



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**Control adaptativo de la Dispersión de Velocidad de  
Grupo de pulsos de femtosegundos en la región focal de  
un sistema óptico**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**FÍSICA**

**P R E S E N T A :**

**ITZEL REYNA MORALES**



**DIRECTOR DE TESIS:  
DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA**

**MÉXICO, D.F., JUNIO, 2015.**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

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

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

1. Datos

Reyna

Morales

Itzel

17 11 38 09

Universidad Nacional Autónoma de  
México

Facultad de Ciencias

Física

307283717

2. Datos del tutor

Doctor

Jesús

Garduño

Mejía

3. Datos del sinodal 1

Doctora

Martha

Rosete

Aguilar

5. Datos del sinodal 3

M. en C.

Héctor

Cruz

Ramírez

4. Datos del sinodal 2

Doctor

Karen Patricia

Volke

Sepúlveda

6. Datos del Sinodal 4

Doctor

Miguel

García

Rocha

7. Datos del trabajo escrito.

Control adaptativo de la Dispersión de Velocidad de Grupo de pulsos femtosegundos  
en la región focal de un sistema óptico.

80 p

2015

Lo que no podía hacer era  
quedarse a medio camino, eso  
era siempre lo más desatinado,  
no sólo en los negocios, sino  
siempre y en todas las cosas

---

*F. Kafka*

# Dedicatoria

Dedicado a mis padres, Lilia Jazmín Morales Quiroz y Enrique Reyna González, por su apoyo incondicional, por educarme integralmente y enseñarme a siempre dar lo mejor de mi a todo el mundo, a extender la mano a quién lo necesite y a agradecer de la misma manera.

A mi hermana Alejandra, por ser una amiga incondicional, por ayudarme y escucharme siempre.

A mis amig@s, Lety, Perla, Raúl, Martí, Ale, Aldo y Diego, que ya somos parte de la misma familia, y sin los cuales la vida no sería tan divertida y emocionante.

A todos los compañeros y maestros de la Fac. de Ciencias de los cuales tuve el placer de aprender y que hicieron de mi estadía en esta, una muy feliz y divertida de etapa. En especial al profesor de Filosofía de la Ciencia, M. Carlos Ligan, que ha sido siempre una guía, pero sobretodo un gran amigo.

A La UNAM, que fue mi segunda casa durante todos estos años.

Gracias a todos.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>4</b>
<b>Resumen</b>	<b>7</b>
<b>Introducción</b>	<b>9</b>
0.1. Referencias . . . . .	12
<b>1. Pulsos Ultracortos</b>	<b>13</b>
1.1. Características de un pulso . . . . .	13
1.2. Fase temporal y espectral de un pulso . . . . .	15
1.2.1. Distorsiones de Fase . . . . .	15
1.2.2. Distorsión de fase orden cero: Fase Absoluta . . . . .	16
1.2.3. Distorsión de fase primer orden . . . . .	17
1.2.4. Distorsión de fase segundo orden: <i>Chirp</i> Lineal . . . . .	17
1.2.5. Distorsión de fase tercer orden: <i>Chirp</i> Cuadrático . . . . .	20
1.2.6. Dispersión en un pulso . . . . .	23
1.3. Referencias . . . . .	25
<b>2. Caracterización del Espejo Deformable de Membrana Micro-</b>	
<b>    maquinado</b>	<b>26</b>
2.1. Óptica Adaptativa: Espejos Deformables . . . . .	26
2.1.1. Corrección de Frente de onda . . . . .	26
2.2. Caracterización del MMDM . . . . .	27
2.2.1. Método de Caracterización. . . . .	29
2.2.2. Arreglo Experimental . . . . .	30
2.3. Matriz de Influencia . . . . .	32
2.4. Referencias . . . . .	44

