con la materia. Observar fenómenos no-lineales de distintos materiales así como realizar ablación de metales y tejido biológico. Esto es una de las motivaciones que han llevado a la realización de este trabajo, donde se describe la construcción y caracterización un sistema de amplificación de pulsos ultra-cortos.

1.1. Antecedentes

Inicialmente, con el descubrimiento del “Q-switching”, fue posible generar pulsos láser de alta intensidad, con duraciones de nanosegundos; posteriormente, la técnica de “mode-locking”, permitió la generación de pulsos mucho más cortos (picosegundos y hasta femtosegundos actualmente). Estos nuevos regímenes de operación para los láseres son los que pudieron producir pulsos suficientemente potentes para generar fenómenos no-lineales que no hubiera sido posible observar de otra manera. Existían algunos límites al nivel de energía que era posible alcanzar debidos a que los materiales existentes no podían almacenar gran cantidad de energía. Otra razón era que al amplificar pulsos de muy corta duración, la potencia de los pulsos alcanzada durante el proceso de amplificación podría causar daños al medio amplificador. Con la producción de nuevos materiales que podían almacenar mayores cantidades de energía, se hizo necesario desarrollar nuevas técnicas que explotaran las ventajas de estos nuevos materiales.

La técnica más exitosa fue la de amplificación de pulsos con modulación temporal de la frecuencia conocida en inglés como “chirped-pulse amplification” o “CPA” que fue publicada en 1985 [Strickland y Mourou, 1985]. Esta técnica, adaptada del campo de las micro-ondas representa un gran paso que abrió la puerta a muchos nuevos

campos de investigación en la interacción entre luz y materia. Esta técnica permitió lograr potencias pico por arriba del nivel de gigawatts. El límite como ya se mencionó se debía a que para estas potencias pico, los componentes de los amplificadores podrían presentar daños o efectos no-lineales. La técnica de CPA evita esto, ya que el pulso es estirado temporalmente a una duración mayor, típicamente picosegundos, disminuyendo de esta manera la potencia pico de dicho pulso. Una vez amplificado, el pulso es recomprimido hasta una duración idealmente igual a la duración original, alcanzando potencias pico por arriba de los gigawatts. En este momento, los reportes de sistemas CPA emitiendo pulsos de terawatts son muy comunes en la literatura [Blanc *et al.*, 1993, Pittmann *et al.*, 2002, Perry *et al.*, 1999]. Algunos sistemas muy grandes pueden incluso alcanzar potencias de petawatts, con energías por pulso del orden de kilojoules. Actualmente, una sola etapa de amplificación puede producir pulsos con energías de hasta unos cuantos mJ, con ganancias que oscilan entre $10^6 - 10^7$ [Pittmann *et al.*, 2002, Perry *et al.*, 1999]. En el caso de amplificadores multi-paso estos resultados se logran con alrededor de 8 pasos de la señal por el medio amplificador. En amplificadores regenerativos típicamente se necesitan poco menos de 20 pasos para alcanzar dichos niveles de operación a la salida.

La etapa de amplificación de estos sistemas CPA puede tener uno o más amplificadores, dependiendo del nivel de energía que se desee alcanzar. Hay dos diseños básicos para el amplificador, estos son regenerativo o multi-paso. El amplificador regenerativo es principalmente usado como pre-amplificador en un sistema con muchas etapas de amplificación. Aunque también se puede usar solo, este tiene la ventaja de que la señal puede pasar muchas veces por el medio de ganancia, haciéndolo muy eficiente en la extracción de energía. El amplificador regenerativo presenta sin embargo algunas desventajas, siendo más susceptible a la amplificación de emisión espontánea (ASE por sus siglas en inglés) o a añadir grandes cantidades de dispersión al pulso, haciendo más

difícil la compresión a su duración original. Por el otro lado, se encuentran los amplificadores multi-paso, que son más sencillos de construir y presentan una alta ganancia por paso. Estos no tienen los mismos problemas con ASE o con dispersión. La principal ventaja es que al tener un limitado número de pasos para la señal por el medio de ganancia, su eficiencia es regularmente menor a la de los diseños regenerativos.

El descubrimiento del auto-amarre de modos mediante lentes Kerr en Ti:Zafiro dió un gran avance a la tecnología de pulsos ultra-cortos. Y aunado a esto, el Ti:Zafiro resultó tener excelentes condiciones para la amplificación de pulsos con gran ancho de banda hasta el nivel de mJ, haciendo de esta práctica algo rutinario. Como ya se mencionó, pulsos de muy corta duración con altas energías son indispensables para la investigación de las características no-lineales de la materia, así nuevos campos en la física. Entre las aplicaciones más comunes de estos láseres está la de realizar ablación en materiales orgánicos e inorgánicos. Pudiéndose crear estructuras dentro de materiales cristalinos, modificando el índice de refracción de dicho material. De igual manera, este tipo de pulsos pueden ser utilizados en medicina, realizando cortes precisos sin dañar tejido circundante. Además de estas aplicaciones, pulsos con mucha más energía (Kilojoules o más) tienen algunas aplicaciones más avanzadas, como la aceleración de partículas, fusión de ignición rápida [Tabak *et al.*, 1994], aceleración de bariones, emisión de rayos gamma, entre otros.

1.2. Objetivos

Los objetivos principales de este trabajo son:

- Construir un sistema de amplificación de pulsos ultra-cortos.
- Investigar nuevos diseños de amplificador multi-paso para aumentar la eficiencia de extracción de energía en el amplificador.

El primer objetivo es el de construir un sistema de amplificación de pulsos ultracortos. Este sistema a su vez se convertirá en una herramienta muy útil para la investigación de interacción de materia con altas intensidades en el laboratorio. Además, se desarrollarán e implementarán nuevos diseños de amplificador para un sistema de amplificación CPA. Queremos que estos nuevos diseños incrementen la eficiencia en la extracción de energía en el amplificador. Para lograr este objetivo debemos aumentar el traslape entre los haces de la señal y el bombeo en el amplificador. Igualmente, se necesita que el amplificador sea capaz de acomodar una cantidad de pasos superior a los diseños mostrados en la literatura. Ya que los láseres de bombeo disponibles funcionan a una frecuencia de repetición de 10 Hz , el auto-correlador con el que contamos actualmente, diseñado para medir un tren de pulsos a alta repetición no nos será útil. Por esto, para caracterizar los pulsos amplificados se construirá un auto-correlador que pueda realizar auto-correlaciones de pulsos individuales.

Para cumplir con los objetivos propuestos para este trabajo, desarrollamos un sistema de amplificación usando la técnica de CPA. Como primer paso, implementamos un oscilador que es la fuente de los pulsos a amplificar. También construimos un expansor para estirar la duración de los pulsos del oscilador antes de ser amplificados. En la etapa de amplificación usamos diseños de amplificador multi-paso. Para completar el sistema construimos un compresor para comprimir los pulsos amplificados hasta una duración muy cercana a la original.

Los diseños de amplificador multi-paso construidos en este sistema se detallan en la sección 2.2. El primero de ellos, utiliza una ventana de zafiro para desviar la trayectoria de la señal en el amplificador y así poder realizar un determinado número de pasos. En este diseño, todos los pasos de la señal se encuentran contenidos en un solo plano.

En el segundo diseño, el cual utiliza los mismos componentes, los pasos de la señal se distribuyen en dos planos en vez de uno solo. Esto tiene la ventaja de que disminuye

el ángulo entre la señal y el bombeo, aumentando el traslape espacial y a su vez la eficiencia.

También implementamos un sistema de sincronización para los diferentes láseres. Este se encarga de regular los tiempos de llegada entre los pulsos de la señal provenientes del oscilador y los pulsos de bombeo en el amplificador. De igual manera, este sistema de sincronización detiene a los láseres de bombeo cuando el oscilador deja de emitir pulsos.

Ya que la frecuencia de repetición a la que operan los láseres de bombeo es de 10 Hz, para poder caracterizar los pulsos ya amplificados, construimos un auto-correlador, puede medir la auto-correlación de pulsos de manera individual.

Finalmente, cabe mencionar que el Dr. Mehrdad Mohebi es quien propuso las ideas originales para los primeros dos diseños previamente mencionados. Igualmente, gran parte de la infraestructura utilizada para la realización de este proyecto fue originalmente adquirida mediante un proyecto del CONACYT asignado al Dr. Mohebi.

1.3. Estructura de la tesis

La organización de esta tesis es la siguiente. A continuación, en el capítulo 2 se describirá en que consiste la técnica de amplificación CPA. En dicho capítulo se detallarán las etapas que componen a un típico sistema CPA. Igualmente, se mencionarán los diseños de amplificador multi-paso que se implementarán, dando un breve resumen sobre sus componentes, ventajas y desventajas.

En el capítulo 3, se expondrá brevemente la teoría necesaria para describir el proceso de amplificación. Allí se verán los cálculos realizados para obtener la magnitud de la señal en el medio de ganancia del amplificador, así como las ecuaciones usadas para calcular el factor de ganancia para el amplificador.

En el capítulo 4 se detallan los arreglos experimentales de los tres diseños de amplificador multi-paso implementados en el laboratorio. También se explicarán los demás componentes del sistema de amplificación, así como del expansor y del compresor. En este capítulo se presentan también los resultados experimentales obtenidos con los diferentes amplificadores. Igualmente se describe el auto-correlador construido para poder medir la duración de los pulsos amplificados a bajas frecuencias de repetición. Finalmente, en el capítulo 5 se ofrecen las conclusiones obtenidas en la realización de este proyecto, así como un sumario de los resultados obtenidos.

Capítulo 2

Amplificación de pulsos ultra-cortos

La amplificación de pulsos con modulación temporal de frecuencias, ó “Chirped-Pulse Amplification” (CPA por sus siglas en inglés), es una técnica mediante la cual se pueden amplificar pulsos cortos hasta energías muy altas. Previamente a esta técnica era prácticamente imposible obtener energías por pulso del orden de mJ en pulsos con una duración del orden de picosegundos o femtosegundos. Esto debido a que las potencias alcanzadas durante la amplificación estaban por encima del umbral de daño de los medios de amplificación ó se inducían fenómenos no lineales que podrían resultar en la distorsión de las características originales del pulso. Esta técnica fue introducida por primera vez en el régimen óptico en 1985 [Strickland y Mourou, 1985], siendo anteriormente utilizada en microondas para aumentar la sensibilidad de los radares.

Básicamente, la técnica consiste en alargar la duración de los pulsos que se desea amplificar antes de la etapa de amplificación, y una vez amplificados, comprimirlos de nuevo a su duración original. Al estirar los pulsos en el tiempo, se disminuye la potencia pico de estos, reduciendo así el riesgo de daños o fenómenos no-lineales que pudiesen distorsionar temporal o espacialmente las características del pulso dentro del amplificador. Para pulsos de duración muy corta, la potencia pico es muy alta, por

ejemplo, para un pulso de 100 fs con una energía de 5 nJ , la potencia pico es de 50 kW . Al amplificar un pulso de estas características, es muy posible que se alcancen potencias suficientemente altas como para dañar el medio de amplificación. Igualmente se pueden presentar fenómenos no lineales que afecten las características del pulso, como auto-enfocamiento, filamentación, auto-modulación de fase, etc. A la etapa del sistema de amplificación en donde se incrementa la duración del pulso, le llamaremos “expansor”.

Posteriormente a la etapa del expansor, sigue la etapa de amplificación. En esta, se usa un medio de ganancia, bombeado típicamente por láseres pulsados. Habiendo dos configuraciones comunes, regenerativo y multipaso, sobre las que se abundará más en la sección 2.1.3.

Finalmente, la última etapa del sistema de amplificación es el compresor. Aquí se revierte el efecto del expansor, comprimiendo el pulso muy cerca a su duración original. De esta manera, el resultado final del sistema es un pulso amplificado generalmente por un factor de 10^6 y con una duración del orden de femtosegundos.

2.1. Componentes del sistema de amplificación

En la sección previa se describió de manera general la técnica de amplificación de pulsos ultra-cortos. Allí se mencionaron las diferentes etapas por las que debe pasar el pulso que se desea amplificar. A continuación se describen en más detalle cada una de estas etapas del sistema de amplificación.

2.1.1. Oscilador

El oscilador es la fuente de pulsos ultracortos que van ser amplificados. Por lo general, éste es un láser de modos amarrados (mode-locked) que emite un tren de pulsos a una frecuencia de repetición de varios megahertz. El oscilador puede ser un láser de tintura

(“dye”), de fibra óptica ó de estado sólido. El tipo más comúnmente utilizado es el de estado sólido, en el que se usa como medio activo: Nd:YAG, Nd:glass, Cr:LiSAF, y más recientemente Ti:Zafiro. Estos materiales comprenden un amplio rango de longitudes de onda de emisión, y pulsos de salida con una duración desde algunas decenas de picosegundos hasta sólo unos cuantos femtosegundos. De estos materiales, el Ti:Zafiro (Ti:Al₂O₃ [Moulton, 1986]) es el más popular, debido a que es relativamente sencillo obtener pulsos muy cortos y a que el Ti:Zafiro tiene muy buenas características que permiten una operación muy estable. En la figura 1, se puede observar el esquema de un oscilador de Ti:Zafiro de modos amarrados.

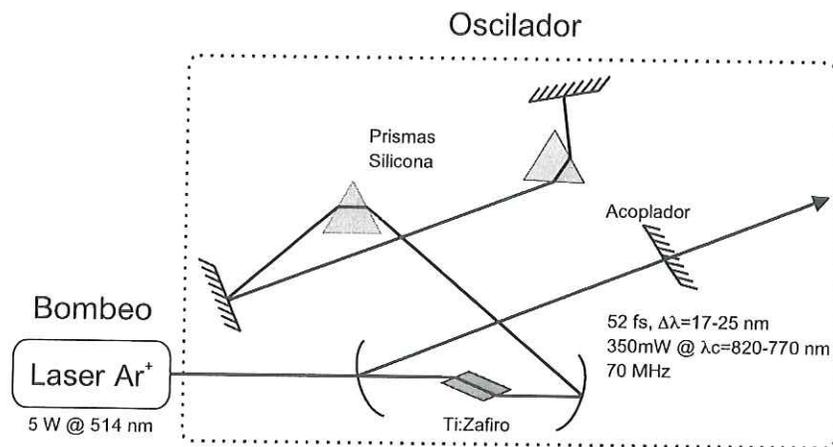


Figura 1: Esquema de un oscilador de Ti:Zafiro de modos amarrados. Este es la fuente de pulsos ultra-cortos del sistema de amplificación.

Existen también varias formas de lograr el amarre de modos en estos láseres, que se pueden organizar en dos categorías: pasivo y activo. El amarre de modos activo se refiere a una técnica en la que se utiliza una señal externa para controlar las fases relativas de los diferentes modos de la cavidad, modulando la intensidad de la luz dentro de ésta. Entre estas técnicas activas, podemos mencionar modulación de amplitud y de frecuencia, así como bombeo sincronizado (synchronous pumping). Los métodos de amarre de modos pasivos, se basan en elementos localizados en la cavidad que causan

una auto-modulación de la luz mediante efectos ópticos no-lineales. Los métodos pasivos comprenden “absorbedores” saturables, o lentes Kerr (Kerr-lens).

En la cavidad del oscilador, también debe de existir alguna forma de controlar la dispersión de los pulsos. Ya que los pulsos dentro de la cavidad deben atravesar el medio activo, así como otros materiales colocados en ésta para amarrar los modos, el pulso sufrirá dispersión. Esta dispersión si no se controla, no nos permitirá realizar una operación estable del oscilador. Con el fin de controlar la dispersión, se colocan en la cavidad una serie de prismas o espejos (chirped-mirrors), que introducen una dispersión de signo contrario (dispersión negativa) a la que es añadida por el resto de los elementos de la cavidad al pulso.

2.1.2. Expansor

Antes de amplificar los pulsos, la potencia pico de estos debe ser disminuida para evitar daños y efectos no-lineales en el medio de amplificación. La mejor forma de hacerlo es extendiendo la duración de los pulsos, esto distribuye la energía de los mismos en un tiempo más largo, disminuyendo la potencia pico sin disminuir drásticamente su energía o fluencia.

La duración del pulso se puede modificar añadiéndole dispersión a la velocidad de grupo del pulso. En la etapa del expansor, la dispersión que se le añade al pulso es positiva, y existen varias formas de introducirle dispersión al pulso. Por ejemplo, propagando el pulso a través de un medio con dispersión positiva (fibra óptica), o mediante dispersión angular proporcionada por prismas o rejillas de difracción. Esta dispersión se logra separando las diferentes componentes de longitud de onda del pulso e introduciendo una diferencia de camino óptico entre ellas.

El primer sistema de CPA reportado en el régimen óptico [Strickland y Mourou, 1985], utilizaba una fibra óptica en la etapa del expansor, esto es para $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$, donde la dis-

persión introducida por la fibra es positiva. Posteriormente, se desarrolló un arreglo que usaba rejillas de difracción y lentes, el cual presentaba dispersión positiva para todo el espectro [Martínez, 1987]. Inicialmente este diseño fue demostrado como un compresor para compensar la dispersión negativa de la fibra en la región de 1.3-1.6 μm . Poco después se comprobó que la dispersión positiva introducida por este expansor se cancelaba exactamente con la dispersión negativa introducida por el compresor desarrollado por [Treacy, 1969], el cual se describe en la sección 2.1.4.

La función del expansor es introducir dispersión positiva a las componentes de frecuencia del pulso para estirar su duración. Y para esto se han ideado varios diseños, como ya se mencionó, se puede usar fibra óptica o rejillas de difracción y lentes [Martínez, 1987]. Aunque estos diseños son efectivos, cuando se desea obtener pulsos de duración muy corta de alrededor de 20 fs o menos, se necesita de diseños más sofisticados para controlar la dispersión. En algunos casos se controla *a priori* la dispersión de 3er y 4to orden que pueda ser introducida por los otros componentes de el sistema de amplificación [White *et al.*, 1993, Kane *et al.*, 1994]. Además están otros diseños libres de aberraciones, en los cuales se usan espejos en vez de lentes. Esto permite que se pueda compensar la dispersión de orden alto en la etapa del compresor [Chériaux *et al.*, 1996, Tournois, 1994, Lemof y Barty, 1993, Zeek *et al.*, 2000]. Con los sistemas aquí mencionados es posible extender la duración de un pulso de femtosegundos por un factor de 10^3 - 10^5 , permitiendo la amplificación de estos pulsos sin dañar el medio amplificador.

2.1.3. Amplificador

En la etapa de amplificación, el pulso ya “alargado”, después de haber pasado por el expansor es amplificado, haciendo pasar la señal varias veces por el medio amplificador. El medio amplificador es a su vez bombeado longitudinalmente por uno o ambos lados.

Normalmente se utiliza un láser pulsado como bombeo, aunque en ocasiones, cuando el bombeo no es longitudinal se utiliza una lámpara de destello. El factor de amplificación por paso para el amplificador dependerá de manera muy importante de la fluencia del haz de bombeo en el medio amplificador. Por ello, el haz de bombeo debe enfocarse, cuidando que la posición de la cintura se localice fuera de la posición del medio amplificador para evitar dañarlo. El medio debe tener un ancho de banda lo suficientemente grande para cubrir el espectro de la señal. Además, la fluencia de saturación debe ser alta para permitir la extracción eficiente de una gran cantidad de energía. Finalmente, la potencia de la señal dentro del amplificador se debe mantener debajo del umbral de daño del medio amplificador y del umbral para efectos no lineales que deformarían espacial y temporalmente el pulso.

La etapa de amplificación puede contener más de un amplificador. Podemos obtener potencias tan altas como petawatts [Perry *et al.*, 1999] al colocar amplificadores en cascada. Es común que en estas cadenas de amplificadores, el primero de estos al que se le llama pre-amplificador, tenga una configuración regenerativa. Y como amplificadores de potencia se usan normalmente amplificadores multi-paso.

Como medio amplificador se usan varios tipos de materiales, Nd:Glass, Nd:YAG, Cr:LiSAF, Alexandrita. Para aplicaciones de muy alta potencia, se usan normalmente Nd:Glass (solo permite pulsos de cientos de femtosegundos) ó Nd:YAG (pulsos de picosegundos) por su alta fluencia de saturación y la facilidad de obtener estos en dimensiones que permitan la extracción de varios cientos de Joules. Pero para aplicaciones donde solo se necesitan algunos mJ, el Ti:Zafiro ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) es el material más comúnmente utilizado como medio amplificador, debido a que es el mismo medio activo típicamente utilizado para el oscilador. Lo que permite la amplificación de los pulsos y su posterior compresión hasta casi su duración original. Además el Ti:Zafiro tienen una alta fluencia de saturación ($\approx 0.9 \text{ J/cm}^2$), permitiéndonos extraer una gran cantidad de

energía de un volumen relativamente pequeño. Finalmente, el gran ancho de banda de este material permite la amplificación de pulsos de sólo algunos femtosegundos.

Para la etapa de amplificación existen dos diseños básicos, los cuales ya se mencionaron, regenerativo [Georges *et al.*, 1991] y multi-paso, que se muestran en más detalle a continuación.

Amplificadores regenerativos

El amplificador regenerativo como el de la figura 2 es básicamente un resonador láser. En éste, el bombeo se introduce a través de uno de los espejos de la cavidad y la señal se inyecta mediante un arreglo formado por un polarizador y una celda Pockels [Horvath *et al.*, 1997, Mellish *et al.*, 1995, Nelson *et al.*, 1997, Yanovsky *et al.*, 2002]. Mientras la celda Pockels no sea activada, la señal será rechazada por el polarizador. Cuando la celda Pockels se active, ésta cambia la polarización de la señal y el polarizador la transmitirá, permitiéndole oscilar en la cavidad. Después de un cierto número de pasos, la celda Pockels se activa nuevamente para que la señal ya amplificada sea rechazada por el polarizador. Debido a que el diseño de este amplificador es una cavidad, existe una tendencia a que la emisión espontánea producida por el medio activo tienda a ser amplificada, a esto se le llama, amplificación de emisión estimulada ó “Amplified Spontaneous Emission” (ASE). La ASE puede causar que el pulso de la señal de salida tenga un pedestal con una duración mucho mayor que la duración del pulso ya comprimido. Para algunas aplicaciones, este pedestal puede causar problemas experimentales o efectos no deseados, además de que disminuye la eficiencia del amplificador. Dicho esto, este tipo de amplificador debe construirse para que la ganancia por paso sea muy pequeña, de alrededor de un factor de 2 por paso, disminuyendo así la cantidad de ASE que sale del sistema. Debido a la baja ganancia por paso, la señal debe dar muchos pasos por el medio activo para poder obtener una eficiencia aceptable, introduciéndole

a la señal una mayor dispersión que tendrá que ser compensada en el compresor. Ya que el compresor debe de compensar una mayor dispersión, es mas probable dejar algo de dispersión residual, la cual afectaría la mínima duración a la que se podría recomprimir el pulso. Existen algunos diseños de compresor que permiten la compensación de dispersión de altos órdenes con mayor precisión, pero su construcción es complicada y cara.

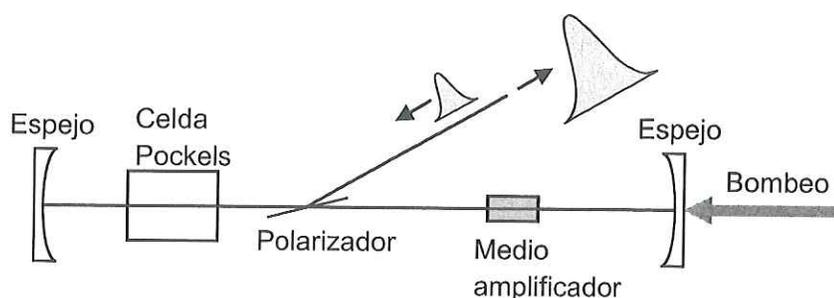


Figura 2: Esquema básico de un amplificador regenerativo

Amplificadores multi-paso

En un amplificador multi-paso, se usa un arreglo con espejos para guiar a la señal a través del medio amplificador un determinado número de veces [Rodenberger *et al.*, 1990, Lai *et al.*, 1991, Li y Gibson, 1998, Wojtkiewicz y Durfee, 2004] las cuales no son colineales. Algunos diseños usan solo espejos planos que guían a la señal, la cual realiza una trayectoria en forma de “corbata de moño”. Una desventaja de estos diseños es que para poder obtener más pasos hay que aumentar el número de espejos en el arreglo. Otros diseños usan espejos curvos, típicamente en configuración confocal [Georges *et al.*, 1991, Weaver *et al.*, 1993, Wojtkiewicz y Durfee, 2004], es decir, la distancia entre ambos espejos es la suma de sus longitudes focales. En algunos arreglos se usan espejos con el mismo radio de curvatura y en otros con diferente radio de curvatura. Usando espejos curvos es posible realizar un número de pasos razonable (alrededor

de ocho) sin necesidad de aumentar el número de espejos en el arreglo, solo dos son suficientes. En los diseños con espejos de diferente radio de curvatura, el haz sigue una trayectoria ligeramente diferente para cada paso, por lo que la extracción del pulso ya amplificado del arreglo es sencilla. En el caso de espejos con el mismo radio de curvatura, se requiere utilizar algún medio para poder desviar la trayectoria ligeramente para cada paso, ya que de no hacerse esto el haz seguiría el mismo camino para todos los pasos, dificultando su extracción del amplificador.

En este trabajo se presentan tres diferentes configuraciones de amplificador multi-paso, dos de las cuales introducen algunos elementos novedosos. Con estas mejoras se pueden obtener mayores eficiencias en la extracción de energía y mejor estabilidad en la energía de salida. Estos amplificadores son muy sencillos de alinear y construir, y requieren muy pocos componentes.

Ahora veremos algunas de las ventajas que la configuración descrita en aquí tiene con respecto a otros amplificadores. Comparada con un amplificador regenerativo, la amplificación de emisión espontánea (Amplified Spontaneous Emission), o ASE por sus siglas en inglés, es mucho más fácil de mantener bajo control. Ya que el diseño no es un resonador como en el caso de un amplificador regenerativo, la emisión estimulada no se amplifica de forma tan rápida como es el caso en un regenerativo. Esto permite que la ganancia por paso sea muy alta, reduciendo el número de pasos necesarios para obtener un factor de ganancia alto, reduciendo la dispersión extra añadida a la señal. De igual manera, como no hay una celda Pockels dentro del amplificador la dispersión es mucho menor, lo que facilita la compresión del pulso en la etapa final del sistema.

2.1.4. Compresor

En la etapa de compresión, el pulso es comprimido hasta casi su duración original. Para lograr esto se debe compensar la dispersión introducida en la etapa del expansor,

además de la dispersión extra, añadida a los pulsos al pasar por los varios componentes del resto del sistema de amplificación. Cada vez que los pulsos pasan a través de cualquier medio como la celda Pockels del selector de pulsos o el medio amplificador, se le añade a éste algo de dispersión, por lo general de signo positivo. Esta dispersión puede ser compensada hasta cierto punto por el compresor del diseño de Treacy [Treacy, 1969], que es el más comunmente utilizado. Para poder reducir la cantidad de dispersión residual en el pulso, se puede compensar previamente en la etapa del expansor, como ya se mencionó en la sección 2.1.2. Recientemente se han utilizado otras técnicas en combinación para poder compensar dicha dispersión residual de órdenes mayores, y así comprimir el pulso hasta lo más cerca posible a su duración limitada por transformada de Fourier [Fork *et al.*, 1987, Kane y Squier, 1995, González Inchauspe y Martínez, 1997, Dühr *et al.*, 1999].

2.2. Diseños de amplificador multi-paso implementados

En total se construyeron tres diferentes configuraciones de amplificador multi-paso. Estas fueron probadas en un sistema de amplificación CPA, con el objetivo de comparar el desempeño de estos diseños. Una de las configuraciones es un diseño comúnmente utilizado, donde se usan espejos esféricos con diferentes radios de curvatura. Los otros dos diseños, se demuestran por primera vez en un sistema de amplificación CPA. Estos usan espejos esféricos con el mismo radio de curvatura. Y la principal característica es el uso de una ventana de zafiro para desviar la trayectoria de la señal. Una descripción de dichos diseños se presenta a continuación.

2.2.1. Amplificador multi-paso en un solo plano

Para este amplificador se usan un par de espejos esféricos con igual radio de curvatura, colocados en una configuración confocal. Esto es, la separación entre estos es igual al radio de curvatura de los espejos y por lo tanto la posición del foco de ambos espejos coincide en la misma posición a la mitad de la cavidad. El medio amplificador se coloca en la posición común de los focos de los espejos, a igual distancia de estos. Además, se usa una ventana de zafiro, la cual nos permite desplazar el haz de la señal lateralmente, mediante la refracción de la señal al atravesarla, esto se puede observar en la figura 3. Dicha ventana está colocada al ángulo de Brewster para minimizar las pérdidas por reflexión. La posición de la ventana en el amplificador se puede apreciar en la figura 4. como se observa allí, el desplazamiento lateral de la señal por la ventana de zafiro permite realizar varios pasos y extraer la señal de manera sencilla. Previamente, una configuración muy similar a la que presentamos en este trabajo, se utilizó para la amplificación de señales continuas (CW) y de pulsos en la escala de nanosegundos [Plaessmann *et al.*, 1993].

El bombeo al amplificador es longitudinal, y se introduce a través de uno de los espejos esféricos como se ve en la figura 4. El bombeo es además enfocado en una posición fuera del medio amplificador para evitar que éste se dañe.

En la figura 4, se puede seguir la trayectoria del haz de la señal por la configuración del amplificador. El espejo de entrada, refleja la señal paralela al eje óptico del amplificador hacia el espejo E1, el cual enfoca la señal en el centro de la configuración, pasando por el medio amplificador. Este es el primer paso de la señal por el medio de amplificación. Después de este primer paso, la señal es reflejada por el espejo E2 directamente a E1, el cual lo vuelve a enfocar nuevamente en el medio amplificador, completando dos pasos. Posteriormente la señal llega a la ventana de zafiro después de ser reflejada por E2. En la ventana de zafiro el haz es refractado y desplazado lateralmente, lo que evita

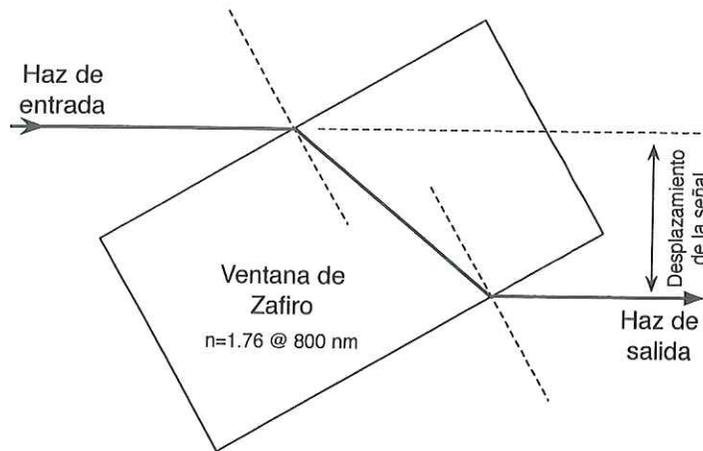


Figura 3: En esta figura se puede apreciar como el haz de la señal es desviado por la refracción en la ventana de zafiro del amplificador. El ángulo de inclinación de la ventana respecto al haz es el ángulo de Brewster (60.4° para $\lambda = 800 \text{ nm}$).

que incida en el mismo lugar del espejo de entrada y pueda volverse a repetir este ciclo nuevamente. Un detalle que hay que hacer notar es que el tamaño del haz de la señal en el medio amplificador es siempre el mismo, lo que se debe a que el radio de curvatura de los espejos del amplificador es el mismo y a que la configuración es confocal, como se calculará más adelante.

Finalmente, luego de que la señal ha realizado un determinado número de pasos por el medio amplificador, ésta se extrae del amplificador para ser enviada al compresor. El número de pasos deseado se puede seleccionar fácilmente, con sólo cambiar la posición del espejo de salida como se observa en la figura 4.

El número de pasos máximo que va a permitir el amplificador está limitado por varios factores. El diámetro de los espejos y la separación entre los haces, que está dada por la ventana de zafiro van a definir cuantos pasos podemos acomodar en el amplificador. Esta separación debe ser suficiente para que las manchas de los haces en los espejos del amplificador estén completamente separadas, de lo contrario se dificultaría la extracción de la señal.

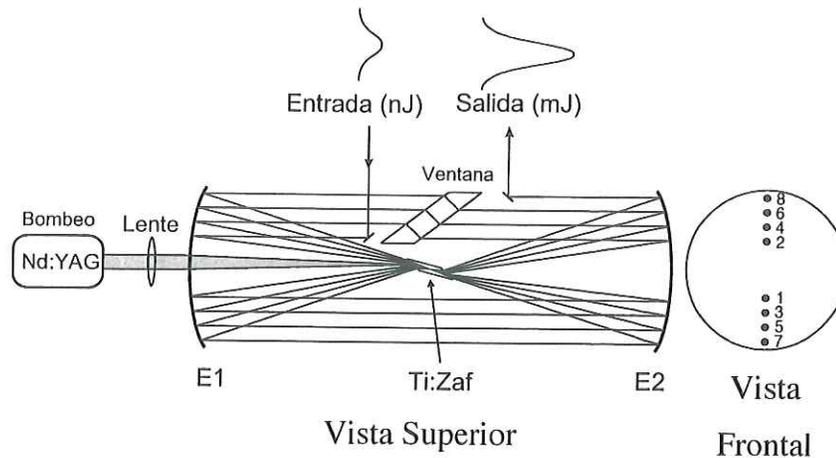


Figura 4: Esquema del arreglo del amplificador multi-paso construido en el laboratorio.

Entre las desventajas de este diseño, se encuentra que debido al limitado número de pasos que podemos realizar, la eficiencia en la extracción de energía puede no ser tan buena como es el caso de un amplificador regenerativo, donde el número de pasos puede llegar a ser mucho mayor que para un amplificador multi-paso.

2.2.2. Amplificador multi-paso en dos planos

Esta configuración de amplificador multi-paso permite distribuir las trayectorias de la señal en dos planos, y no en uno sólo como el amplificador descrito en la sección previa 2.2.1. Como los pasos se distribuyen en dos planos, ahora el amplificador puede admitir un mayor número de pasos, ya que el espacio en los espejos esféricos se usa de manera mas eficiente. Los componentes necesarios para construir este amplificador, son exactamente los mismos con los que se construyó el amplificador descrito anteriormente, lo que se puede advertir de la figura 5. Se usan los mismos espejos esféricos, y la separación entre ellos permanece igual. La barra de T:Zafiro está colocada en la misma posición y la ventana de zafiro es la misma. El único cambio, y el más importante es que ahora la ventana de zafiro se gira al ángulo de Brewster pero en la dirección ortogonal

a como se hizo en el amplificador de la figura 4.

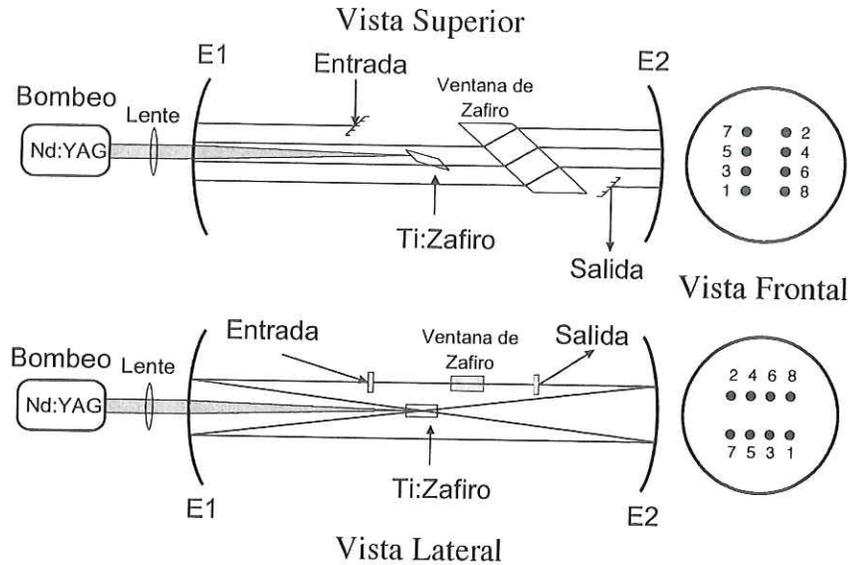


Figura 5: Arreglo del amplificador multi-paso donde las trayectorias de los haces están distribuidas en dos planos, liberando espacio para poder incluir más pasos.

Tomando en cuenta que las trayectorias de los pasos en este amplificador están distribuidas en dos planos, y ya que la separación entre los haces es la misma que en el diseño en un solo plano de la sección 2.2.1, podemos decir que idealmente el amplificador en dos planos, podría acomodar el doble de pasos que el amplificador en un solo plano. Ya que es posible hacer más pasos con este nuevo diseño, la extracción de energía puede ser más eficiente, e incluso se podría bombear con menor fluencia al medio amplificador y aún así obtener el mismo nivel de amplificación que con el amplificador de un solo plano. Más pasos también implican que se puede saturar la ganancia más fácilmente, lo que resultaría en una energía de salida más estable [Strohkendl *et al.*, 1994]. Otra ventaja de este diseño sobre el anterior es que, para el mismo número de pasos, el ángulo entre la señal y el bombeo es menor, esto incrementa el traslape de estos en la barra, lo que es deseable para incrementar la eficiencia del amplificador.

La trayectoria que sigue la señal dentro del amplificador sigue prácticamente el

mismo camino para los primeros dos pasos, excepto que cuando la señal llega a la ventana de zafiro, en vez de desviarse esta lateralmente, se desvía verticalmente, como se ve en la figura 5. Los puntos donde la señal es reflejada en los espejos, están ahora en dos planos. La extracción de la señal ya amplificada es de igual manera muy sencilla, y desplazando el espejo de salida podemos seleccionar el número de pasos que deseemos.

2.2.3. Amplificador multi-paso con espejos de diferente radio de curvatura

El último diseño de amplificador multi-paso que se construyó, utiliza dos espejos esféricos con diferentes radios de curvatura, y se muestra en la figura 6. Estos espejos se encuentran dispuestos de forma confocal, de igual manera que en los diseños anteriores, es decir, la distancia entre ellos es la suma de las distancias focales de ambos espejos. El medio amplificador se encuentra en la posición donde se encuentran los puntos focales de los espejos como en los diseños anteriores. Debido a los diferentes radios, ahora no es necesario utilizar una ventana de zafiro como se hizo anteriormente para el desplazamiento de la señal. Como se describirá más adelante la misma geometría de este diseño permite que la trayectoria sea desplazada para cada paso.

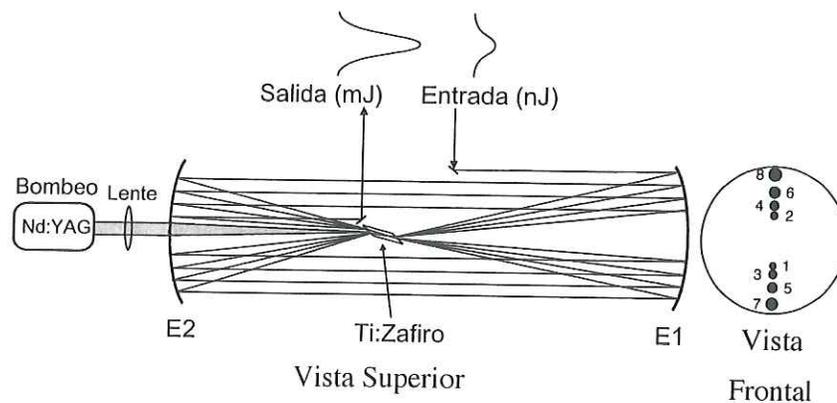


Figura 6: Esquema de un amplificador multi-paso, donde los espejos esféricos tienen diferentes radios de curvatura.

Para el primer paso, la señal se envía hacia el espejo E1 paralela al eje óptico del arreglo. El espejo refleja la señal, enfocándola en el medio amplificador. La señal continúa hasta E2, donde debido a la geometría del amplificador, la posición donde la señal incide en E2 es más cercana al eje óptico que la posición donde incidió en E1. Ya que la distancia entre el medio amplificador y los espejos E1 y E2, es más corta para el espejo E2, la distancia recorrida por la señal en la dirección ortogonal al eje óptico del sistema, es más corta. Por esto, cada vez que el espejo E1 envíe la señal a E2 la posición de ésta tenderá a acercarse hacia el centro del espejo. De este modo, la señal se desplaza en cada paso, moviéndose hacia el centro de los espejos, por lo que ya no se necesita de una ventana de zafiro para realizar dicha función. La distancia entre los puntos donde la señal incide en E1 y E2, será más corta para cada paso. De igual manera, el tamaño de la señal en los espejos disminuye para cada paso, por lo que esto hace que el tamaño de la señal en el medio amplificador vaya incrementándose con cada paso, como se demostrará más adelante en el capítulo 3.

Entre las ventajas que presenta esta configuración se pueden mencionar, que al no utilizar la ventana de zafiro, disminuye la dispersión extra introducida al pulso por dicha ventana. La ventaja más notable radica en que, como ya se mencionó, el diámetro de la señal crece con cada paso en el medio amplificador. Este mayor diámetro, disminuye la fluencia de la señal, aumentando la máxima energía que se puede extraer del amplificador antes de alcanzar el nivel de saturación.

Desafortunadamente este arreglo contiene a todos los pasos en un solo plano, limitando la cantidad de pasos posibles en el amplificador, al igual que en el diseño de la sección 2.2.1. Como ya se describió, el diámetro de la señal se incrementa para cada paso. De manera acorde, el diámetro del haz de bombeo en el medio amplificador debe ser lo suficientemente grande como para no comprometer el traslape de la señal y el bombeo. Si solamente se hace más grande el diámetro del bombeo en el medio,

sin incrementar la energía del mismo, la fluencia de bombeo decrecerá, y el factor de ganancia por paso disminuirá de igual manera.