<b>3. Reconfiguración de la fase espectral de un pulso en el plano de Fourier utilizando un espejo deformable de membrana</b>	<b>45</b>
3.1. Algoritmos Genéticos . . . . .	45
3.2. Arreglo experimental . . . . .	47
3.3. Referencias . . . . .	50
<b>4. Resultados</b>	<b>51</b>
4.1. Cambio en la fase espectral sobre el MMDM . . . . .	51
4.1.1. Calibración espectral . . . . .	54
4.2. Cálculo de la fase espectral introducida por el MMDM . . . . .	54
4.3. Referencias . . . . .	62
<b>Conclusiones</b>	<b>63</b>
<b>A. Láser Ti:Zafiro</b>	<b>64</b>
A.1. Cálculo de la Potencia Pico de un Pulso . . . . .	66
A.2. Referencias . . . . .	69
<b>B. Espejo Deformable de Membrana de Silicio</b>	<b>70</b>
B.1. Especificaciones . . . . .	70
B.2. Referencias . . . . .	72
<b>C. Tubo Fotomultiplicador</b>	<b>73</b>
C.1. Especificaciones . . . . .	73
C.2. Referencias . . . . .	75
<b>D. Generación de segundo armónico-SHG.</b>	<b>76</b>
D.1. Referencias . . . . .	78

# Agradecimientos

Agradecimientos a la Dirección del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico por la beca otorgada y al proyecto DGAPA-PAPIIT IG100615 por el apoyo sin el que la realización de la presente Tesis no hubiera sido posible.

Agradecimiento sinceros al Dr. Jesús Garduño Mejía por la oportunidad que me otorgó para poder trabajar bajo su tutoría, por la confianza, por su paciencia y por siempre brindarme su apoyo.

Agradecimientos muy especiales al M. en I. Gustavo Castro Olvera, por toda la ayuda y enseñanza brindada durante toda la realización de este trabajo.

Agradecimientos a la Dr. Martha Rosete Aguilar, por sus oportunas y valiosas observaciones y correcciones, durante la realización del trabajo.

Agradecimientos al M. en C. Benjamín Sánchez, y a los M. en I. Catalina Guerra y Jesús Delgado, por sus valiosos consejos de programación que fueron piedra angular para el desarrollo del trabajo.

Agradecimientos a todos mis compañeros y amigos del laboratorio, que siempre han tenido la disponibilidad de ayudarme, es especial a los M. en I. Ramiro Contreras, Jennyfer Zapata, Juan Manuel Gómez y Pablo Castro.

Gracias a todos.

# Objetivo

Por medio de una técnica de óptica adaptativa, basada en un espejo deformable de membrana micromaquinado, se realizará la compensación de la dispersión de la velocidad de grupo para incrementar la intensidad pico de pulsos de femtosegundos en la posición focal de un objetivo de microscopio.

# Motivación

Maximización de la eficiencia en la generación de los procesos no lineales, así como el mejoramiento de la resolución de un Microscopio multifotónico para aplicaciones en imagenología médica.

# Resumen

Se caracterizó un espejo deformable de membrana micromaquinado (MMDM, por sus siglas en inglés: *Micromachined Deformable Mirror*), utilizando un arreglo interferométrico tipo Michelson. A través de la caracterización se obtuvo la matriz de influencia a partir de la cual es posible reconstruir la forma superficial del espejo, es decir, la deformación.

Una vez que se caracterizó el MMDM, se montó un reconfigurador de pulsos que consistió en un arreglo tipo 2-f (doble transformada de Fourier) realizado con una rejilla de difracción, un espejo cóncavo y el MMDM en el plano de Fourier, este arreglo nos permitió acceder al dominio de frecuencias. A la salida del reconfigurador, se enfocó el haz sobre un cristal no-lineal BBO tipo 1 ( $BaB_2O_4$ ), tal que se logrará la generación de segundo armónico (SHG, por sus siglas en inglés: *second harmonic generation*).

A continuación se aplicó una técnica óptico-adaptativa, mediante el uso de algoritmos genéticos (AG) por medio de los cuales se corrigió la fase espectral del pulso incidente con el reconfigurador, guiado por la intensidad del SHG, detectado mediante el uso de un tubo fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés: *Photomultiplier Tube*).