Capítulo 3

Análisis de la amplificación

En este capítulo presentamos diferentes aspectos teóricos importantes para el diseño del amplificador multi-paso. Se muestra como se calcula el tamaño del haz de la señal dentro del amplificador. Especialmente en la posición del medio amplificador, donde se utilizarán estos datos posteriormente para poder calcular la ganancia de dicho amplificador. De igual manera mostramos las ecuaciones usadas para el cálculo de la ganancia para cada paso en un amplificador multi-paso.

3.1. Cálculo del tamaño del haz en el amplificador

Para calcular el tamaño del haz de la señal en el medio amplificador utilizamos el método de propagación por matrices ABCD [Yariv, 1991]. En nuestro caso, utilizamos las siguientes matrices.

$$\text{Espacio libre} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\text{Espejo esférico} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/r & 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Aquí solo hemos mostrado las matrices ABCD para el espacio libre y los espejos esféricos, omitiendo la matriz para una interfaz dieléctrica, con la cual se consideraría al medio activo. Para los fines de calcular el tamaño del haz en el medio amplificador para cada vuelta de la señal, el único efecto práctico del medio amplificador es extender mínimamente el camino óptico de la señal, así como introducir cierto grado astigmatismo. El medio amplificador que utilizamos es una barra de Ti:Zafiro de 5 mm de longitud, y el índice de refracción del Ti:Zafiro es $n = 1.76 @ \lambda = 800 \text{ nm}$. Con estos datos, el camino óptico efectivo de la señal en el medio amplificador es $L_{ef} = 8.8 \text{ mm}$, esto es, una diferencia de solo 3.3 mm. Para tener una idea acerca de la relevancia de este incremento en el camino óptico de la señal, calculamos el rango de Rayleigh del haz (z_R). El tamaño del haz de la señal, enfocado en el medio activo es $w = 267 \mu\text{m}$ $\text{HW}1/e^2M$, y le corresponde un rango de Rayleigh ($z_R = \pi w_0^2/\lambda$) $z_R = 27 \text{ cm}$; incluso, para un haz más pequeño, $w = 100 \mu\text{m}$, el rango de Rayleigh es $z_R \approx 3 \text{ cm}$. Estos valores son mucho más grandes que la diferencia de camino óptico introducida por el medio amplificador (3.3 mm), por lo que el cálculo para el tamaño del haz de la señal se puede realizar con suficiente precisión sin considerar la propagación de ésta a través del Ti:Zafiro.

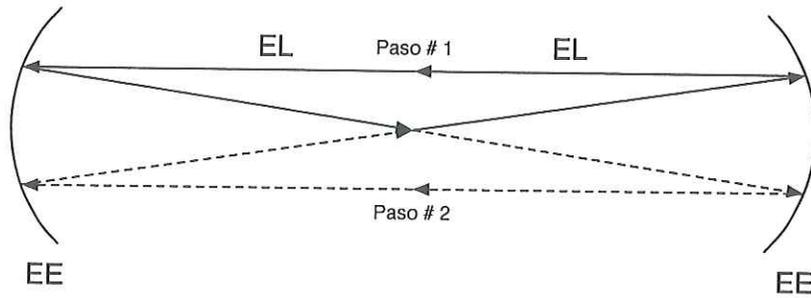
De las figuras 4, 5 y 6, los elementos básicos que componen a los amplificadores son esencialmente los mismos. Con la excepción de la ventana de zafiro y del radio de curvatura de uno de los espejos del amplificador de la figura 6, todos los demás componentes son iguales.

Ahora establecemos la matriz resultante para una vuelta completa de la señal en el amplificador que se ve en la figura 7. Partiendo del tamaño inicial de la señal en la

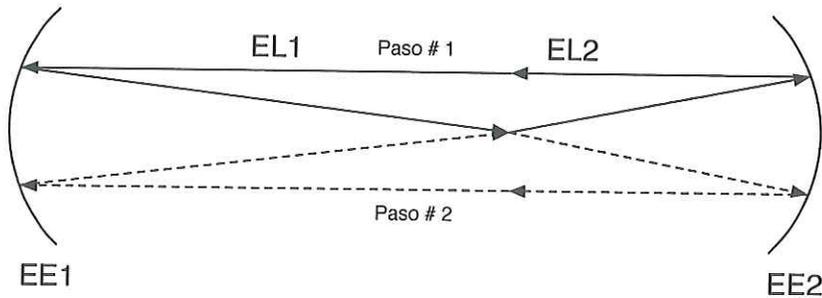
posición del medio amplificador, la matriz para una vuelta completa es

$$M = EL \times EE \times EL \times EL \times EE \times EL, \quad (3)$$

donde EL y EE (ecuaciones 1 y 2) son las matrices para el espacio libre y el espejo esférico respectivamente.



(a) Amplificador $R_1 = R_2$



(b) Amplificador $R_1 \neq R_2$

Figura 7: Trayectoria para una vuelta completa de la señal por un amplificador multi-paso. Como se puede observar, un vuelta completa equivale a dos pasos de la señal por el medio amplificador.

La matriz resultante para una vuelta completa será de la forma

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Ahora definimos el radio de curvatura complejo \tilde{q} en la posición z para un haz gaussiano, el cual está dado por [Yariv, 1991]

$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (5)$$

donde $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda, $w(z)$ es el tamaño del haz y λ es la longitud de onda del haz. Usando la matriz obtenida para propagar el haz a una posición dada (4), se puede calcular \tilde{q}_1 para el haz en dicho punto usando

$$\tilde{q}_1 = \frac{A\tilde{q}_0 + B}{C\tilde{q}_0 + D}, \quad (6)$$

donde \tilde{q}_0 es el radio de curvatura complejo para el haz en la posición inicial, con A , B , C y D tomados de los elementos de la matriz resultante para una vuelta completa.

Para obtener el valor del tamaño del haz en la cintura, aplicamos las matrices descritas previamente 1 y 2, y obtenemos los valores para A , B , C y D . Ahora calculamos \tilde{q}_1 y a partir de este valor, podemos obtener w de la ecuación 5. Este proceso se repite iterativamente para cada paso de la señal, obteniendo un valor de w para cada paso.

En los primeros dos amplificadores estudiados en este trabajo (figuras 4 y 5), los radios de curvatura de los espejos son los mismos ($R_1 = R_2 = 1 \text{ m}$) y la separación entre los espejos es la suma de las distancias focales de estos ($D = 1 \text{ m}$). La barra de Ti:Zafiro se encuentra a igual distancia de ambos espejos, por lo que el espacio libre entre la posición de la barra y los espejos es la misma ($l = 50 \text{ cm}$). La figura 7(a) muestra la trayectoria de la señal para este caso.

Para el amplificador con espejos de diferente radio de curvatura ver figura 6, $R_1 = 1 \text{ m}$ y $R_2 = 0.75 \text{ m}$. La distancia entre los espejos será $D = 87.5 \text{ cm}$, ahora tendremos dos valores para la propagación en el espacio libre $l_1 = 0.5 \text{ m}$, y $l_2 = 0.375 \text{ m}$. La

trayectoria del haz en este amplificador se presenta en la figura 7(b).

Usando estos datos, calculamos el tamaño del haz para estos amplificadores, obteniendo los resultados mostrados en la figura 8. Los resultados de esta figura para los amplificadores con $R_1 = R_2$ muestran que el tamaño del haz de la señal en el medio amplificador permanece constante para todos los pasos. Mientras que para el amplificador con $R_1 \neq R_2$ el tamaño del haz de la señal se incrementa en cada paso.

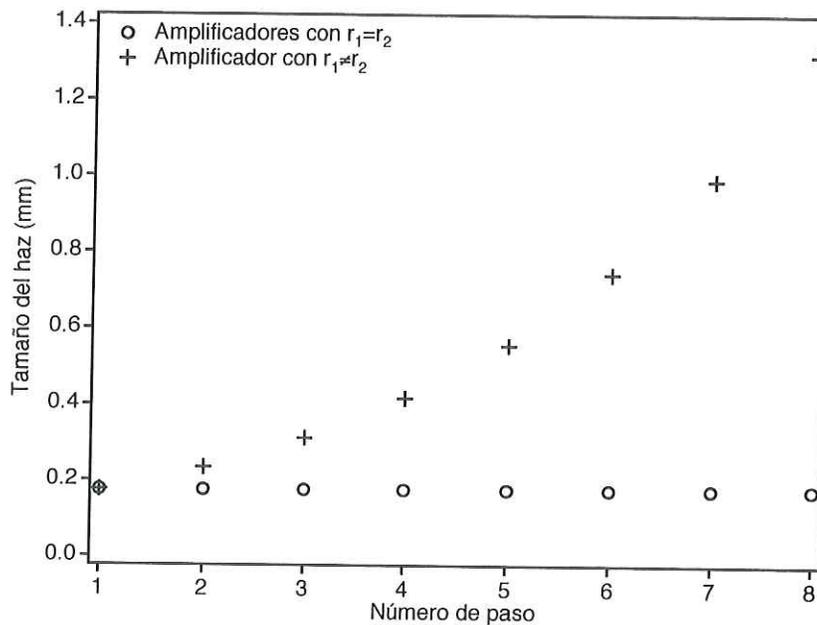


Figura 8: Gráfica de la variación del tamaño del haz de la señal en el medio amplificador.

En el primer caso, el haz de la señal permanece de un tamaño constante al pasar por el medio amplificador para todos los pasos. Esto se debe a que la configuración confocal usada es una cavidad semi-degenerada, en la que los elementos de la matriz $ABCD$ para una vuelta completa son $A = D = -1$ y $B = C = 0$. Para este tipo de cavidades, cualquier haz gaussiano que se introduzca, se reproducirá a sí mismo después de dos vueltas completas en la cavidad; es decir, esta cavidad puede acoplar prácticamente cualquier haz gaussiano [Arnaud, 1969]. En este caso, donde el haz permanece del mismo tamaño, podemos esperar que se alcance la saturación de la ganancia de manera

relativamente fácil. Conforme la energía del haz se incrementa con cada paso de la señal por el medio amplificador, la fluencia de ésta se incrementa de igual manera. Cuando esta fluencia alcanza la misma magnitud que la fluencia de saturación para el medio amplificador, la ganancia por paso se reduce significativamente. Esto puede ser negativo, en caso de que la fluencia de saturación se alcance cuando la energía de la señal es aún muy pequeña; haciendo que la eficiencia de extracción de energía del amplificador sea inaceptablemente baja. Aún así, existen aspectos positivos de la saturación de la ganancia. Principalmente, una vez alcanzado el nivel de energía necesario para saturar la ganancia, se puede obtener gran estabilidad en la salida del amplificador. Si se realizan suficientes pasos, la estabilidad que se puede alcanzar es posible que sea mayor que la estabilidad de la fuente de bombeo [Strohkendl *et al.*, 1994].

En el segundo caso, el tamaño de la señal se incrementa para cada paso. La tasa a la cual se incrementa el tamaño de la señal está relacionada con la razón entre los radios de curvatura de los espejos R_1/R_2 . En la figura 9 se muestra una gráfica con el tamaño del haz de la señal para amplificadores con diferentes valores para R_1/R_2 . De allí vemos que entre mayor sea la diferencia entre los radios de curvatura, mayor será la tasa a la cual crece el haz para cada paso.

Ya que la energía de la señal aumenta en cada paso y el área del haz aumenta también, la fluencia del haz se mantendrá relativamente baja. De esta manera será más difícil alcanzar saturación de la ganancia en el amplificador. El lado positivo es que es posible extraer mucha más energía que en el primer caso, pues al no saturar la ganancia, ésta se mantendrá casi constante para todos los pasos. Por otro lado, la estabilidad de este diseño puede no ser tan buena como en el otro caso, pues variaciones en la fluencia del bombeo pueden causar variaciones en la energía de salida más fácilmente que cuando se satura la ganancia. Otro problema, está relacionado con el tamaño final del haz de la señal en el medio amplificador. Idealmente, el haz de bombeo debe ser siempre mayor

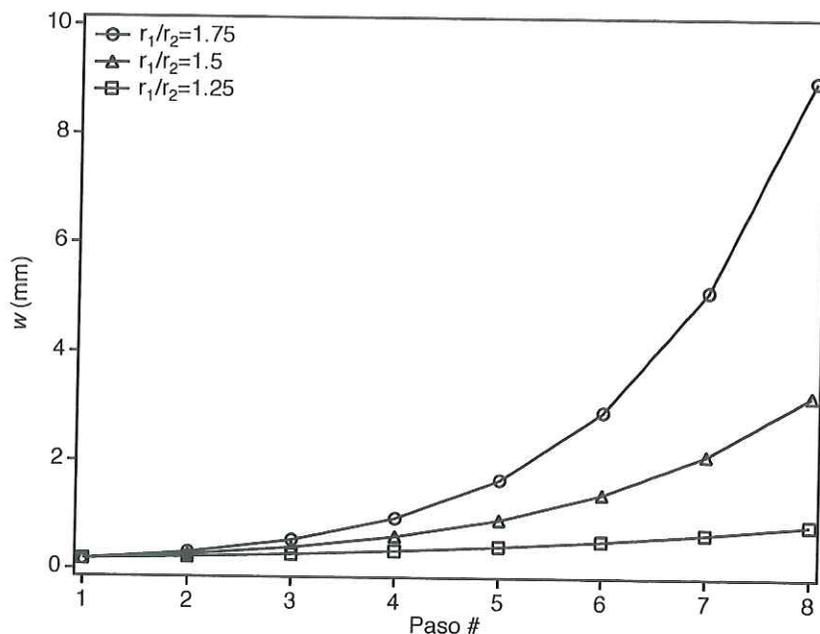


Figura 9: Tamaño del haz de la señal en el medio amplificador para distintos valores de R_1/R_2 .

que el haz de la señal en el medio amplificador. De esta manera nos aseguramos que a lo largo de todo el medio amplificador estos dos haces se traslapen. De la figura 8 el tamaño del haz para el octavo paso es $w^{(8)} \approx 1.3 \text{ mm}$. De tal manera que el tamaño del haz de bombeo necesario para tener un buen traslape, debe de ser al menos del mismo tamaño. El problema que esto representa es que al tener un haz de bombeo mayor, la fluencia de bombeo disminuye. La ganancia por paso en un amplificador depende directamente de la fluencia de bombeo. Así pues, entre mayor sea el tamaño del haz de bombeo, para mantener la fluencia y así la ganancia, la energía del bombeo debe de aumentar de manera acorde. Esto es importante si no se cuenta con un bombeo con la suficiente energía para proveer la fluencia necesaria para una alta ganancia por paso. En un escenario como este, es mejor utilizar un diseño en el que el haz de la señal permanezca constante.

3.2. Cálculo del factor de amplificación

Para describir la amplificación de un pulso en un medio amplificador, se deben de resolver las ecuaciones de Maxwell para el campo eléctrico, considerando al medio amplificador como un medio resonante de dos niveles. Hecho esto, obtenemos una ecuación de propagación (ecuación 7), otra para la polarización macroscópica (ecuación 8) y una más para la diferencia de población (ecuación 9) [Siegman, 1986, Lamb, 1971].

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \right) = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}_a}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial \mathbf{P}_a}{\partial t} + \omega_a^2 \mathbf{P}_a = K N \mathbf{E}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{N - N_e}{T_1} = \left(\frac{1}{\hbar \omega_a} \right) \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}_a}{\partial t}, \quad (9)$$

donde $\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} + \mathbf{P}_a$ es la polarización macroscópica total, \mathbf{P}_L corresponde a la parte lineal de la polarización macroscópica, \mathbf{P}_{NL} corresponde a la parte no lineal y \mathbf{P}_a es la polarización macroscópica resonante creada por el campo \mathbf{E} , N es la diferencia de población entre los niveles 1 y 2 del medio amplificador, N_e es la diferencia de población en ausencia de campo, ω_a es la frecuencia de resonancia de la transición, T_1 y T_2 son los tiempos de relajación y coherencia respectivamente, ϵ es la permeabilidad del vacío y c la velocidad de la luz. Finalmente, el factor K está dado por

$$K = \frac{3\omega_a \epsilon \lambda^3}{4\pi^2 T_1}, \quad (10)$$

donde ϵ es la permeabilidad y λ la longitud de onda de la luz.

Partiendo de las ecuaciones antes mencionada y despreciando los efectos no lineales, la dispersion material, así como las variaciones del campo y de la inversión de población

durante el intervalo de tiempo T_2 , y que las variaciones debidas a la emisión espontánea son también despreciables. Ahora escribimos de nuevo las ecuaciones para el campo, la polarización y la inversión en función de $I = (\epsilon_0 c/2)|E|^2$ y de N , resultando en las siguientes fórmulas [Basov *et al.*, 1966]

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial z} = \sigma_e(\omega) c N I, \quad (11)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{2^* \sigma_e(\omega)}{\hbar \omega} c N I. \quad (12)$$

Aquí $\sigma_e(\omega)$ es la sección transversal de emisión para la transición resonante y w^* es un factor que generaliza esta ecuación para sistemas con tiempos recombinación rápidos y lentos para los niveles de energía inferiores. En el caso de sistemas “lentos” $2^* = 2$, y para sistemas “rápidos” $2^* = 1$. A las ecuaciones 11 y 12 se les llama ecuaciones de transporte, también conocidas como ecuaciones de razón y expresan la conservación de la energía entre el pulso y el amplificador.

Para llegar a la expresión de Frantz-Nodvick, se deben sustituir algunas variables y realizar varias integraciones [Frantz y Nodvick, 1963]. Así, la ecuación de Frantz-Nodvick para calcular el perfil $I(t)$ de un pulso al pasar a través de un medio amplificador se escribe como

$$I(t) = \frac{I_0(t - \frac{z}{c})}{1 - \left[1 - \exp \left(-\sigma_a \int_0^z N(z') dz' \right) \right] \times \exp \left[-\left(\frac{2^* \sigma_a}{\hbar \omega_a} \right) \int_0^t I_0(t) dt \right]}. \quad (13)$$

Ahora suponemos que el medio amplificador es bombeado de manera uniforme en z , entonces podemos decir que $N(z) = N_0$. Así, a la salida del medio ($z = L$), la ecuación 13 se reescribe de la siguiente manera,

$$I_L(t) = I_0(t) \times \left[1 - (1 - G_0^{-1}) \exp\left(-\frac{J_0(t)}{J_{sat}}\right) \right]^{-1} \quad (14)$$

Donde $G_0 = \exp(\sigma_a N_0 L)$ es la ganancia para señal pequeña, J_{sat} es la fluencia de saturación del medio y $J_0(t) = \int_0^t I_0(t') dt'$ es la fluencia instantánea del pulso. Cuando $t = \infty$, $J_0(t)$ es simplemente la fluencia total del pulso. Esta ecuación nos permite directamente calcular el perfil temporal del pulso que está siendo amplificado.

Finalmente, para simplificar los cálculos aún más, podemos integrar la ecuación 14 en tiempo desde 0 hasta ∞ , lo que nos va a dar una ecuación en términos de las fluencias de entrada y salida del medio amplificador. En este trabajo usamos esta ecuación en la forma presentada por [Blanc *et al.*, 1993].

$$J_{out}^{(p)} = J_{sat} \ln \left(1 + G_0^{(p)} \left\{ \exp \left[\frac{J_{in}^{(p)}}{J_{sat}} \right] - 1 \right\} \right), \quad (15)$$

donde $J_{out}^{(p)}$ es la fluencia de salida para el paso p , $G_0^{(p)}$ es la ganancia para señal pequeña para cada paso de la señal, J_{sat} es la fluencia de saturación del medio amplificador y $J_{in}^{(p)} = \Gamma J_{out}^{(p-1)}$ es la fluencia de entrada, con Γ el coeficiente de pérdidas por paso para el amplificador. A continuación se explicarán en más detalle algunas de estas variables.

La ecuación para la ganancia de señal pequeña está dada por

$$G_0^{(p)} = \exp \left[\frac{J_{sto}^{(p)}}{J_{sat}} \right], \quad (16)$$

donde $J_{sat} = \hbar\omega/\sigma(\omega)$, con $\hbar = h/2\pi$ la constante de Planck ($\hbar = 1.05 \times 10^{34}$ Js), σ es la sección transversal de emisión y $\omega = 2\pi c/\lambda$ la frecuencia angular de la señal. Para el primer paso, hacemos $J_{sto}^{(1)} = \eta J_{abs} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_s} \right)$ y para los pasos subsecuentes $J_{sto}^{(p+1)} = J_{sto}^{(p)} - (J_{out}^{(p)} - J_{in}^{(p)})$, donde η es la eficiencia cuántica del medio amplificador, J_{abs} es la fluencia absorbida, λ_p y λ_s son la longitud de onda del bombeo y la señal respectivamente.

Cuando la fluencia de la señal sea mucho menor que la fluencia de saturación del medio, se puede aproximar el comportamiento de la ganancia usando la ecuación 16. A este régimen de operación del amplificador se le denomina de señal pequeña. En dicha ecuación hay dos parámetros que controlarán el factor de amplificación, J_{sat} que es la fluencia de saturación, la cual es una característica del material del medio amplificador, así que básicamente no tenemos control sobre ésta. Por otro lado, J_{sto} que es la fluencia almacenada en el medio amplificador, es un valor que sí podemos controlar mediante la fluencia de bombeo. La fluencia de bombeo $J_b = E/A$, estará definida por la energía individual de los pulsos de bombeo E y el área del haz de bombeo en el medio amplificador A . Típicamente, se cuenta sólo con una fuente de bombeo que tiene una energía por pulso fija. Así que el único parámetro que nos queda para controlar la fluencia de bombeo, y así la ganancia del amplificador será el área del haz de bombeo en el medio amplificador. En caso de bombear con más de un bombeo, las fluencias individuales de cada uno de estos se suman para obtener la fluencia total del bombeo.

A continuación se presenta la tabla I con los valores usados para realizar algunos cálculos para un amplificador multi-paso. Los cálculos realizados con dichos valores se muestran en la figura 10, donde se muestra la energía de la señal después de cada paso por el medio amplificador. Se muestran varios resultados obtenidos variando únicamente la energía de bombeo. En este caso consideramos un amplificador multi-paso con espejos esféricos del mismo radio de curvatura.

Vemos en la figura 10 los resultados esperados. A mayor energía de bombeo mayor es el factor de amplificación, y se alcanza la fluencia de saturación con menos pasos que para energías menores. Igualmente se puede observar que para una cantidad suficiente de pasos, en el caso de la figura ya mencionada, para 16 pasos, la energía de salida del amplificador es prácticamente la misma para casi todas las energías de bombeo demostradas. Esto también es un resultado esperado, ya que la fluencia de saturación

Tabla I: Valores usados para calcular la fluencia de salida para un amplificador multi-paso. Los resultados se muestran en la figura 10.

Variable	Valor
Numero de pasos	$N = 16$
Fluencia de saturación para el Ti:Zafiro	$J_{sat} \approx 0.9 \text{ J/cm}^2$
Coefficiente de pérdidas por paso	$\Gamma \approx 0.9$
Eficiencia cuántica	$\eta \approx 0.9$
Longitud de onda del bombeo	$\lambda_p = 532 \text{ nm}$
Longitud de onda de la señal	$\lambda_s = 803 \text{ nm}$
Tamaño del haz de bombeo	$w_b = 750 \text{ } \mu\text{m}$ (FW1/e ² M)
Energía inicial de entrada de la señal	$E_{ini} = 1 \text{ nJ}$
Tamaño de el haz de la señal en el medio amplificador	$w_s = 180 \text{ } \mu\text{m}$ (FW1/e ² M)
Coefficiente de absorción del medio amplificador	$\alpha = 0.85$

limita la cantidad de energía que se puede extraer del medio amplificador, después de cierta cantidad de pasos la energía de salida es relativamente estable. Pero como se mencionó previamente, normalmente sólo se tienen acceso a un láser de bombeo con una energía de salida fija. Así pues, el único parámetro con el que podemos controlar la fluencia de bombeo es el tamaño del haz de bombeo en el medio amplificador. Esto se logra utilizando lentes para enfocar el haz de bombeo hasta el tamaño deseado que nos de la fluencia de bombeo necesaria para obtener una energía de salida del amplificador del orden de la fluencia de saturación del medio amplificador. Ahora, usando los mismos valores de la tabla I, pero manteniendo la energía de bombeo fija ($E_b = 40 \text{ mJ}$), probamos diferentes tamaños del haz de bombeo. En la figura 11 se presentan los resultados de los cálculos obtenidos variando w_b .

De nuevo, los resultados de la figura 11 son los que se esperaban. Para una energía de bombeo por pulso constante, la fluencia de bombeo se puede controlar variando el tamaño del haz de bombeo. Entre más pequeño sea el haz de bombeo, mayor será la fluencia de bombeo en el medio amplificador, y a su vez, la ganancia para señal pequeña mostrada en la ecuación 16 será igualmente mayor. Tomando en cuenta solo ocho pasos,

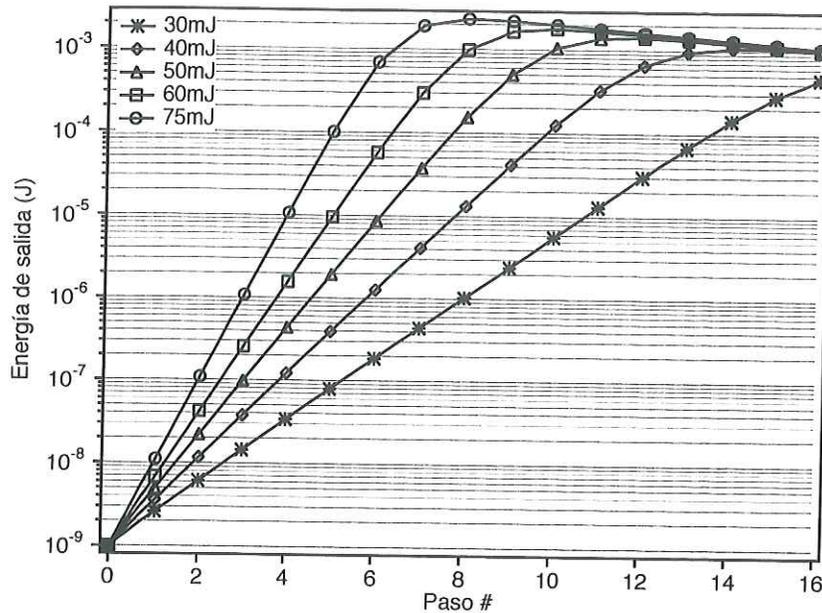


Figura 10: Cálculo para la energía de salida de un amplificador multipaso. Se muestran curvas con resultados para varias energías de bombeo.

vemos que la diferencia en la energía de salida del amplificador presenta grandes variaciones. en cambio cuando consideramos 16 pasos, las energías de salida solo muestran variaciones ligeras a pesar de que las energías de bombeo son muy diferentes. Esto es consecuencia de la saturación de la ganancia y es una ventaja para estabilizar la salida del amplificador.

Algunas restricciones que existen en cuanto a la fluencia de bombeo son el umbral de daño para el medio amplificador y el traslape entre el bombeo y la señal. En el primer caso, no podemos bombear con una fluencia mayor que el umbral de daño para el medio amplificador. Por lo tanto debemos de evitar que la posición del foco del haz de bombeo se encuentre dentro del medio amplificador para prevenir efectos no lineales como autoenfocamiento. En dichos casos es muy probable que se dañe el medio amplificador con el bombeo. En el segundo caso, el tamaño del haz de bombeo debe de ser mucho más grande que el haz de la señal en el medio amplificador. Esto es para asegurar que exista el mayor traslape posible entre estos dos haces para todos los pasos de la señal por el

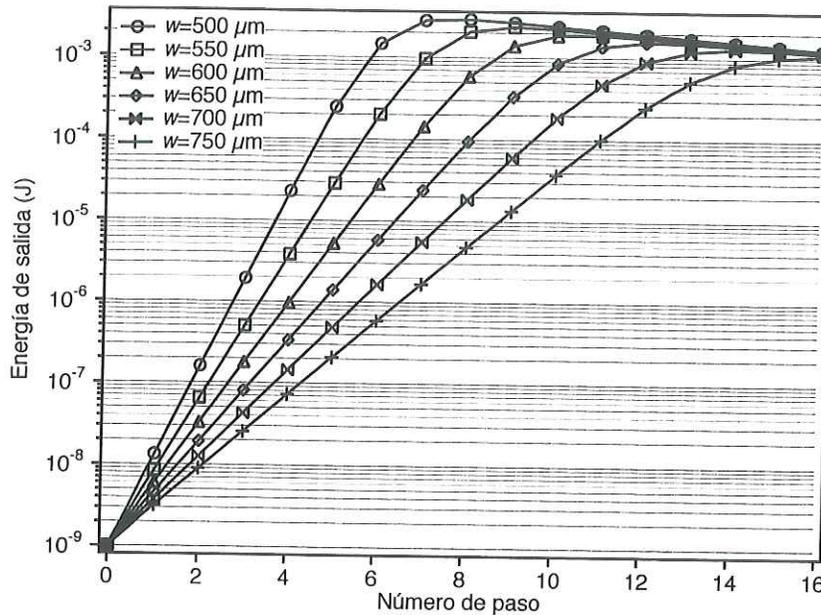


Figura 11: Cálculo de la energía de salida de un amplificador multipaso en función del número de pasos. Se muestran varias curvas para diferentes tamaños del haz de bombeo en el medio amplificador, a una energía de bombeo constante $E_b = 40 \text{ mJ}$.

medio amplificador. Debemos señalar que en un amplificador multi-paso, a diferencia de un amplificador regenerativo, el bombeo y la señal no son colineales. En un amplificador multi-paso, los pasos de la señal usualmente entran al medio amplificador a diferentes ángulos, incrementándose el ángulo entre más pasos subsecuentes. Por lo general no es necesario tomar en cuenta el traslape, ya que el reducido número de pasos de un amplificador multi-paso comparado con el de un regenerativo no es suficiente para que el traslape sufra significativamente.

Hasta ahora hemos descrito como se puede calcular la energía de salida para un amplificador multi-paso. Primero se debe calcular el tamaño del haz para cada paso de la señal por el medio amplificador. Para esto se utilizan matrices $ABCD$ para propagar el haz gaussiano de la señal dentro del amplificador. El diámetro del haz para cada paso se obtiene usando las ecuaciones 5 y 6. Finalmente, con los valores para el tamaño del haz calculamos la fluencia de salida para cada paso. Para ello utilizamos la ecuación 15,

con la que podemos obtener la fluencia del haz de la señal después de cada paso por el medio amplificador.

Capítulo 4

Resultados experimentales

Uno de los objetivos principales de este trabajo es el de desarrollar e implementar un sistema de amplificación de pulsos ultra-cortos usando la técnica de CPA. Para este fin, se implementó en el laboratorio dicho sistema. Todas las etapas del sistema fueron construidas en el laboratorio, incluyendo el expansor y el compresor, así como las diferentes configuraciones de amplificador multi-paso descritas en las secciones 2.2.1, 2.2.2 y 2.2.3. Además, para medir la duración de los pulsos ya amplificados, se construyó un autocorrelador para hacer la autocorrelación de pulsos individuales, luego de salir del sistema CPA. Finalmente, se implementó un sistema para sincronizar el bombeo con la señal dentro de la etapa del amplificador. En este capítulo se darán más detalles de los componentes del sistema de amplificación, así como sobre los resultados obtenidos con éste.

4.1. Oscilador

El oscilador es la fuente inicial de los pulsos ultra-cortos que se desean amplificar, en nuestro caso, el oscilador es un láser de Ti:Zafiro de modos amarrados. La barra de Ti:Zafiro utilizada en este láser es de 9 *mm* de longitud con una absorción de 92% para

la longitud de onda de bombeo de 514 nm . El bombeo es un láser de Ar^+ operando en modo multi-línea, con una potencia de bombeo de 5 W . En la figura 12 se puede ver un diagrama de el oscilador.

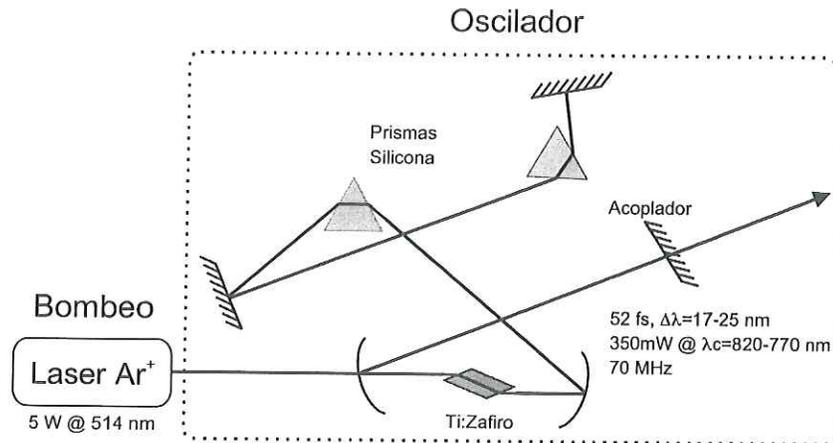


Figura 12: Esquema de la configuración del oscilador implementada para el sistema de amplificación.

Este oscilador produce pulsos de $\tau_p = 52 \text{ fs}$ FWHM (figura 13(a)) de duración con una potencia promedio $P = 420 \text{ mW}$, a una frecuencia de repetición $f = 70 \text{ MHz}$, lo que implica una energía por pulso $E_{pp} = 6 \text{ nJ}$. En la figura 13 se observa la traza de autocorrelación de los pulsos de salida del oscilador, así como su espectro de longitudes de onda, el cual tiene un ancho $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$ FWHM (figura 13(b)) centrado en $\lambda_c = 803 \text{ nm}$. Para obtener la auto-correlación del pulso se utilizó un auto-correlador que fue construido en nuestro laboratorio. Este utiliza absorción de dos fotones (TPA en inglés) en un diodo LED para medir la traza de auto-correlación de segundo orden del pulso [García Arthur *et al.*, 2003].

Asumiendo un perfil temporal gaussiano para los pulsos, sabemos que el producto $\Delta\nu_p\tau_p = 0.441$ cuando el pulso está comprimido a su mínima duración. Usando los datos de la figura 13, con $\Delta\nu = c\Delta\lambda/\lambda_c^2$, obtenemos que $\Delta\nu_p\tau_p = 0.487$, esto quiere decir que nuestros pulsos son 10% más largos que lo mínimo posible ($\tau_{pmin} = 47 \text{ fs}$)

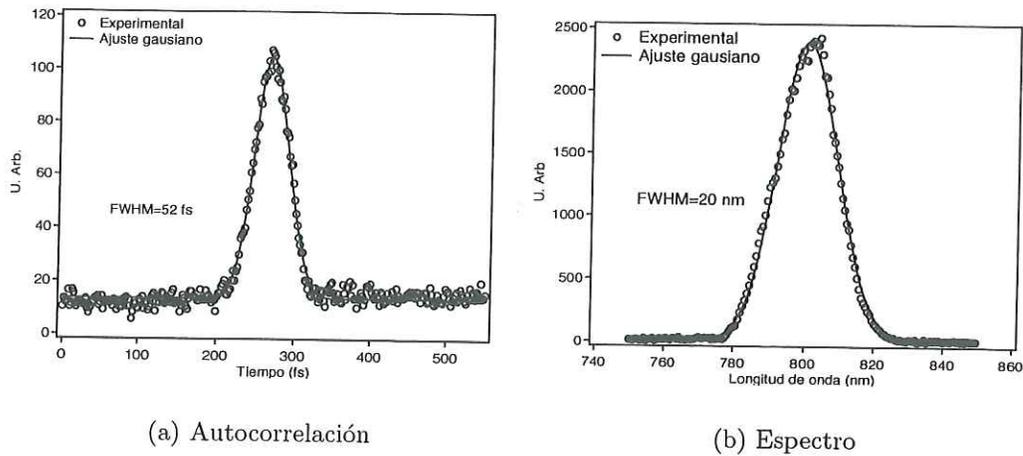


Figura 13: Características de los pulsos de salida del oscilador.

con el espectro de la figura 13(b). Lo cual nos indica, que las diferentes componentes en frecuencia que componen al pulso están distribuidas a lo largo del perfil temporal del pulso. Cuando esto sucede, las componentes en frecuencia del pulso tienen una modulación en el tiempo, a lo que se le conoce como “chirp”. Idealmente se espera que los pulsos de salida del oscilador sean lo más cortos posibles, y cuando esto no se logra dentro de la cavidad del oscilador, se pueden implementar algunos arreglos ópticos que permitan comprimir los pulsos a su mínima duración.

Este chirp no representa un problema, ya que en la siguiente etapa del sistema de amplificación (expansor), se va a añadir aún más chirp a estos pulsos con el propósito de incrementar la duración de los mismos, como se describió en la sección 2.1.2. Además, en la etapa final del sistema, donde los pulsos son comprimidos hasta casi su duración original en el compresor, es posible corregir en su mayor parte el chirp añadido al pulso a través del sistema si se cuenta con un diseño que permita corregir para muchos órdenes de dispersión.

4.2. Expansor

Los pulsos del oscilador se envían al expansor para ser estirados en tiempo y así disminuir la potencia pico de estos sin disminuir su fluencia drásticamente. Esto permite que los pulsos se puedan amplificar hasta potencias muy altas sin dañar el medio amplificador o distorsionar el pulso amplificado.

El diseño del expansor implementado en el laboratorio se muestra en la figura 14. Este diseño originalmente utiliza dos rejillas de difracción [Martínez, 1987], aunque por lo general se suele utilizar un espejo plano para “doblar” el arreglo, permitiendo que éste se pueda implementar con una sola rejilla.

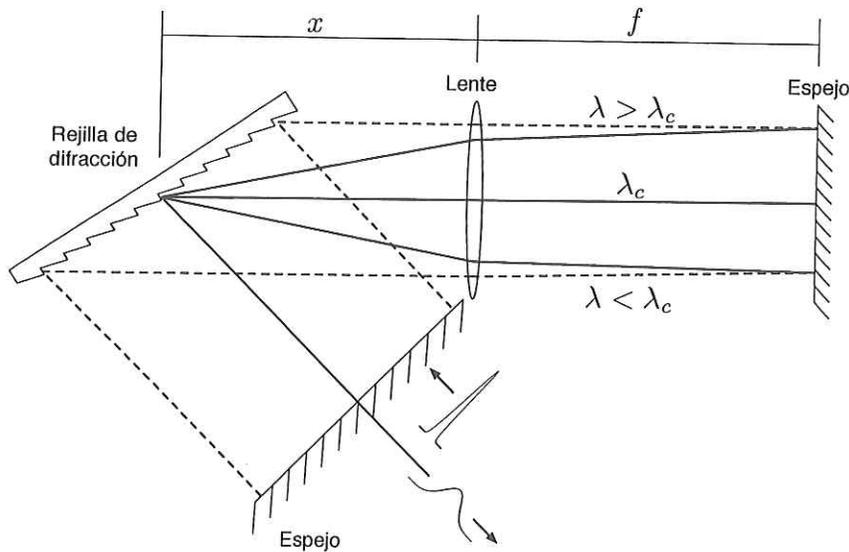


Figura 14: Esquema del diseño del Expansor. Las líneas punteadas representan al haz ligeramente desplazado verticalmente.

De la figura 14 observamos que las longitudes de onda más largas recorren un camino óptico más corto que las longitudes de onda más cortas, introduciendo así dispersión positiva al pulso. La cantidad de dispersión añadida al pulso va a estar determinada por la separación x entre la rejilla de difracción y la lente, esta separación debe ser menor a la distancia focal de la lente. Entre más cerca a la lente se encuentre la rejilla, mayor

será la dispersión introducida al pulso.

La rejilla de difracción usada en nuestro arreglo es cuadrada de dos pulgadas por lado. La lente tiene un diámetro de 2 pulgadas, es acromática con una distancia focal $f = 50 \text{ cm}$ y se encuentra a una distancia de la rejilla $x = 23.5 \text{ cm}$. Todos los espejos mostrados en el arreglo de la figura 14 tienen un diámetro de dos pulgadas. La distancia de la lente al espejo plano es como se indica en la figura, igual a la longitud focal de esta.

La duración de los pulsos a la salida del expansor, fue medida utilizando un osciloscopio de 20 GHz de ancho de banda, y un fotodiodo rápido de 7 GHz de ancho de banda. Los resultados obtenidos de estas mediciones se presentan en la figura 15 mostrando una duración medida de los pulsos de 134 ps . Ya que la respuesta del detector está muy cerca de la duración esperada para los pulsos alargados, ésta no será la duración real de los pulsos. Para poder tener un valor para la duración del pulso más cercano al valor real, debemos considerar la respuesta del sistema a un impulso. Para obtener la respuesta al impulso del sistema de medición (osciloscopio y fotodiodo), medimos los pulsos de salida del oscilador ($\tau_p = 52 \text{ fs}$), que para propósitos prácticos representan una función impulso comparada con la respuesta temporal del osciloscopio y del fotodiodo. El resultado de esta medición se muestran en la figura 15.