En el arreglo experimental, un aumento en la intensidad del SHG implica una corrección ó compensación de la dispersión de velocidad de grupo (GVD, por sus siglas en inglés: *group velocity dispersion*) introducida por toda la óptica del arreglo, incluido el espejo de acople del láser

Finalmente al corregir la fase espectral del pulso y compensar la GVD, estaremos aumentando la *potencia pico* del pulso, que representa uno de los objetivos principales de este trabajo .

De manera cuantitativa, fue posible obtener y calcular la fase espectral introducida por el MMDM, a través de la matriz de influencia calculada, y de un factor de calibración determinado a partir de la medida de la función de la distribución de longitudes de onda del pulso sobre la superficie del espejo.

# Lista abreviaciones utilizadas

- SHG = generación de segundo armónico
- GVD = dispersión de velocidad de grupo
- PTM = tubo fotomultiplicador
- MMDM = espejo deformable de micromaquinado de membrana

# Introducción

En 1900, Max Planck publicó la ley de Radiación y con ello la idea de que la energía emitida por un átomo radiante, se daba de manera cuantizada. Más tarde, A. Einstein aplicaría este concepto pero para el caso de la absorción de energía en un átomo (Efecto Fotoeléctrico). Este descubrimiento, es el que dió lugar al concepto de emisión estimulada; lo que sería fundamental para la construcción del primer láser (LASER, por sus siglas en inglés *light amplification by stimulated emission of radiation* [1]).

En 1960, Theodore H. Maiman logró construir el primero láser, después de que años antes se hubiese desarrollado un primer intento de láser conocido como MASER (por sus siglas en inglés: *microwave amplification by stimulated emission of radiation*, 1954), que funcionaba en la región de microondas y de manera pulsada. El primer láser contaba con un rubí como medio activo, y dicho laser emitía con una longitud de onda de 694.3 nm. Dos décadas después de este descubrimiento, y como resultado del desarrollo de láseres pulsados, fue posible alcanzar anchos temporales del orden de nanosegundos ( $10^{-9}s$ ), por lo que la disminución fue de seis órdenes de magnitud, situación que sería aprovechada y mejorada. [2]

Existen distintos tipos de láseres de pulsos ultracortos, estos suelen ir de los picosegundos hasta unos cuantos femtosegundos (aprox. 4fs, dentro de un límite físico). Un ejemplo de estos láseres, es el Láser de Ti:Zaf (Titanio:Zafiro), este láser tiene la ventaja de que su ancho de banda es muy grande, lo cual garantiza poder obtener pulsos con un ancho temporal muy pequeño. La generación de pulsos es mediante el proceso de amarre de modos [3], obedeciendo una relación de Fourier.

Estos láseres son utilizados ampliamente en el campo de Óptica No-Linear. Un ejemplo de ellos es la espectroscopia ultrarrápida la cual, en base a trabajar con pulsos ultracortos ( $10^{-15}s$ ), da una mayor resolución temporal y hace posible alcanzar y generar una gran excitación sobre las partículas, lo

que permite estudiar la dinámica de átomos y moléculas, esto es aprovechando en áreas como Femtoquímica y Bioquímica, pues muchos de los procesos químicos-físicos a nivel molecular, ocurren en escalas de tiempo muy breves.

Los pulsos láser ultracortos de femtosegundos proporcionan características únicas para su aplicación en técnicas ópticas no lineales de microscopía de alta resolución. Los pulsos ultracortos combinan potencias pico elevadas, tiempos de interacción pequeños con potencias promedio y energía por pulso moderadas. Esta característica permite prevenir daños en las muestras y la posibilidad de realizar estudios en vivo. En particular, la dependencia no lineal de la señal respecto a la potencia láser de entrada, proporciona de manera inherente una selectividad localizada y por tanto la posibilidad de formación de imágenes tridimensionales de alta resolución sin recurrir a técnicas de microscopía confocal.

En la microscopía de absorción multifotón (proceso no lineal), la formación de imágenes esta basada en la detección de la fluorescencia de la moléculas que han sido excitadas a través de absorción simultánea de dos o más fotones. Esto quiere decir que la respuesta de la muestra a estudiar provendrá de una capa bien localizada correspondiente al plano focal donde se tiene intensidad máxima y por tanto una generación multifotón favorecida, [4]. Debido a las características descritas anteriormente, la microscopía no lineal actualmente esta siendo de particular interés en los campos de medicina y biología.

En lo que respecta a la generación de pulsos ultracortos, actualmente es posible la generación de pulsos láser del orden de attosegundos ( $10^{-18}s$ ). Estos pulsos pueden ser generados teniendo como fuente: un láser de pulsos de femtosegundo. Estos pulsos se enfocan sobre un medio gaseoso (como Ar, He, Xe), provocando la ionización en dicho gas, de tal manera que los electrones, que ya hayan adquirido una gran energía debida al campo generado por el láser, van a seguir las líneas de campo y así dirigirse nuevamente contra el átomo. Las colisiones generadas serán tan energéticas que bajo las condiciones correctas, se van a generar armónicos de alto orden, lo cual sucede en forma de pulsos del orden de attosegundo. Estos pulsos se van a localizar en el ultravioleta lejano (UV), llegando prácticamente a la región de rayos X, [5][6].

Es necesario decir que a escala temporales tan cortas (fs) y anchos de banda amplios, los efectos de dispersión en los pulsos ultracortos son muy severos [7][8], generándose un efecto conocido como *Chirp* ó modulación de fase. Esto afecta las características principales del pulso como son su fase, potencia pico, resolución temporal y espacial. Es posible compensar este efec-

to no deseable de distintas maneras, involucrándose generalmente sistemas compresores pasivos ó activos. En este trabajo se presenta un método activo por medio de un dispositivo óptico-adaptativo basado en un espejo deformable de membrana micromaquinado. Este elemento compensa mediante una deformación en su superficie ,y por medio de un arreglo tipo doble transformada de Fourier (2-f), con el espejo deformable ubicado en la posición donde se despliega el espectro de los pulsos (plano de Fourier).Es posible corregir la fase espectral y con ello compensar el *Chirp* que afecta a un pulso de entrada, [9].

## 0.1. Referencias

- [1] E. González, *El láser: Principios básicos*, Ed. Universidad Santo Tomás, 2003.
- [2] Rulliere C., *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*, Springer, 2<sup>a</sup> Edición, 2005.
- [3] G. Castro-Olvera, Tesis de Licenciatura: Reconfiguración de Pulsos de Femtosegundos con óptica adaptativa, 2012, UNAM.
- [4] M. Fermann, A. Galvanauskas and G. Sucha, *Ultrafast Lasers: Technology and Applications*. u6 2003, Marcel Dekker: New York, Basel.
- [5] F.B. Alonso, et al, *El láser: la luz de nuestro tiempo*, Ed. Globalia, 2010.
- [6] <http://www.dicyt.com/blogs/attociencia/?p=27>
- [7] J.C. Diels, Rudolph Wolfgang, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 2<sup>a</sup>, Elsevier, 2006.
- [8] <http://www.newport.com/The-Effect-of-Dispersion-on-Ultrashort-Pulse/602091/1033/content/.aspx>
- [9] D.T. Reid, J. Garduño-Mejía, A. H. Greenaway, Programmable spectral phase control of femtosecond pulse by use of adaptive optics and real-time pulse measurement, *Journal of the Optical Society of America*, **21(4)**, 2004.

# Capítulo 1

## Pulsos Ultracortos

El desarrollo de los pulsos ultracortos, ha ido acompañado con el estudio y mejor entendimiento de los efectos de dispersión y cómo esta afecta la fase, así como otros efectos de distorsión espacio-temporales [1][2][3]. Estos efectos tiene lugar cuando un pulso se propaga a través y/o sobre un medio, y están ampliamente relacionados con el ancho de banda espectral, su longitud de onda, las dimensiones y características del perfil transversal del pulso mismo, [4].