Sabemos que el valor obtenido para la duración del pulso de los datos de la figura 15 es el resultado de una convolución entre la respuesta al impulso del sistema de medición con el pulso real de salida del expansor. Para poder obtener un valor mas acorde a la realidad para la duración del pulso debemos deconvolucionar la señal obtenida con el sistema de medición. Es decir,

$$f_{med}(t) = f_{imp}(t) * f_{real}(t), \quad (17)$$

donde f_{med} es la función medida por nuestro sistema de medición, f_{imp} es la respuesta al

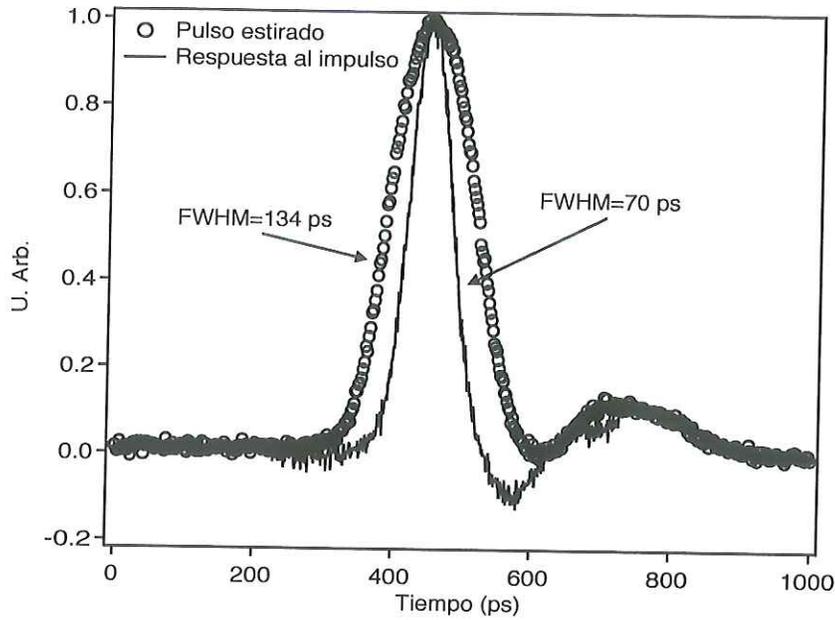


Figura 15: Perfil de la respuesta al impulso para el sistema de medición de los pulsos estirados y perfil de los datos obtenidos con dicho sistema a la salida del expansor.

impulso del sistema de medición y f_{real} es la función real de la señal que queremos medir. Para poder implementar la deconvolución, debemos pasar al espacio de las frecuencias aplicando una transformada de Fourier, obteniendo

$$\mathcal{F}\{f_{med}(t)\} = \mathcal{F}\{f_{imp}(t)\} \times \mathcal{F}\{f_{real}(t)\}. \quad (18)$$

Ahora solo debemos despejar la función f_{real} y aplicar la transformada inversa

$$f_{real}(t) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\frac{f_{med}(\omega)}{f_{imp}(\omega)}\right\}. \quad (19)$$

Asumiendo que la respuesta al impulso y que el perfil de los datos obtenidos de los pulsos alargados son gaussianos (ver figura 15), tenemos que

$$f_{real}(t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F} \left\{ e^{-\frac{2t^2}{t_{imp}^2}} \right\}}{\mathcal{F} \left\{ e^{-\frac{2t^2}{t_{med}^2}} \right\}} \right\}. \quad (20)$$

Donde t_{imp} es el ancho HW1/ e^2 M de la respuesta al impulso del sistema de medición, y t_{med} es el ancho HW1/ e^2 M del perfil del pulso alargado obtenido con dicho sistema. El resultado de la ecuación 20 es

$$f_{real}(t) = \left(\frac{2t_{med}}{t_{imp} \sqrt{t_{med}^2 - t_{imp}^2}} \right) e^{\left(\frac{2t^2}{t_{med}^2 - t_{imp}^2} \right)}. \quad (21)$$

De esta ecuación podemos facilmente obtener la duración real del pulso τ_{real} (FWHM) de la siguiente manera

$$\tau_{real} = 1.1774 \sqrt{(t_{med}^2 - t_{imp}^2)}. \quad (22)$$

Usando los datos obtenidos de la figura 15, con $t_{med} = 113 \text{ ps}$ y $t_{imp} = 59 \text{ ps}$, la duración real del pulso es de $\tau_{real} = 114 \text{ ps}$ (FWHM).

La duración de los pulsos alargados también puede ser calculada utilizando los parámetros del arreglo óptico. La ecuación para calcular el retraso $\Delta\tau$, introducido por nuestro expansor entre las componentes de frecuencia del pulso es la siguiente [Naik y Sharma, 2000]:

$$\Delta\tau = \left[\frac{4(f-x)m^2\lambda}{cd^2 \cos^2 \theta} \right] \Delta\lambda. \quad (23)$$

Donde f y x (ver figura 14) son la distancia focal de la lente y la distancia entre la rejilla y la lente, λ es la longitud de onda central del pulso, θ es el ángulo de difracción para λ , $\Delta\lambda$ es el ancho espectral del pulso, m es el orden de difracción, c la velocidad

de la luz y d la separación entre líneas en la rejilla.

En nuestro arreglo utilizamos una rejilla con 1200 líneas/mm, los demás datos son: $f = 50 \text{ cm}$, $x = 24.5 \text{ cm}$, $\lambda = 803 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$ FWHM y $\theta = 36.3^\circ$. Introduciendo estos valores en la ecuación 23, obtenemos $\Delta\tau = 125 \text{ ps}$. Este valor es bastante cercano al obtenido de la deconvolución de los datos obtenidos con el detector rápido previamente descrito.

En la figura 16 se presenta el espectro del pulso después de haber pasado por el expansor con ancho $\Delta\lambda = 18,6 \text{ nm}$. Este es ligeramente más angosto que el que entra al expansor, lo que se debe a que éste tiene un ancho de banda limitado por el tamaño de la óptica utilizada en su construcción. La lente y los espejos en nuestro arreglo tienen dos pulgadas de diámetro y la rejilla es de dos pulgadas por lado. Debido a estas dimensiones, el espectro de salida del expansor se observa cortado.

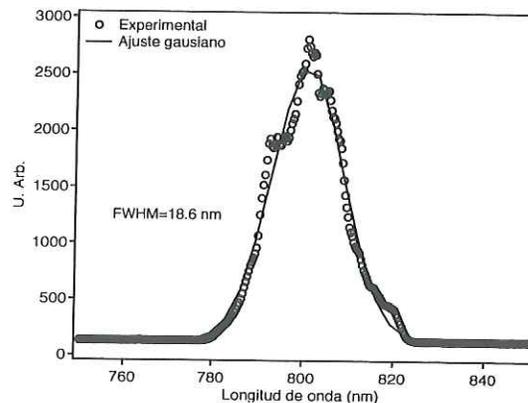


Figura 16: Espectro del pulso después de haber pasado por el expansor. Se observa que el espectro está cortado debido a que los componentes ópticos del expansor no soportan el espectro completo de los pulsos de salida del oscilador.

Esta disminución en el ancho espectral tiene como consecuencia, que una vez amplificado el pulso, y comprimido en la etapa final, no sea posible alcanzar la mínima duración para el pulso debido al reducido ancho de banda comparado con el de la figura 13(b). Con el ancho de banda obtenido de la figura 16, la mínima duración para un

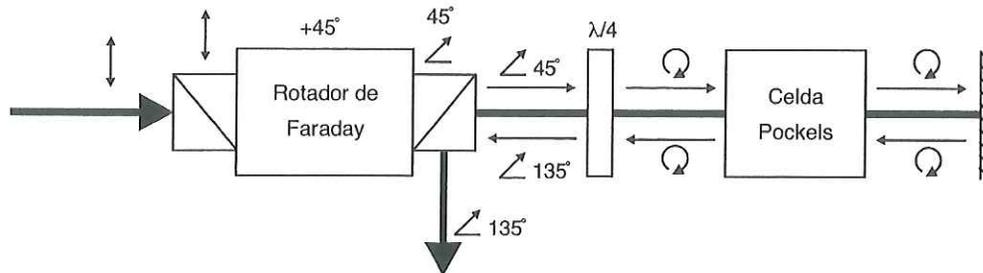
pulso con $\Delta\lambda = 18.6 \text{ nm}$ es de $\tau_p = 51 \text{ fs}$.

La etapa del expansor es la que permite que esta técnica sea tan exitosa, ya que al alargar la duración del pulso reduce la potencia pico por un factor igual al factor por el que el pulso es alargado. La fluencia y la energía del pulso permanecen prácticamente sin cambio, pues las únicas pérdidas que sufre el pulso en el expansor, son debidas principalmente a la eficiencia de difracción de la rejilla de difracción. Una eficiencia típica para las rejillas es de $\approx 90 \%$, como el pulso incide cuatro veces en la rejilla, la transmitancia del expansor es $\approx 65 \%$. Aunque para el diseño implementado para este trabajo existen otras pérdidas debidas a las dimensiones de los elementos ópticos usados en el expansor, por esto, nuestro expansor tienen una transmitancia medida de $\approx 38 \%$.

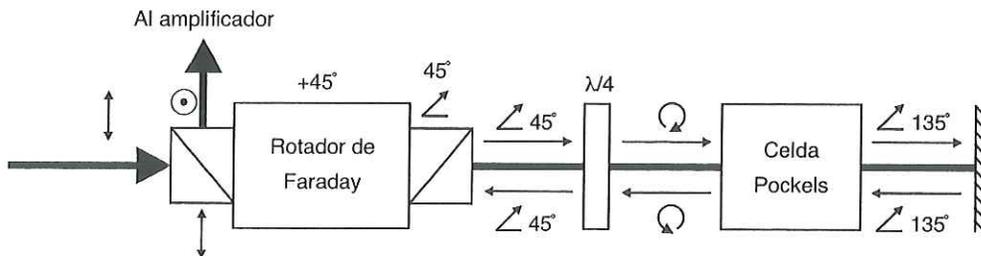
4.3. Selector de pulsos

El selector de pulsos tiene la función de permitir que sólo llegue un pulso a la vez al amplificador a una frecuencia de repetición de 10 Hz . En la figura 17 se presenta el diagrama del selector de pulsos construido para el sistema de amplificación. Funciona de la siguiente manera. El aislador óptico, consiste en un rotador de Faraday colocado entre dos polarizadores lineales colocados a 45° entre uno y otro. Este aislador, además de ser parte de el selector de pulsos minimiza cualquier retroalimentación que pudiera llegar al oscilador, manteniendo la estabilidad en la operación de éste. El primer polarizador del aislador deja pasar a la señal hacia el rotador de Faraday. Dicho rotador gira la polarización lineal de la señal de entrada 45° . El segundo polarizador se encuentra alineado con la polarización de salida del rotador de Faraday, por lo que permite que la señal pase libremente. A continuación se encuentra una placa retardadora de $\lambda/4$, que cambia la polarización de la señal, haciéndola circular. La señal, ahora polarizada circularmente se encuentra con la celda Pockels, la cual tiene dos estados; desactivada

y activada. Cuando la celda se encuentra desactivada (figura 17(a)), la polarización de la señal no sufre cambio alguno. La señal es ahora reflejada por el espejo plano al final del arreglo, recorriendo la misma trayectoria, ahora en sentido contrario y sin cambiar su polarización hasta llegar de nueva cuenta a la placa retardadora. La placa, cambia la polarización de la señal a lineal, pero a 90° respecto a como salió del aislador. Por esto ahora la señal es rechazada por el polarizador de salida del aislador.



(a) Celda Pockels desactivada



(b) Celda Pockels activada

Figura 17: Diagrama del selector de pulsos del sistema de amplificación.

Cuando la celda Pockels ha sido activada (ver figura 17(b)), ésta cambia la polarización de la señal de circular a lineal, perpendicular a como ésta salió del aislador. Dicha señal es reflejada en el espejo plano y enviada por la misma trayectoria, donde la celda Pockels cambia esta polarización lineal a circular. La señal con polarización circular pasa ahora por la placa retardadora que convierte la polarización a lineal, alineada con el polarizador de salida del aislador. La señal puede así pasar al rotador de Faraday, donde se gira su polarización 45° más por lo que ahora es rechazada por el primer polarizador del aislador. Esta señal es ahora dirigida hacia el amplificador.

Cuando el selector de pulsos se encuentra operando de manera regular, la celda Pockels es activada sólo por unos cuantos nanosegundos, suficientes para dejar pasar hacia el amplificador un solo pulso. El tiempo que la celda Pockels está activada puede ser variado, permitiendo la amplificación de ráfagas de uno, dos, tres o más pulsos. Este selector de pulsos es activado por un sistema de sincronización que usa como reloj el tren de pulsos del oscilador de Ti:Zafiro.

4.4. Etapa de amplificación

En esta etapa los pulsos ya alargados en la etapa del expansor son amplificados. Como amplificador se han implementado tres diferentes configuraciones de amplificador multi-paso. En la primera de ellas los pasos de la señal dentro del amplificador se encuentran distribuidos en un solo plano. En la segunda configuración, el amplificador multi-paso presenta una ligera modificación con respecto a la primera, y con los mismos componentes, se logra distribuir los pasos de la señal en dos planos dentro del amplificador. En el último diseño implementado, se usan dos espejos esféricos de diferente radio de curvatura para lograr los pasos de la señal por el medio amplificador, en esta configuración como en el primera, los pasos están en un solo plano.

4.4.1. Amplificador multi-paso en un solo plano

En este diseño usamos un par de espejos esféricos de dos pulgadas de diámetro con un radio de curvatura de un metro, es decir la distancia focal de estos espejos es de $f = 50 \text{ cm}$. Los espejos están separados por una distancia de un metro en una configuración confocal, de esta manera los puntos focales de ambos están localizados en la misma posición, como se muestra en la figura 18.

El medio de amplificación es una barra de Ti:Zafiro de 5 mm de longitud, y 4.5 mm

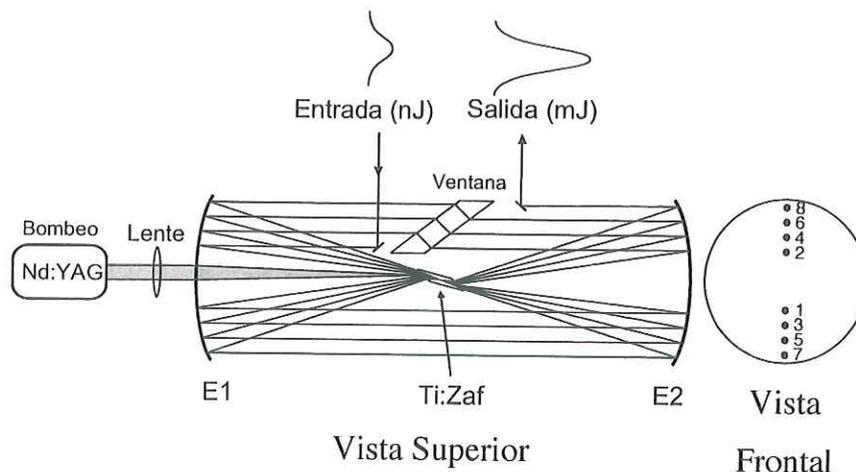


Figura 18: Diagrama del primero de los amplificadores multi-paso implementados en el sistema de amplificación. En este, la trayectoria de la señal dentro del amplificador se encuentra contenida en un solo plano.

de diámetro, con una absorción de 88%. Algunas características de interés del medio activo, se pueden encontrar en la tabla II. Dicha barra está colocada entre los dos espejos esféricos, en la posición donde se encuentran los puntos focales de éstos.

Tabla II: Características del Ti:Zafiro.

$Ti^{3+}:Al_2O_3$	
Índice de refracción	$n = 1.76 @ 800 \text{ nm}$
Índice de refracción no-lineal	$n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/W$
Pico de absorción	$\lambda \sim 490 \text{ nm}$
Pico de emisión	$\lambda \sim 790 \text{ nm}$
Ancho de banda de la fluorescencia (FWHM)	$\Delta\lambda \sim 180 \text{ nm}$
Tiempo de vida de la fluorescencia (@20°C)	$\tau = 3.2 \text{ }\mu\text{s}$
Sección transversal de absorción	$9.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$
Sección transversal de emisión estimulada	$\sigma = 3.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Eficiencia cuántica	$\eta \sim 0.9$
Fluencia de saturación (@ 0.795 μm)	$E_{sat} \approx 1 \text{ J/cm}^2$

Una ventana de zafiro de 5 mm de espesor está colocada como se muestra en la figura 18. Esta ventana tiene la función de desviar la trayectoria del haz de la señal para poder desplazar lateralmente el haz y así poder realizar varios pasos y extraer el

haz fácilmente. La ventana de zafiro es la característica principal de este amplificador. La inclinación de ésta respecto al haz va a determinar la separación entre las trayectorias de la señal en el amplificador. En nuestro caso, la ventana es circular con un diámetro de una pulgada y cinco mm de espesor, con un índice de refracción de 1.76 a 800 nm. Ya que la ventana no tiene ningún recubrimiento anti-reflector, ésta se coloca al ángulo de Brewster (60.4° para la señal $\lambda = 800 \text{ nm}$) para minimizar las pérdidas por reflexión.

Calculando el desplazamiento lateral introducido por la ventana usando los datos mostrados previamente, se obtiene una distancia de 2.9 mm. Este desplazamiento, es constante para todos los pasos, a diferencia de otros diseños [Wojtkiewicz y Durfee, 2004, Teng *et al.*, 2001, Georges *et al.*, 1991], donde esta distancia entre los haces se incrementa para cada paso, lo que disminuye la cantidad de pasos que se pueden acomodar en el amplificador. Así mismo, la distancia entre los haces se puede variar cambiando el ángulo de la ventana, usando otra ventana de un material con índice de refracción distinto o de diferente grosor. se debe tomar en cuenta que al variar el ángulo de dicha ventana, se generarán pérdidas al alejarnos del ángulo de Brewster.

En nuestro caso, considerando que el diámetro de los espejos esféricos es de dos pulgadas y de acuerdo la figura 4, se puede estimar que el máximo número de pasos que se pueden acomodar en este arreglo idealmente es de 18 (ver figura 19). A pesar de que es posible ajustar 18 pasos en los espejos, aunque existen algunos factores que limitan este número de pasos a un valor un poco menor. De la figura 19 se observa que los dos pasos que se encuentran a los lados del centro del espejo, serían prácticamente imposibles de implementar, debido a que el espejo de entrada de la señal bloquearía el paso del bombeo y a que la alineación sería muy complicada, como se puede deducir de la figura 18. La cantidad de pasos estará limitada además, por el tamaño de el haz de la señal en los espejos esféricos, ya que debemos evitar que estos se traslapen, lo que dificultaría la extracción del haz ya amplificado, debido a lo cerca que se encuentran

los haces uno de otro. Por otro lado, debido a las dimensiones de la ventana de zafiro con la que contamos en el laboratorio, solo nos es posible realizar ocho pasos de una manera confiable.

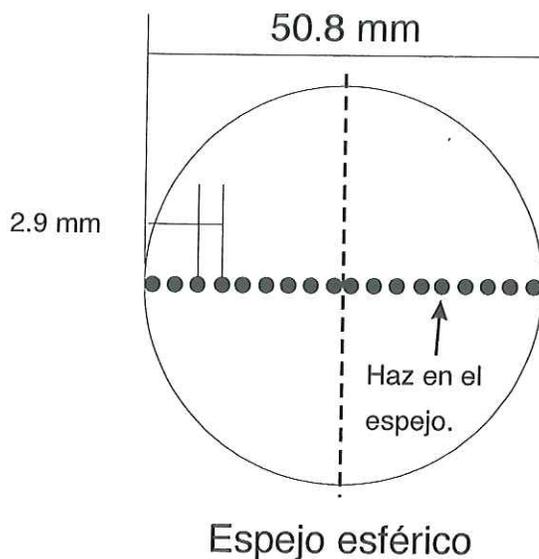


Figura 19: Espejo esférico del amplificador, mostrando que idealmente es posible soportar 16 pasos usando espejos de dos pulgadas de diámetro, con una separación entre haces de 2.9 mm.

Para el espejo de entrada al amplificador, se necesita que este sea muy pequeño, porque se encontrará colocado en una posición donde varios haces están muy cerca (ver figura 18). En el arreglo construido en el laboratorio usamos un espejo con recubrimiento de aluminio, el cual fue cortado para que pudiese ser colocado en dicha posición. Este espejo de aluminio, causa pérdidas a la señal de entrada ya que la reflectancia del mismo no es la deseable para este tipo de aplicaciones. Se hizo uso de este tipo de espejo puesto que no se tuvo acceso a uno con recubrimiento dieléctrico para gran ancho de banda de las dimensiones deseadas.

Se usaron dos láseres pulsados para bombear al medio amplificador. Estos son láseres de Nd:YAG con conmutación Q (Q-switched), equipados con un doblador de frecuencia para obtener $\lambda = 532 \text{ nm}$ como la longitud de onda de salida. Los pulsos de bombeo

tienen una duración de $\tau_p = 5 \text{ ns}$ (FWHM) y energías de 19 y 18 mJ respectivamente para el *bombeo1* y el *bombeo2*. Estos láseres, emiten sus pulsos a una frecuencia de repetición la cual fue seleccionada a 10 Hz. Esta frecuencia de repetición es controlada por un sistema de sincronización que se muestra en la figura 20, que utiliza como *reloj maestro* los pulsos de salida del oscilador. Un fotodiodo registra el tren de pulsos del oscilador, este tren tiene una frecuencia de $f = 70 \text{ MHz}$. La señal del fotodiodo es enviada a un divisor de frecuencia, de donde se obtiene una señal de salida a 10 Hz. Esta señal se alimenta como *disparo* para la lámpara de destello de ambos bombeos. El sistema de control interno del *bombeo1* genera una señal para el Q-Switch interno de este láser, el cual se usa para *disparar* el Q-Switch del *bombeo2*. De esta manera nos aseguramos que los dos bombeos emitan un pulso cada uno casi de manera simultánea.