### 1.1. Características de un pulso

Las principales características de un pulso láser vienen dadas en función de su campo eléctrico; utilizando la aproximación escalar tenemos la ec. (1.1), con la suposición de que el campo del pulso está *linealmente polarizado*, de tal manera que únicamente la dependencia temporal esté siendo considerada. El campo eléctrico de un pulso puede expresarse con la ec. (1.2):

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, \mathbf{t}) = E(t), \quad (1.1)$$

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} * \exp(i(\omega_0 t - \phi(t)) + c.c., \quad (1.2)$$

donde  $t$  representa el tiempo en el sistema de referencia del pulso,  $\phi(t)$  es la fase temporal,  $I(t)$  es la intensidad temporal del pulso y  $\omega_0$  es la frecuencia angular de la frecuencia portadora.

Se puede ir simplificando esta expresión considerando una amplitud compleja, utilizando una aproximación de señal analítica, se tiene que la ec.(1.2) queda descrita por la siguiente ecuación, donde se ha suprimido la rápida variación de  $\omega_0$ , y la expresión se ha multiplicado por 2.

$$E(t) = \sqrt{I(t)} * \exp(-i\phi(t)) \quad (1.3)$$

La expresión de la ec.(1.3) es la más utilizada cuando se estudia el campo eléctrico en un dominio temporal. Podemos calcular el perfil de intensidad del pulso, tal como se expresa en la siguiente ecuación:

$$I(t) = |E^2(t)|. \quad (1.4)$$

En la fig. (1.1) se representa el campo eléctrico de un pulso gaussiano, es decir que la función envolvente que caracteriza al pulso es una función gaussiana, en esta se identifica y diferencia la amplitud del pulso de su intensidad, la cual difiere en un factor de  $\sqrt{2}$ .

La fase temporal de un pulso puede calcularse mediante la ec. (1.5).

$$\phi(t) = \arctan\left(\frac{Im(E(t))}{Re(E(t))}\right). \quad (1.5)$$

Este mismo desarrollo puede hacerse en el dominio de frecuencias, lo cual es equivalente para un análisis espectral del pulso. Podemos ir de un dominio a otro utilizando la transformada de Fourier (TF). De esta forma definimos el campo eléctrico del pulso en el dominio de frecuencias como:

$$\epsilon(\omega) = F(E(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) * \exp(-i\omega t) dt, \quad (1.6)$$

Si separamos las contribuciones de fase e intensidad en la ecuación (1.6) tenemos:

$$\epsilon(\omega) = \sqrt{S(\omega)} * \exp(-i\varphi(\omega)) \quad (1.7)$$

donde  $S(\omega)$  es el espectro del pulso, y  $\varphi(\omega)$  representa la fase espectral.

De la ec. (1.7) obtenemos que el espectro del pulso está dado por:

$$S(\omega) = |\epsilon^2(\omega)| \quad (1.8)$$

La fase espectral  $\varphi(\omega)$  va a estar dada por la ec.(1.9):

$$\varphi(\omega) = \arctan\left(\frac{Im(\epsilon(\omega))}{Re(\epsilon(\omega))}\right) \quad (1.9)$$

Finalmente, si aplicamos la transformada de Fourier inversa a la ec. (1.6), podemos recuperar el campo temporal del pulso, tal como se muestra en la ec. (1.10).

$$E(t) = F^{-1} \{ \epsilon(\omega) \} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon(\omega) * \exp(i\omega t) d\omega \quad (1.10)$$

## 1.2. Fase temporal y espectral de un pulso

Como ya se dijo, al propagarse un pulso ultracorto este modifica sus características debido a la dispersión provocada por el medio por el cual se propaga. Haciendo una expansión de la fase temporal alrededor de  $t = 0$ , se tiene:

$$\phi(t) = \phi_0(t) + t\phi_1(t) + \frac{1}{2}t^2\phi_2(t) + \frac{1}{6}t^3\phi_3(t) + \dots \quad (1.11)$$

donde comúnmente, se considera que el primer término es suficiente para describir el pulso temporalmente esto con la suposición de que se tiene un comportamiento clásico, es decir, que no se van a presentar efectos no-lineales ni de dispersión.

Análogamente, se realiza una expansión de la fase espectral alrededor de  $\omega = \omega_0$  :

$$\varphi(\omega) = \varphi_0(\omega) + (\omega - \omega_0)\varphi_1(\omega) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\varphi_2(\omega) + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\varphi_3(\omega) + \dots \quad (1.12)$$

En la ec. 1.12, cada término representa una contribución a la fase del pulso. En la secciones subsecuentes, se explicará la contribución de cada término.

### 1.2.1. Distorsiones de Fase

Una característica de la fase es su periodicidad, es decir, tiene la propiedad de repetirse cada ciclo de  $2\pi$ . Esto lo podemos escribir como:

$$\exp(i(\phi + 2\pi)) = (\exp i(\phi + 2n\pi)) \quad (1.13)$$

con n un número natural.

Es común definir la fase únicamente en un intervalo de  $[0, 2\pi]$ . Un problema que esto puede generar es que cuando la fase excede el valor de  $2\pi$  este

dará un salto hasta cero, provocando discontinuidades. Lo anterior, puede solucionarse realizando una rutina de desenrollamiento de fase (*unwrapping*), donde el algoritmo irá sumando o restando, apropiadamente, múltiplos de  $2\pi$  eliminando de esta forma las discontinuidades.

### 1.2.2. Distorsión de fase orden cero: Fase Absoluta

La distorsión de grado cero corresponde al término constante de las ec. (1.11) y (1.12), en esta primera aproximación, la fase espectral  $\phi_0$  es igual a la  $\varphi_0$ .

Este término se usa regularmente como una primera aproximación cuando la onda es de grandes ciclos, y se conoce como *fase absoluta*; está representa la fase relativa de la onda portadora con respecto al máximo del pulso envolvente. En la fig. (1.1) se muestran pulsos con fase absoluta de  $\phi = 0$ , y otro con  $\phi = \pi$ , es difícil distinguir cada pulso debido a que tiene demasiados ciclos), mientras que en la fig. (1.2), se observa una onda un muy pocos ciclos (5 ciclos), y se aprecia claramente el cambio en la fase.

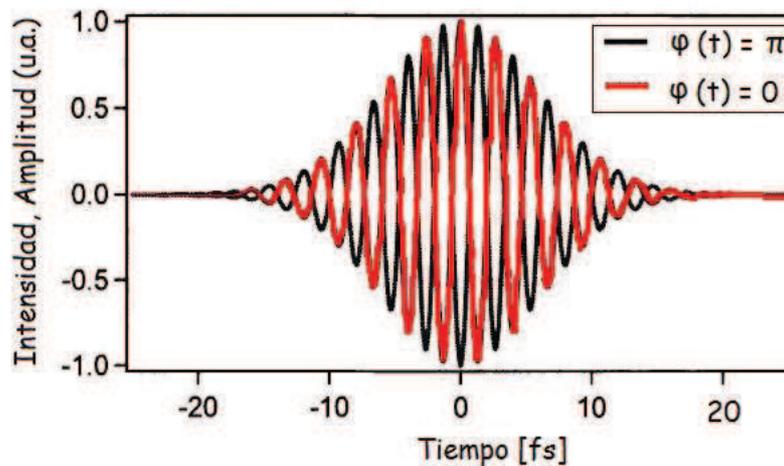


Figura 1.1: Muestra 2 ondas están conformadas por muchos ciclos, estas se hallan desfasadas  $\pi$  y es difícil distinguir una onda de otra.

Debido a lo anterior, cuando se presentan pulsos con pocos ciclos, debe analizarse la fase en órdenes superiores a cero.