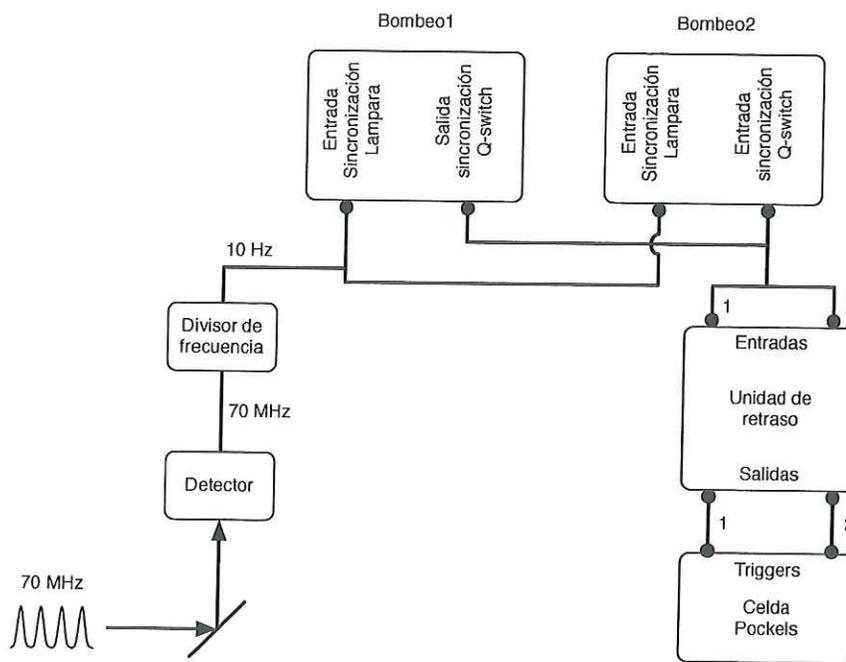


Figura 20: Esquema del sistema de sincronización del bombeo con el selector de pulsos.

La señal de salida del fotodiodo que monitorea la salida del oscilador es también alimentada como reloj interno a un controlador de celda Pockels. Esta celda Pockels es

parte de un selector de pulsos (sección 4.3), con el que es posible seleccionar uno o más pulsos del tren de salida del oscilador, para que estos sean amplificados. De tal manera que se puedan sincronizar los pulsos de la señal del oscilador con los pulsos de bombeo, y así controlar el tiempo de llegada del bombeo y la señal al amplificador.

Los haces de bombeo fueron enfocados mediante lentes, obteniéndose en el medio amplificador un tamaño de haz $w_1 = 378 \mu m$ y $w_2 = 475 \mu m$ (HW1/ $e^2 M$), para el *bombeo1* y el *bombeo2* respectivamente. La fluencia correspondiente para cada uno de estos bombeos es $E_1 = 4.2 J/cm^2$ para el *bombeo1* y $E_2 = 2.5 J/cm^2$ para el *bombeo2*. Esta es la fluencia para cada bombeo sobre la superficie del medio activo, lo que da una fluencia total de bombeo de $E_T = 6.7 J/cm^2$. Ya que el medio activo que estamos usando tiene una absorción de 88 %, así la fluencia efectiva de bombeo es $E_{ef} = 5.9 J/cm^2$.

También se tomaron datos sobre el tamaño del haz de la señal en el medio amplificador, obteniéndose un valor de $w_s = 267 \mu m$ (HW1/ $e^2 M$). Este tamaño para el haz de la señal en el medio amplificador permanecerá prácticamente sin cambios para todos los pasos de la señal. Esto tiene como consecuencia que la energía que se puede extraer del amplificador estará limitada principalmente por el tamaño del haz de la señal. Dicha limitación se debe a que para cada paso de la señal por el medio amplificador, la fluencia de la señal en dicho medio se incrementará, puesto que el tamaño de la señal es el mismo para todos los pasos. De esta manera, en algún momento se alcanzará la fluencia de saturación del medio amplificador, que en este caso es de $E_{sat} \approx 1 J/cm^2$ para el Ti:Zafiro. Usando los valores para la fluencia de saturación del Ti:Zafiro (J_{sat}) y el tamaño del haz (w) en el medio amplificador, podemos calcular fácilmente la energía necesaria en la señal para alcanzar el valor de saturación de la ganancia ($E = J\pi r^2$). Así, el valor que se obtiene para la energía a la cual se satura la ganancia de este amplificador es $2.2 mJ$.

La energía de entrada por pulso medida a la entrada del amplificador es $E_{in} =$

0.6 nJ. Para tener un valor de la transmitancia del amplificador para la señal, se midió la energía de la señal a la salida del amplificador sin aplicar ningún bombeo. La energía de salida de la etapa de amplificación para ocho pasos (figura 18) es $E_{sal} = 0.17 \text{ nJ}$. Esto representa una transmitancia para ocho pasos $T = 0.21$, es decir, una transmitancia por paso $T_{pp} = 0.82$.

Se midió la energía de salida de los pulsos después de haber realizado un total de ocho pasos en el amplificador en un solo plano con los dos bombeos prendidos. La energía medida para ocho pasos es $E_{amp} = 2.2 \text{ mJ}$ (energía antes de la etapa de compresión). La energía de salida es igual a la energía calculada para la saturación de la ganancia. El factor total de amplificación es entonces $G_{tot} = 3.3 \times 10^6$, con una ganancia promedio por paso $G_{pp} = 6.5$

Desafortunadamente estos resultados no se pudieron mantener debido a que la barra de Ti:Zafiro resultó dañada poco después de la obtención de estos resultados. Para evitar continuar dañando al medio amplificador debido a fluencias de bombeo demasiado altas, se procedió a aumentar el tamaño de los haces de los bombeos. Se continuó utilizando la misma barra de Ti:Zafiro, aunque el área útil de la misma, disponible para la amplificación se vio reducida.

El tamaño del haz de los bombeos se ajustó cambiando las condiciones de enfoque a $w_1 = 428 \text{ }\mu\text{m}$ y $w_2 = 370 \text{ }\mu\text{m}$ para los bombeos 1 y 2 respectivamente. La barra de Ti:Zafiro se alineó nuevamente, evitando que los haces de bombeo y de la señal incidieran en la sección dañada. Esto se logró parcialmente, ya que los haces de la señal, debido a que están extendidos en un plano ocupando gran parte de la superficie de la barra.

Se midió nuevamente la energía de salida del amplificador con los nuevos parámetros para el bombeo. Ahora la energía por pulso de entrada al amplificador es $E_{in} = 0.5 \text{ nJ}$, y la energía de salida es ahora $E_{sal} = 150 \text{ }\mu\text{J}$ por pulso. Esto es, una ganancia total

$G_{tot} = 3 \times 10^5$ y una ganancia promedio por paso $EG_{pp} = 4.8$.

Podemos apreciar una disminución en la energía de los pulsos amplificadas respecto a los resultados obtenidos con anterioridad. De acuerdo a nuestros cálculos para la ganancia del amplificador, deberíamos obtener resultados muy cercanos a los obtenidos previamente, antes de dañar la barra de Ti:Zafiro. Pero ahora tenemos pérdidas que no se pudieron cuantificar, como las ocasionada porque el bombeo o la señal estén incidiendo en alguna región dañada del medio amplificador.

En esta sección hemos descrito los resultados de la ganancia obtenida usando un amplificador multi-paso en el que los pasos de la señal están distribuidos en un solo plano. La máxima ganancia obtenida fué $G_{tot} = 3.3 \times 10^6$, para una energía de salida del amplificador $E_{sal} = 2.2 \text{ mJ}$. Posteriormente, la barra de Ti:Zafiro en el amplificador resultó dañada, por lo que se ajustaron los tamaños del haz de bombeo y se alineó nuevamente la barra. Estos ajustes permitieron que el sistema continuara operando, aunque ahora la energía de salida del amplificador disminuyó a $E_{sal} = 150 \mu\text{J}$, para una ganancia total de $G_{tot} = 3 \times 10^5$.

4.4.2. Amplificador multi-paso en dos planos

El amplificador que se presenta en esta sección es un amplificador multi-paso que utiliza la misma configuración y los mismos componentes utilizados en el amplificador descrito en la sección anterior. La diferencia en éste radica en que la rotación de la ventana de zafiro se realiza en un plano diferente, permitiendo que la trayectoria de la señal se distribuya en el amplificador en dos planos, un diagrama de este amplificador se presenta en la figura 21.

Además, en la figura 22 se muestran los mismos pasos que se mostraron en la figura 19 para el amplificador descrito en la sección 4.4.1. Allí están representados los mismos 18 pasos, pero en esta ocasión, al estar distribuidos en dos diferentes planos, los pasos

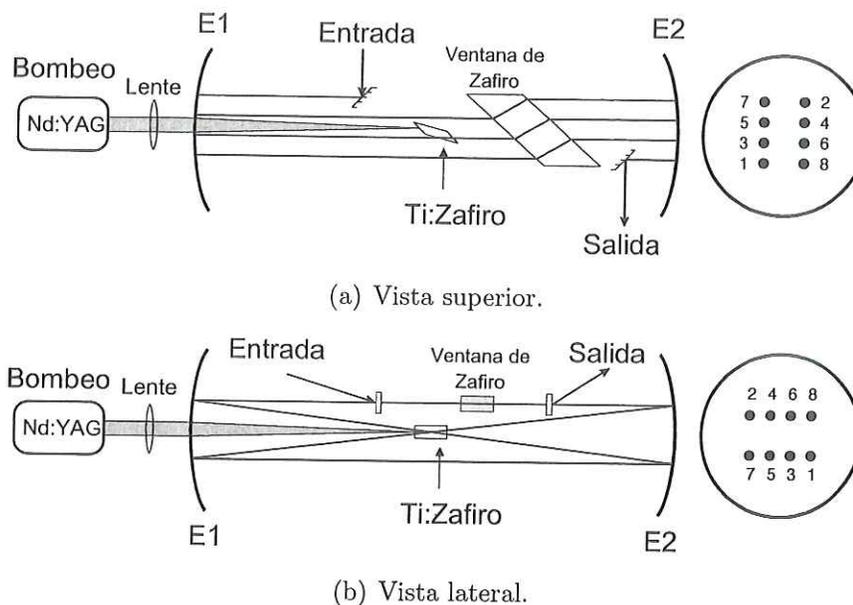


Figura 21: Diagrama de la configuración de amplificador multi-paso en donde la trayectoria del haz se divide en dos planos.

tienen una menor extensión sobre la superficie del espejo. Por lo que ahora es posible incluir muchos más pasos que en el arreglo anterior (sección 4.4.1). El mismo resultado de la extensión de los haces en la superficie de los espejos del amplificador se repite para la superficie de la cara de la barra de Ti:Zafiro en el centro de la configuración confocal. La ventaja de esto es que el traslape entre señal y bombeo se verá mejorado, lo que potencialmente impactaría de manera positiva en la estabilidad y factor de amplificación del sistema.

En este caso, se usan dos espejos esféricos de dos pulgadas de diámetro con una radio de curvatura de un metro. Están dispuestos en la misma configuración confocal del arreglo anterior, con una distancia entre ellos de un metro, con los puntos focales de ambos encontrándose a mitad de camino entre ellos. En esta posición está colocada la barra de Ti:Zafiro, la cual es bombeada por dos láseres con conmutación Q (Q-Switched) de Nd:YAG doblados en frecuencia. Los pulsos de los bombeos entran al amplificador a través de los espejos esféricos, incidiendo en la barra por ambos lados

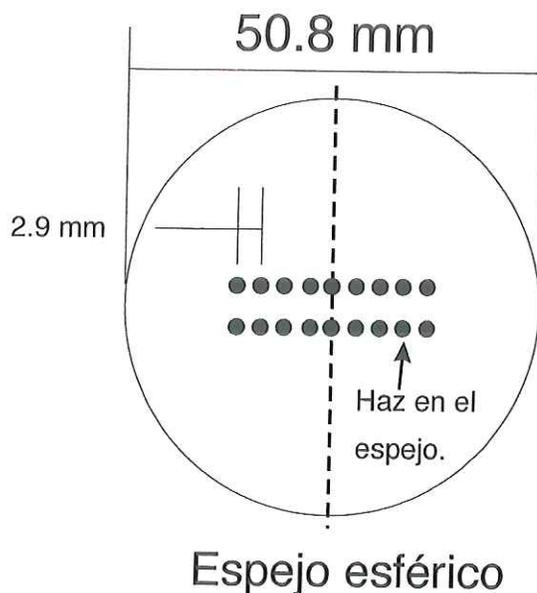


Figura 22: Vista de la distribución de los haces incidentes en la superficie de uno de los espejos del amplificador en dos planos.

de manera longitudinal. El tamaño de los haces de bombeo en la barra se mantiene en $w_1 = 428 \mu m$ y $w_2 = 370 \mu m$, con la misma energía de 19 y 18 mJ para el *bombeo1* y el *bombeo2* respectivamente.

Los resultados obtenidos con este amplificador se presentan a continuación. La energía de la señal a la entrada al amplificador es $E_{in} = 0.33 nJ$ por pulso. La transmitancia del amplificador después de ocho pasos es $T = 0.1$ con una transmitancia promedio por paso de $T_{pp} = 0.75$. La energía de los pulsos ya amplificados fue $E_{sal} = 580 \mu J$. La ganancia total para este amplificador resulta ser $G_{tot} = 1.75 \times 10^6$, resultando en una ganancia por paso promedio $G_{pp} = 6$.

Ya que los parámetros para el bombeo no han sido modificados, es razonable poder realizar una comparación directa de los resultados obtenidos con el amplificador presentado en la sección anterior. Observamos un aumento significativo en la energía de salida con la nueva configuración en dos planos. En la configuración anterior la energía de salida fue $E_{sal} = 150 \mu J$ para una ganancia total $G_{tot} = 3 \times 10^5$. Los resultados

obtenidos con el nuevo diseño, nos muestran una ganancia casi seis veces mayor a la obtenida con la configuración anterior bajo las mismas condiciones. Estos resultados pueden ser explicados por el mejor traslape entre la señal y el bombeo en la barra. Lo que se debe a que al repartir los pasos en dos planos, estos no se extienden con la misma amplitud a lo ancho de la cara de la barra de Ti:Zafiro. Esto es, ahora los haces de la señal al incidir en el medio amplificador quedan confinados en una extensión menor, comparada con la configuración anterior. Lo cual es deseable debido a la reducida área aún utilizable de la barra debido a los daños en la misma.

Con el propósito de mejorar el desempeño de este amplificador, se redujo el tamaño del haz de *bombeo1* en el medio amplificador de $w_1 = 428 \mu m$ hasta $w_1 = 350 \mu m$. Los resultados fueron los esperados, con un aumento en la energía de salida del amplificador, alcanzando $E_{sal} = 1.2 mJ$ por pulso, con solamente seis pasos. Al aplicar ocho pasos no hubo ningún aumento significativo en la energía de salida. Lo que puede ser debido a que el traslape disminuye y a que tal vez estemos incidiendo en las partes dañadas del medio amplificador.

4.4.3. Amplificador multi-paso con espejos de diferente radio de curvatura

Finalmente, se construyó un último diseño de amplificador multi-paso usando espejos esféricos. En esta ocasión, los espejos esféricos son de diferente radio de curvatura. Uno de los espejos tiene un radio de curvatura $R_1 = 1 m$, mientras que el segundo espejo tienen un radio de curvatura $R_2 = 0.75 m$. La configuración sigue siendo confocal, por lo que la distancia entre dichos espejos será la suma de las distancias focales de ambos, así la separación entre estos espejos es $D = 87.5 cm$. La barra de Ti:Zafiro se coloca como en las configuraciones anteriores en la posición donde se encuentran los focos de ambos espejos.

Una característica para este amplificador, es que el tamaño del haz de la señal en el medio amplificador se incrementa para cada paso. El incremento es por un factor de R_1/R_2 , es decir, para el diseño construido en el laboratorio este factor será de $4/3$ (ver sección 3.1). Esto es hasta cierto punto deseable, puesto que permite mantener la fluencia de la señal por debajo de la fluencia de saturación de la ganancia, permitiendo extraer mucho más energía que si se mantuviera constante.

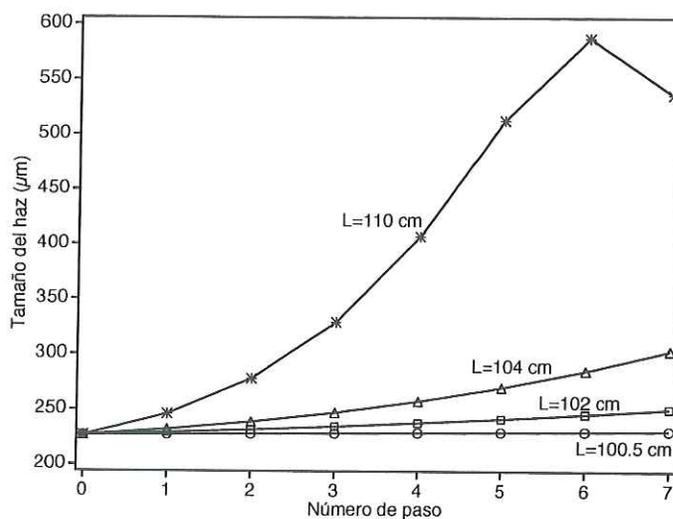


Figura 23: Cálculo del tamaño del haz para cada paso de la señal en un amplificador con espejos esféricos idénticos. Se muestran curvas para diferentes distancias entre los espejos esféricos; a modo de referencia, para que el arreglo sea confocal $L=100$ cm.

Con las configuraciones confocales ya presentadas donde $R_1 = R_2$, el tamaño del haz se mantiene constante para todos los pasos. Si deseamos obtener un haz cuyo tamaño se incremente en cada paso por el medio amplificador, debemos cambiar la separación entre los espejos. Incrementando la separación entre estos y calculando el tamaño del haz para cada paso en la posición central del arreglo, obtenemos los resultados mostrados en la figura 23. De esta gráfica se desprende, que para que obtengamos una variación del tamaño del haz que sea significativa, y que permita disminuir la fluencia después de cada paso, necesitamos que la separación entre los espejos esféricos sea al menos 4 cm mayor que para la configuración confocal (donde $L=100$ cm) que presentamos

previamente.

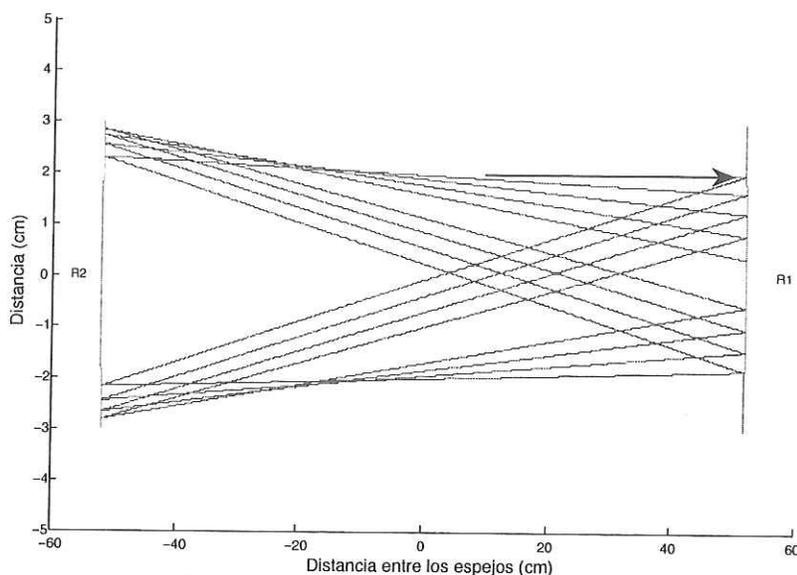


Figura 24: Trayectoria del haz dentro de un amplificador con $R_1 = R_2 = 1 \text{ m}$ con una separación entre los espejos de 104 cm , es decir 4 cm más que en una configuración confocal.

Pero debemos tener en cuenta que al alejarnos de la configuración confocal aumentando la distancia entre los espejos, el punto donde los haces se cruzan dentro del amplificador no será el mismo para todos los pasos. Ahora tendremos más de un solo punto donde se encuentren los haces a lo largo de la separación entre los espejos esféricos. Si esta distribución entre los puntos donde se encuentran los haces ocurre a lo largo de una distancia mayor que la longitud del medio amplificador, entonces no habrá traslape entre la señal y el bombeo para todos los pasos. Esto se puede observar claramente en la figura 24. Para una separación entre los espejos de 104 cm , los puntos donde los haces se cruzan, se extienden a lo largo de una distancia de $\approx 30 \text{ cm}$. Así pues, podemos concluir que con las configuraciones donde $R_1 = R_2$ no es posible construir un amplificador en el cual el tamaño del haz se incremente con cada paso para poder evitar la saturación de la ganancia. Por esto es necesario utilizar un diseño que sea confocal en el que los haces se crucen todos en un mismo punto pero con espejos de diferente

radio de curvatura.

Para esta configuración no se hace uso de la ventana de zafiro utilizada en los dos diseños previamente descritos. Como ya se explicó en la sección 2.2.3 la misma geometría de este diseño, con los espejos de diferente radio de curvatura, desplaza el haz lateralmente para cada paso. Al igual que el diseño de la sección 4.4.1, la trayectoria de los pasos de la señal en el amplificador se encuentra contenida en un solo plano. Un esquema de este diseño puede verse en la figura 25.

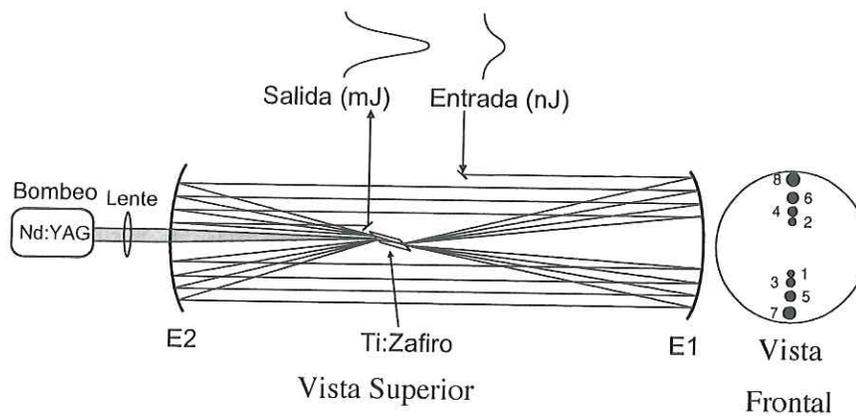


Figura 25: Esquema del amplificador multi-paso en el que se usan espejos esféricos de diferente radio de curvatura.

Ahora bien, el tamaño del haz para la señal para el primer paso es $w_s = 267 \mu m$, y no sufrió cambios en los arreglos anteriores. Considerando ocho pasos por el medio amplificador, y el factor de incremento del tamaño del haz, para el octavo paso el tamaño de la señal se habrá incrementado 7.5 veces. Esto significa que para el octavo paso el tamaño de la señal sería $w_s^{(8)} = 2 mm$, lo cual es considerablemente más grande que el tamaño de los haces de bombeo. Estas condiciones no son aceptables para el amplificador, por lo que se debe de reducir el tamaño del haz de la señal para el primer paso, así como aumentar el de los haces de bombeo, para que así, en el octavo paso el haz no sea mucho mayor que los bombeos. De esta manera, el tamaño del haz de la señal en el medio amplificador se redujo para el primer paso a $w_s = 134 \mu m$, y el

tamaño del haz esperado para el octavo paso es de $w_s^{(8)} = 1 \text{ mm}$.

Otra característica de este arreglo en particular es que la separación entre los haces de la señal en los espejos esféricos no es constante. Esto dificulta la alineación de nuestro arreglo en particular, debido a que la razón entre las longitudes focales de nuestros espejos es más grande que lo necesario. De esta manera, la separación entre los haces en los espejos es mayor para los primeros pasos, y ésta disminuye conforme se acercan al centro de los espejos. Además en este amplificador, los pasos se hacen de afuera hacia adentro (ver figura 25), y no de adentro hacia afuera como en los arreglos anteriores (figuras 18 y 21). Experimentalmente encontramos que la montura del medio amplificador dificulta la alineación, pues los haces de la señal para los últimos dos pasos resultan parcialmente bloqueados por dicha montura. De tal manera que solo se ha podido implementar este amplificador con seis pasos, y no con ocho como era deseado. La solución para evitar esta situación sería utilizar espejos esféricos con una razón entre sus distancia focales menor a la presente.

Al modificar la configuración para poder utilizar los espejos de diferente radio de curvatura, en principio no se modificó el tamaño de los haces de bombeo. Pero cuando se realizó la primera prueba con este diseño, la barra sufrió daños substanciales (ver figura 26). Esto se debió a que el bombeo que pasa a través de el espejo con radio de curvatura r_2 fue enfocado a un tamaño mucho más pequeño que en las ocasiones anteriores. El espejo esférico $E2$ con un radio de curvatura diferente, modificó la propagación del bombeo, posicionando la cintura de dicho haz en una posición distinta. El resultado es que el tamaño del bombeo en la barra es ahora $w_1 = 236 \mu\text{m}$, lo que representa una fluencia $F_b = 8.6 \text{ J/cm}^2$.

La barra de Ti:Zafiro fue entonces sustituida por otra con una longitud de 4.75 mm . Esta barra tienen una absorción de 85% a 532 nm , en vez de 88% como la que resultó dañada. El tamaño de los haces de bombeo se reajustó nuevamente, para el bom-

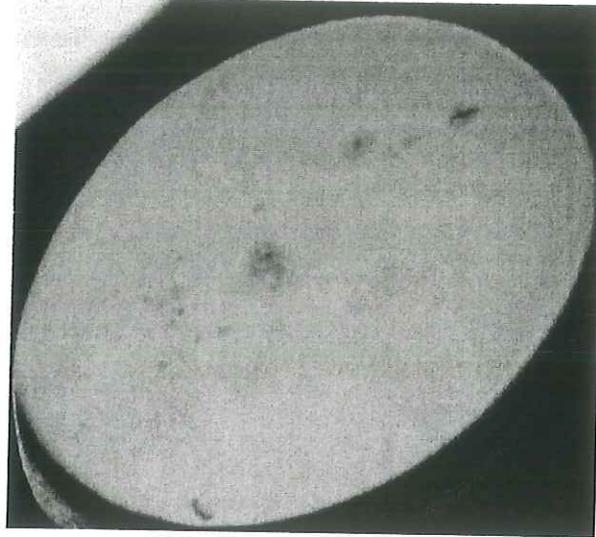


Figura 26: Superficie de la barra de Ti:Zafiro con daños.

beo1 $w_1 = 600 \mu m$ y para el *bombeo2* $w_2 = 470 \mu m$. Este cambio en el tamaño de los haces de bombeo obedece a que como ya se mencionó previamente, se espera que w de la señal vaya incrementándose para cada paso. Lo cual puede causar problemas con el traslape entre la señal y el bombeo en el medio amplificador.

La energía de la señal de entrada al amplificador es $E_{in} = 0.7 nJ$, y se midió una transmitancia del amplificador para ocho pasos $T = 0.43$, esto es, una transmitancia por paso $T_{pp} = 0.90$.

Con las condiciones anteriores, se obtuvo una energía de salida después de seis pasos $E_{sal} = 13 \mu J$. En la figura 27(a) se muestran los resultados obtenidos numéricamente usando los parámetros mencionados en esta sección. De esa figura, se desprende que la energía de salida debería de ser $E_{sal} = 120 \mu J$. Nuestros resultados experimentales claramente no concuerdan (figura 27(a)); aunque en la figura 27(b) se observa que w de la señal para el paso 5 es comparable a w para el *bombeo2*. Además para el sexto paso, w de la señal es incluso aún mayor que para el *bombeo2* y comparable en tamaño con el *bombeo1*. Esto es claramente un problema, ya que el traslape entre la señal y el bombeo se ve comprometido para estos últimos dos pasos. Esta podría muy bien ser la causa de

que la energía de salida del amplificador no concuerde con los cálculos numéricos.

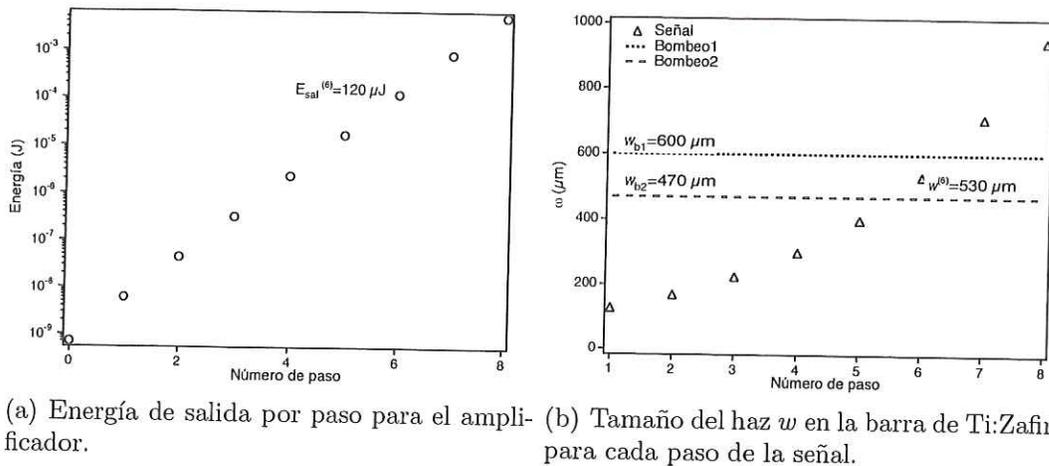


Figura 27: Resultados numéricos de la energía y w de la señal, para cada paso en el amplificador con $R_1 \neq R_2$.

Como ya se mencionó, el tamaño de los haces de bombeo en la barra de Ti:Zafiro se cambió, previendo el incremento en w de la señal. Aunque esto no fue suficiente, se podría incrementar aún más el tamaño de los haces de bombeo, pero esto reduciría de manera importante la ganancia por paso, y el resultado final sería una E_{sal} menor incluso a la aquí reportada. A manera de ejemplo, se realizó el cálculo numérico igualando el tamaño de los haces de bombeo a $w_b = 600 \mu m$. De esta manera, la energía de salida calculada para el sexto paso es $E_{sal} = 5.6 \mu J$. De aquí vemos que a pesar de que mejorar el traslape, la baja fluencia de bombeo limita la ganancia del amplificador.

En esta sección hemos descrito los resultados que se obtuvieron al amplificar pulsos usando un amplificador multi-paso con espejos esféricos de diferente radio de curvatura. Los resultados obtenidos no concuerdan con los obtenidos mediante cálculos numéricos. La causa aparente de esta incongruencia parece deberse a que el traslape no es bueno para la señal y el bombeo. Debiéndose esta a que w de la señal en el medio amplificador crece para cada paso. Todo esto derivado de la geometría del amplificador, que usa espejos con diferentes radios de curvatura.

4.5. Compresor

La última etapa del sistema de amplificación es la de compresión. En esta, el pulso ya amplificado es comprimido a una duración cercana a su duración original. Esto se logra compensando la dispersión añadida al pulso a través del sistema y el expansor. Para compensar esta dispersión usamos un arreglo óptico con un par de rejillas de difracción idénticas (ver figura 28) a las utilizadas en la etapa del expansor. Las rejillas son de dos pulgadas por lado, con 1200 líneas/mm. Las rejillas están colocadas en configuración paralela. La señal amplificada incide en la primera rejilla al mismo ángulo de incidencia del expansor (7° menos de Littrow). La separación entre estas rejillas es la que va a controlar principalmente la cantidad de dispersión provocada por este arreglo. Esta separación es de $L = 52.8 \text{ cm}$. Podemos calcular el retraso en tiempo introducido por este arreglo para las longitudes de onda de la señal, con la siguiente ecuación:

$$\Delta\tau = - \left[\frac{2Lm^2\lambda}{cd^2 \cos^2 \theta} \right] \Delta\lambda, \quad (24)$$

donde L es la distancia entre las rejillas (figura 28), m es el orden de difracción, λ es la longitud de onda central, c es la velocidad de la luz, d es la separación entre líneas de la rejillas, θ es el ángulo de difracción para λ y $\Delta\lambda$ es el ancho espectral de la señal.

De la ecuación 24 se ve claramente que cuando L es igual a $2(f - x)$ (ver figura 14 y ecuación 23), el retraso introducido por este arreglo es exactamente el mismo. Esto cancela idealmente la dispersión introducida por el expansor, comprimiendo el pulso a su duración original. Como el pulso puede tener dispersión extra a aquella añadida por el expansor, la cual es añadida por elementos ópticos como la celda Pockels, la barra de Ti:Zafiro, etc. Esta dispersión extra se puede compensar parcialmente, mediante el ajuste de la separación de las rejillas del compresor. Este ajuste se puede realizar solo hasta cierto punto, pues el compresor no puede compensar independientemente la

cantidad de dispersión de diferentes órdenes añadida al pulso.

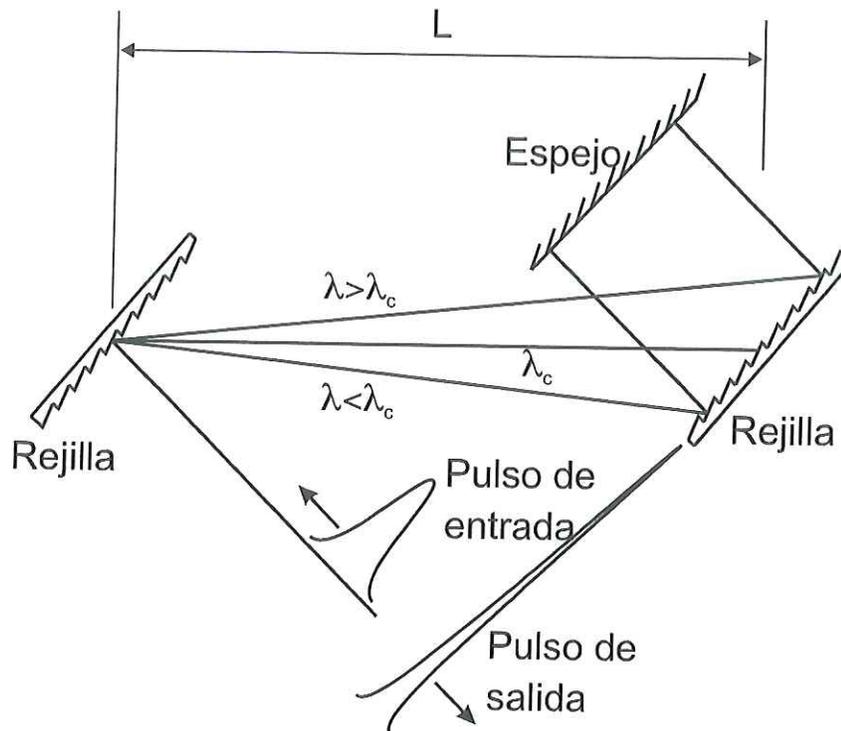
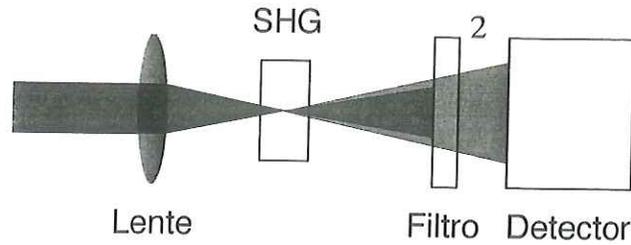
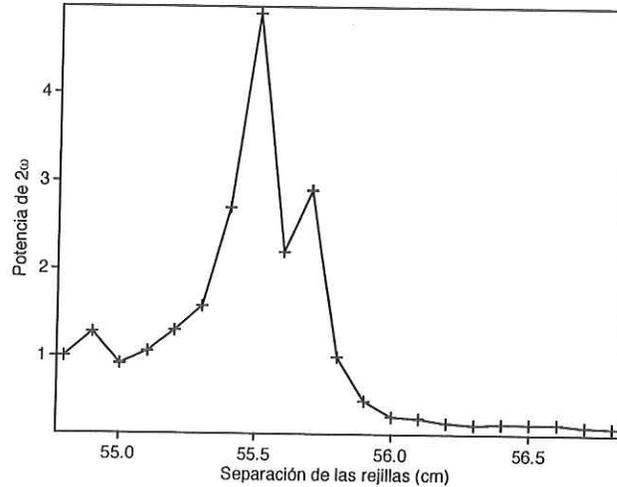


Figura 28: Diagrama del arreglo utilizado en la etapa de compresión. Este compensa la dispersión del pulso añadida en la etapa de expansión, y parcialmente compensa la que adquiere el pulso a través de los demás componentes del sistema de amplificación.

Para optimizar la compresión de esta etapa, se midió la potencia de segundo armónico generada por los pulsos en un cristal generador de segundo armónico. Los pulsos amplificados, después de atravesar el arreglo del expansor fueron enfocados en el cristal, el arreglo utilizado se puede ver en la figura 29(a). Para una energía por pulso dada, la irradiancia pico será inversamente proporcional a la duración del pulso. La señal de segundo armónico será entonces máxima para la duración más corta. En la figura 29(b) se graficó la respuesta del detector de la figura 29(a) contra la separación de las rejillas de difracción en el compresor (28).



(a) Arreglo para la optimización de el compresor.



(b) Resultados de la optimización del compresor.

Figura 29: Optimización del compresor.

4.6. Auto-correlador de un pulso

Los pulsos de salida del sistema de amplificación tienen una frecuencia de repetición de 10 Hz . La técnica estandar de auto-correlación por generación de segundo armónico con una línea de retraso no funciona en este caso debido a la baja repetición de los pulsos. Para medir su duración se necesita de un auto-correlador que pueda realizar la autocorrelación de pulsos individuales. Para este propósito se construyó el arreglo óptico de la figura 32 [Raghuramaiah *et al.*, 2001].

El pulso de entrada al autocorrelador es dividido en dos pulsos iguales, los cuales se encuentran en un cristal generador de segundo armónico a un ángulo θ entre ellos. Dentro del cristal, los pulsos se traslapan como se observa en la figura 31.

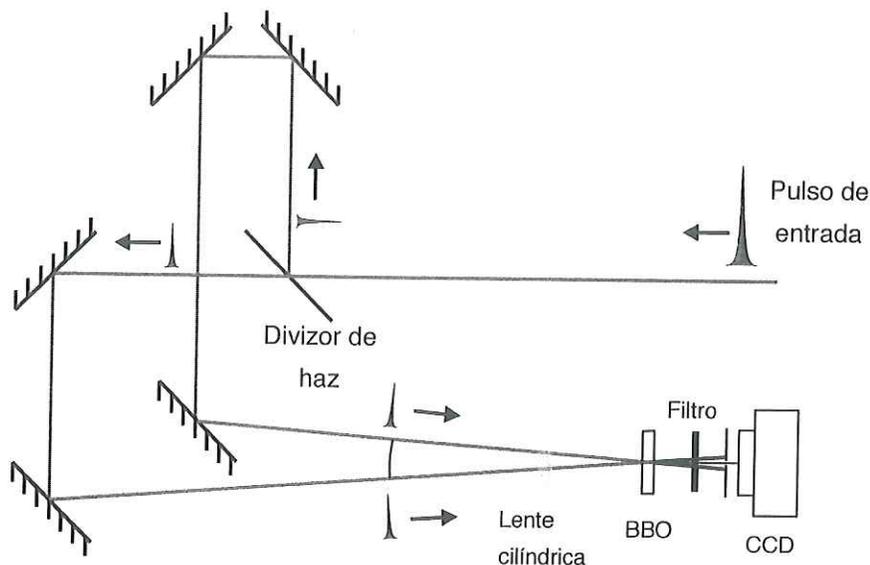


Figura 30: Esquema del autocorrelador de pulsos individuales para medir la duración de los pulsos.

Si el tamaño del haz es mayor que la longitud del pulso $c\tau_p$, los dos haces se traslaparán temporal y espacialmente dentro del cristal. Así, para cada punto de traslape, la intensidad generada de segundo armónico será proporcional al producto de la intensidad local de cada trayectoria del pulso. La dirección de la emisión del segundo armónico será a lo largo de la resultante de los vectores de propagación de las trayectorias de los pulsos, es decir, a lo largo de la bisectriz del ángulo entre los pulsos. Cada punto de traslape entre los pulsos en el cristal es para un Δt diferente, de tal manera que la función de autocorrelación es representada de manera espacial, a lo largo del eje y . La distribución de intensidad generada por el segundo armónico será proporcional en ancho a la duración del pulso, la cual es a su vez grabada por una cámara CCD. La duración del pulso se puede obtener a partir del perfil espacial grabado, usando la siguiente ecuación [Ishida *et al.*, 1985]:

$$\tau_p = \frac{k\Delta y \sin(\theta/2)}{c}, \quad (25)$$

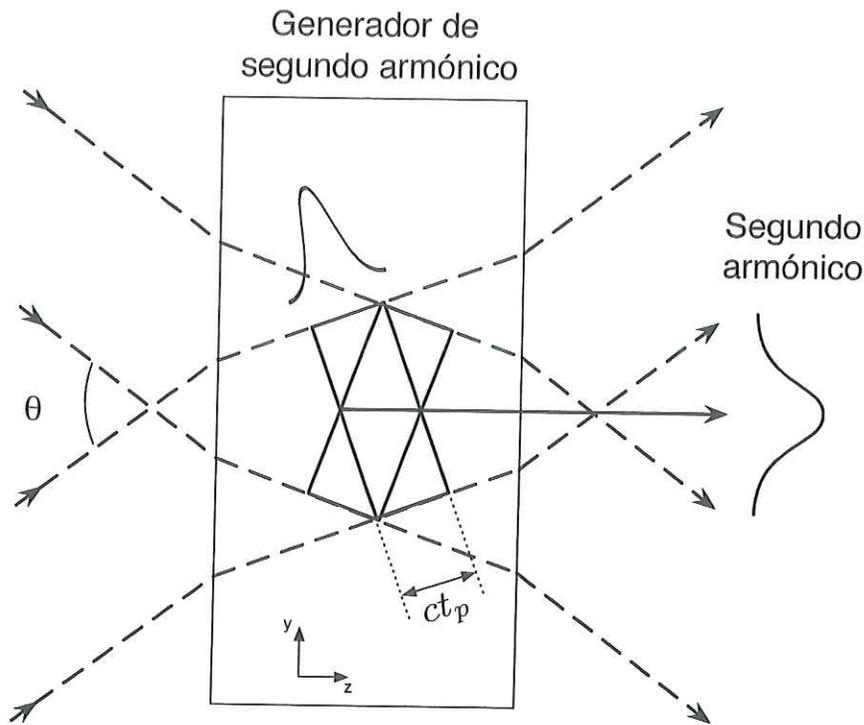


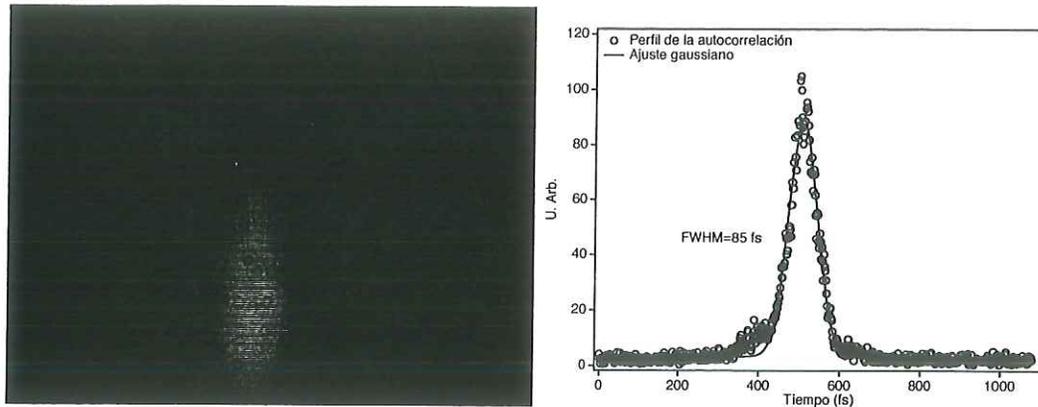
Figura 31: Detalle de como se traslapan los pulsos espacial y temporalmente dentro del cristal generador de segundo armónico.

donde Δy es el ancho espacial de la distribución del segundo armónico, θ es el ángulo entre la trayectoria de los pulsos al entrar al cristal, c es la velocidad de la luz y k es un factor que depende del perfil del pulso, $\sqrt{2}$ para el perfil gaussiano.

En nuestro arreglo, utilizamos un cristal de BBO con acoplamiento de fases tipo I, que tiene un espesor de espesor de

La figura 32(a) contiene la imagen captada con la cámara CCD y en la figura 32(b) está la gráfica del perfil de la autocorrelación. Con el ángulo θ medido entre las trayectorias de los pulsos $\theta = 5^\circ$, y de la ecuación 25, se obtiene una duración para los pulsos amplificados $\tau_p = 85 \text{ fs}$.

La duración de los pulsos amplificados es ligeramente mayor que la de los pulsos que originalmente entraron al sistema ($\tau_p = 52 \text{ fs}$). Esto es generalmente esperado, ya que como se explicó en la sección 4.5, queda cierta cantidad de dispersión residual que



(a) Imagen tomada por la cámara CCD de la distribución espacial del segundo armónico. (b) Perfil de la autocorrelación del pulso amplificado.

Figura 32: Resultados obtenidos con el autocorrelador.

no se puede compensar de forma trivial. Si calculamos el producto $\Delta\nu\Delta\tau_p$ del pulso usando el ancho espectral de la figura 16, obtenemos $\delta\nu\delta\tau_p = 0.735$, que comparado con el valor ideal $\delta\nu\delta\tau_p = 0.441$, significa que nuestros pulsos amplificados son $\approx 60\%$ más largos que la mínima duración posible.

Capítulo 5

Conclusiones

Los resultados más significativos obtenidos durante este trabajo son los siguientes:

- Se construyó un sistema de amplificación de pulsos ultra-cortos usando la técnica de “chirped pulse amplification.”
- Se implementaron tres diferentes diseños de amplificador multi-paso en la etapa de amplificación dicho sistema.
- De estos tres diseños, dos son diseños originales, de los cuales, el primero de estos arreglos ya ha sido reportado [Ruiz-de-la-Cruz y Rangel-Rojo, 2005] y [Ruiz-de-la-Cruz y Rangel-Rojo, 2006].
- El primer diseño usa una ventana de zafiro para desviar el haz y permitir una extracción sencilla del amplificador. Este amplificador mostró potencialmente que puede albergar hasta 16 pasos de la señal por el medio amplificador en un solo plano. Los mejores resultados obtenidos con este diseño muestran una ganancia total para 8 pasos de $\approx 10^6$.
- El segundo diseño utiliza los mismos componentes del primer diseño pero ahora los pasos están distribuidos en dos planos. Con esta configuración se ha demostrado

que es posible de acomodar fácilmente más de 16 pasos en dos planos. Con este diseño se pudo obtener una amplificación total para 8 pasos de $\approx 10^6$

- El tercer diseño emplea espejos esféricos de diferente radio de curvatura en una configuración confocal. La geometría misma del diseño desvía el haz después de cada paso permitiendo su extracción fácilmente. Esta configuración obtuvo una ganancia total después de 6 pasos de $\approx 10^4$.

A continuación se discuten estos resultados más en detalle. En este trabajo hemos presentado varias configuraciones para un amplificador multi-paso de pulsos ultra-cortos. Durante la realización de esta tesis se construyó un sistema de amplificación de pulsos ultra-cortos basado en la técnica de CPA. Este sistema de amplificación comprende un oscilador, un expansor, un amplificador y un compresor; como fuente de pulsos ultra-cortos, en este caso es un láser de Ti:Zafiro de modos amarrados. Dicho oscilador emite pulsos de $t_p = 52 \text{ fs}$ (FWHM), con un ancho espectral $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$ (FWHM), a una frecuencia de repetición de 70 MHz . Estos pulsos son posteriormente estirados hasta alcanzar una duración $t_p \approx 120 \text{ ps}$. Para este propósito se construyó un expansor, que es un componente fundamental del sistema de amplificación. De igual manera se construyó un compresor, el cual es la etapa final del sistema de amplificación. En esta etapa el pulso que fue alargado en la etapa del expansor es comprimido a una duración muy cercana a la original. En nuestro caso, se pudo comprimir el pulso hasta una duración $t_p \approx 87 \text{ fs}$.

Para la etapa de amplificación se implementaron tres diferentes configuraciones de amplificador multi-paso. La primera de estas configuraciones es el amplificador descrito en la sección 2.2.1, cuyos resultados experimentales se muestran en la sección 4.4.1. Este amplificador, está compuesto por dos espejos esféricos idénticos y una ventana de zafiro. Esta ventana de zafiro es la pieza clave para que la señal pueda realizar una serie

de pasos por el medio de ganancia del amplificador. Dicha ventana, tiene el propósito de desviar la trayectoria del haz, y separar las trayectorias de los haces para una fácil extracción del amplificador. Dadas las dimensiones de los espejos, el uso de esta ventana potencialmente permitiría realizar hasta un total de 16 pasos en el amplificador. Esto es importante, pues en los diseños reportados hasta el momento en la literatura no se reportaban más allá de 10 pasos aunque algunos diseños bastante complicados reportaban un número de pasos similar a los de nuestro diseño. Desafortunadamente, el diámetro de la ventana de zafiro empleada en el amplificador, no es lo suficientemente grande como para soportar la cantidad de pasos que nuestro diseño ofrece. Por esto todos los resultados que se obtuvieron se reportan con no más de ocho pasos. Con este amplificador, se obtuvo una energía por pulso a la salida $E = 2.2 \text{ mJ}$. Este desempeño solo se obtuvo después de que se utilizaron dos láseres de bombeo. Inicialmente se utilizaba un sólo láser de bombeo, pero la energía por pulso de este era $E_b = 19 \text{ mJ}$, lo que no proporcionaba suficiente fluencia de bombeo como para poder alcanzar ganancias por paso suficientemente altas. El factor de ganancia por paso obtenida con este sólo bombeo, no fue más allá de ≈ 4 . Al añadir un segundo bombeo con una energía por pulso de $E_b = 18 \text{ mJ}$, se pudo alcanzar una ganancia por paso aceptable (> 5). Esta ganancia estaba de acuerdo con los valores típicos reportados previamente en la literatura para este tipo de amplificadores. El uso de estos dos bombeos, también causó que se dañara el medio de ganancia. Con el medio de ganancia dañado, la energía de salida del amplificador disminuyó drásticamente. Después de reajustar la posición del medio de ganancia, solo se pudo obtener un máximo de energía de salida $E_{sal} = 150 \mu\text{J}$.

Posteriormente se construyó una variación del diseño previamente mencionado, en este, la posición de la ventana de zafiro usada en el diseño anterior es rotada. Esta rotación, provoca que ahora la trayectoria de la señal en el amplificador forme dos planos, como se muestra en la figura 21. Cabe recordar que en el diseño anterior dicha trayec-

toria solo formaba un plano. Al poder dividir la trayectoria de la señal en dos planos, es posible aumentar la cantidad de pasos que se pueden acomodar en el amplificador, puesto que ahora se está haciendo un uso más eficiente de la superficie de los espejos, como se ve en la figura 22. Al igual que con el amplificador previamente construido, la ventana de zafiro no permitió que se probaran más allá de 8 pasos. Algunas otras modificaciones que se deben tener en cuenta es que la montura del medio de ganancia debe ser larga y delgada, esto para facilitar que la trayectoria del haz no incida en ella, causando pérdidas, así como para maximizar el número de pasos.

Los resultados obtenidos con este amplificador fueron los esperados. Al disminuir el ángulo entre el bombeo y la señal, el traslape entre estos fue mejorado. Así, a pesar de usar el medio de ganancia dañado, se obtuvo claramente un mejor desempeño que el alcanzado por el diseño anterior con el mismo medio amplificador dañado. Así pues, la energía de salida alcanzada con este diseño fue $E_{sal} \approx 500 \mu J$, usando las mismas condiciones de bombeo que en el amplificador con un sólo plano. Esto es poco más de 3 veces un mejor desempeño, probando que el traslape ha sido significativamente mejorado para el mismo número de pasos.

Finalmente, se implementó un diseño en el que los espejos esféricos del amplificador tienen diferentes radios de curvatura. Usando este diseño, el tamaño del haz de la señal en el medio de ganancia se incrementa en cada paso. De esta manera la fluencia de la señal no crece demasiado rápido, previniendo que se sature la ganancia del medio amplificador. Por la misma geometría de este diseño, la separación entre los haces de la señal incidentes en los espejos esféricos no es constante. Esto provoca que no se use de manera eficiente la superficie de los espejos para poder acomodar el mayor número de pasos posibles en el amplificador. Por lo mismo, el traslape entre la señal y el bombeo en el medio de ganancia se ve disminuido sensiblemente incluso para la misma cantidad de pasos que en los diseños anteriores. Los resultados obtenidos, nos muestran una energía

de salida por pulso $E_{sal} \approx 13 \mu J$, con solo seis pasos. En este caso sólo se acomodaron seis pasos en el amplificador debido a que la señal es bloqueada parcial o totalmente para más pasos. Es posible que con un diseño como este se puedan acomodar ocho o diez pasos, pero se necesita que la razón entre los radios de los espejos esféricos sea menor que la utilizada en nuestros experimentos.

Resumiendo los resultados obtenidos de las pruebas con los distintos diseños de amplificador, se puede decir que el amplificador con los pasos distribuidos en dos planos es el que presenta la mayor eficiencia al mejorar el traslape entre la señal y el bombeo (ver sección 4.4.2). A pesar de esto, fue con el amplificador con un solo plano (sección 4.4.1) con el que se alcanzó la mayor energía de salida, antes de que se dañara el medio amplificador. Los diseños han demostrado ser muy fáciles de implementar y además se pueden acomodar un gran número de pasos (> 16), haciéndolos muy eficientes.

Entre los detalles que quedaron por hacer con este sistema, está el de poder realizar realmente los 16 pasos que son posibles con el diseño en un solo plano y los más de 20 que son posibles con el diseño en dos planos. Se debe también de cambiar el medio de ganancia por otro con una mayor absorción ($> 90\%$) y sin daños. Algunas otras ideas que se pueden implementar posteriormente, pueden ser la adición más planos al amplificador. Esto parece ser posible usando más ventanas de zafiro para desviar el haz en las direcciones adecuadas.

Bibliografía

- Arnaud, J. A. (1969). Degenerate optical cavities. *Applied Optics*, 8(1):189–195.
- Basov, N. G., Ambartsumyan, R. V., Zuev, V. S., Kryukov, P. G., y Letokhov, V. S. (1966). Nonlinear amplification of light pulses. *Sovieti Physics JETP*, 23(1):16–22.
- Blanc, C. L., Grillon, G., Chambaret, J. P., Migus, A., y Antonetti, A. (1993). Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level. *Opt. Lett.*, 18:140–142.
- Chériaux, G., Rousseau, P., Salin, F., Chambaret, J. P., Walker, B., y Dimauro, L. F. (1996). Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 21(6):414–416.
- DiDomenico M. Jr. (1964). Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers. *Journal of Applied Physics*, 35(10):2870–2876.
- Dühr, O., Nibbering, E. T. J., Korn, G., Tempea, G., y Krausz, F. (1999). Generation of intense 8-fs pulses at 400 nm. *Opt. Lett.*, 24(1):34–36.
- Fork, R. L., Cruz, C. H. B., Becker, P. C., y Shank, C. V. (1987). Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Opt. Lett.*, 12(7):483–485.
- Frantz, L. M. y Nodvick, J. S. (1963). Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *Journal of Applied Physics*, 34(8):2346–2349.
- García Arthur, M. A., Rangel Rojo, R., Jamasbi, N., y Mohebi, M. (2003). Diseño y construcción de un autocorrelador de pulsos de femtosegundos usando absorción de dos fotones en un diodo luminiscente. *Revista Mexicana de Física*, 49(3):258–263.
- Georges, P., Estable, F., Salin, F., Poizat, J. P., Grangier, P., y Brun, A. (1991). High-efficiency multipass Ti:Sapphire amplifiers for a continuous-wave single-mode laser. *Opt. Lett.*, 16(3):144–146.
- González Inchauspe, C. M. y Martínez, O. E. (1997). Quartic phase compensation with a standard grating compressor. *Opt. Lett.*, 22:1186–1188.

- Hargrove, L. E., Fork, R. L., y Pollack, M. A. (1964). Locking of He:Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Applied Physics Letters*, 5(1):4–5.
- Horvath, C., Braun, A., Liu, H., Juhasz, T., y Mourou, G. (1997). Compact directly diode-pumped femtosecond nd:glass chirped-pulse-amplification laser system. *Opt. Lett.*, 22(23):1790–1792.
- Ishida, Y., Yajima, T., y Watanabe, A. (1985). A simple monitoring system for single subpicosecond laser pulses using an SH spatial autocorrelation method and a CCD image sensor. *Optics Communications*, 56(1):57–60.
- Kane, S. y Squier, J. (1995). Grating compensation of third-order material dispersion in the normal dispersion regime: sub 100-fs chirped pulse amplification using a fiber stretcher and grating-pair compressor. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31:2052–2056.
- Kane, S., Squier, J., Rudd, J. V., y Mourou, G. (1994). Hybrid grating-prism stretcher-compressor system with cubic phase and wavelength tunability and decreased alignment sensitivity. *Opt. Lett.*, 19:1876–1878.
- Lai, M., Diels, J.-C., y Yan, C. (1991). Transversely pumped 11-pass amplifier for femtosecond optical pulses. *Applied Optics*, 30(30):4365–4367.
- Lamb, G. L. (1971). Analytical descriptions of ultrashort optical pulse propagation in a resonant medium. *Reviews of Modern Physics*, 43(2):99–124.
- Lemof, B. E. y Barty, C. P. J. (1993). Quintic-phase-limited, spatially uniform expansion and recompression of ultrashort optical pulses. *Opt. Lett.*, 18(19):1651–1653.
- Li, M. y Gibson, G. (1998). Flexible aberration-free multipass amplifier and compressor for ultrashort-pulse amplification. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(9):2404–2409.
- Martínez, O. E. (1987). 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in the 1.3–1.6 μm region. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23:59–64.
- Mellish, R., Barry, N. P., Hyde, S. C. W., Jones, R., French, P. M. W., Taylor, J. R., van der Poel, C. J., y Valster, A. (1995). Diode-pumped Cr:LiSAF all-solid-state femtosecond oscillator and regenerative amplifier. *Opt. Lett.*, 20(22):2312–2314.
- Moulton, P. (1986). Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1):125–133.
- Naik, P. A. y Sharma, A. K. (2000). Calculation of higher order group velocity dispersion in grating pulse stretcher/compressor using recursion method. *J. of Optics*, 29:105–113.
- Nelson, T. R., Schroeder, W. A., Rhodes, C. K., Omenetto, F. G., y Longworth, J. W. (1997). Short-pulse amplification at 745 nm in Ti:sapphire with a continuously tunable regenerative amplifier. *Applied Optics*, 36(30):7752–7755.

- Perry, M. D., Pennington, D., Stuart, B. C., Tietbohl, G., Britten, J. A., Brown, C., Herman, S., Golick, B., Kartz, M., Miller, J., Powell, H. T., Vergino, M., y Yanovsky, V. (1999). Petawatt laser pulses. *Opt. Lett.*, 24(3):160–162.
- Pittmann, M., Ferré, S., Rousseau, J., Notebaert, L., Chambaret, J., y Chériaux, G. (2002). Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-tw 10-hz high-intensity laser system. *Applied Physics B*, 74:529–535.
- Plaessmann, H., Ré, S. A., Alonis, J. J., Vecht, D. L., y Grossman, W. M. (1993). Multipass diode-pumped solid-state optical amplifier. *Opt. Lett.*, 18:1420–1422.
- Raghuramaiah, M., Sharma, A. K., Naik, P. A., Gupta, P. D., y Ganeev, R. A. (2001). A second-order autocorrelator for single-shot measurement of femtosecond laser pulse durations. *Sādhanā*, 26:603–611.
- Rodenberger, D. C., Grossman, C. H., y Garito, A. F. (1990). Low-dispersion, high-gain femtosecond optical pulse amplifier. *Opt. Lett.*, 15(9):498–500.
- Ruiz-de-la-Cruz, A. y Rangel-Rojo, R. (2005). Multi-pass confocal ultra-short pulse amplifier. *Revista Mexicana de Física*, 51(5):488–493.
- Ruiz-de-la-Cruz, A. y Rangel-Rojo, R. (2006). Compact multi-pass amplifier for chirped-pulse amplification. *Journal of Modern Optics*, 53(3):307–311.
- Siegman, A. (1986). *Lasers*. Mill Valley, Calif.: University science books, primera edición.
- Spence, D. E., P. N. Kean, y Sibbett, W. (1991). 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(1):42–44.
- Strickland, D. y Mourou, G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Comm.*, 56(3):219–221.
- Strohkendl, F. P., Files, D. J., y Dalton, L. R. (1994). Highly stable amplification of femtosecond pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(5):742–749.
- Tabak, M., Hammer, J., Glinsky, M. E., Kruer, W. L., Wilks, S. C., Woodworth, J., Campbell, E. M., Perry, M. D., y Mason, R. J. (1994). Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas*, 1:1626–1634.
- Teng, H., Xia, J. F., Wei, Z. Y., y Zhang, J. (2001). Efficient chirped-pulse multi-pass preamplifier. *J. of the Korean Phys. Soc.*, 39:831–833.
- Tournois, P. (1994). Nonuniform optical diffraction gratings for laser pulse compression. *Opt. Commun.*, 106:253–257.
- Treacy, E. B. (1969). Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-5:454–458.

- Weaver, W. L., Iwata, K., y Gustafson, T. L. (1993). Improvements in the amplification of ultrashort pulses at megahertz repetition rates: characterization of a six-pass amplifier. *JOSA B*, 10:852–857.
- White, W. E., Patterson, F. G., Combs, R. L., Price, D. F., y Sheperd, R. L. (1993). Compensation of higher order frequency dependent phase terms in chirped-pulse amplification systems. *Opt. Lett.*, 18(16):1343–1345.
- Wojtkiewicz, J. y Durfee, C. G. (2004). High-energy, high-contrast, double-confocal multipass amplifier. *Optics Express*, 12(7):1383–1388.
- Yanovsky, V., Felix, C., y Mourou, G. (2002). Why ring regenerative amplification (regen)? *Applied Physics B*, 74:S181–S183.
- Yariv, A. (1991). *Optical electronics*. Philadelphia: Saunders College publishing, cuarta edición.
- Zeek, E., Bartels, R., Murnane, M. M., Kapteyn, H. C., y Backus, S. (2000). Adaptive pulse compression for transform-limited 15-fs high-energy pulse generation. *Opt. Lett.*, 25(8):587–589.