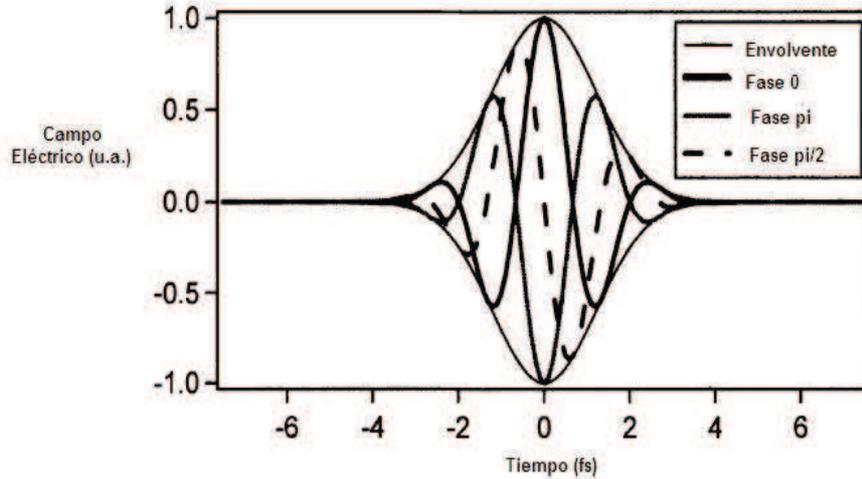


Figura 1.2: La imagen muestra un pulso de pocos ciclos, con distintos desfases, los cuales son perfectamente distinguibles.

### 1.2.3. Distorsión de fase primer orden

Esta contribución corresponde al segundo término de la ec. (1.12), y da información acerca del retraso en tiempo con el que llega el pulso, generalmente este término no es considerado si lo que se está estudiando es la forma del pulso. Sin embargo, haciendo uso del Teorema de Variación (Shift Theorem) a la transformada inversa de Fourier, es posible medir el desplazamiento espectral del pulso, lo cual es fácilmente medido por un espectrómetro.

### 1.2.4. Distorsión de fase segundo orden: *Chirp* Lineal

La variación de fase en segundo orden está representada por el tercer término de la ec. (1.12), el término  $\phi_2$  está dado por una pendiente en la gráfica de frecuencia vs. tiempo. Si dicha pendiente es distinta de cero se dice que el pulso presenta *chirp* lineal, esto se puede ejemplificar en el caso de un pulso con envolvente gaussiana.

Se tiene que el campo de un pulso gaussiano, en el dominio temporal está representado por la siguiente ecuación:

$$E(t) = E_0 \exp(-at^2) * \exp(ibt^2), \quad (1.14)$$

donde  $E_0$  es constante,  $a^{-1/2}$  es en esencia el ancho temporal medio medido a  $\frac{1}{c}$  y  $b$  es un parámetro correspondiente al *chirp*.

La intensidad de este pulso va a estar dada por:

$$I(t) = |E_0|^2 \exp(-2at^2), \quad (1.15)$$

mientras que la fase temporal será:

$$\phi(t) = -bt^2. \quad (1.16)$$

Para pasar al dominio de frecuencias, se utilizan las ecuaciones (1.7), (1.8) y (1.9). Donde se tiene que el campo eléctrico, el espectro y la fase espectral, están descritas por las ecuaciones (1.17), (1.18) y (1.19), respectivamente.

$$E(\omega) = \left( \frac{\pi}{a + ib} \right) * \exp\left( \frac{-\omega^2}{4(a - ib)} \right), \quad (1.17)$$

$$S(\omega) = \left( \frac{\pi}{a^2 + b^2} \right) * \exp\left( \frac{a\omega^2}{2(a^2 + b^2)} \right), \quad (1.18)$$

$$\phi(\omega) = \left( \frac{b}{a^2 + b^2} \right) * \omega^2. \quad (1.19)$$

En las fig. (1.3) y (1.4), puede apreciarse la naturaleza de signos opuestos de las ec. (1.19) y (1.16), los cuales por un lado (arriba) nos muestran como se deforma el campo debido a que el pulso experimenta dispersión durante su propagación en algún medio lo cual genera *chirp* lineal; la parte inferior de cada gráfica nos muestra el *group delay*, ( $t_{grupo}$ ), que representa un retardo dependiente de la frecuencia de los diferentes componentes espectrales de la pulso, y por lo tanto lo modifica temporalmente. Además se aprecia como el signo de la pendiente de  $t_{grupo}$  y la fase espectral son contrarios, coincidiendo con las ecuaciones.

El principio para construir reconfiguradores de pulsos ultracortos, es el proceso de introducir *chirp* negativo al pulso con el fin de compensar el *chirp* positivo generado en el pulso debido a efectos de dispersión en los materiales a través de los cuales se transmite.

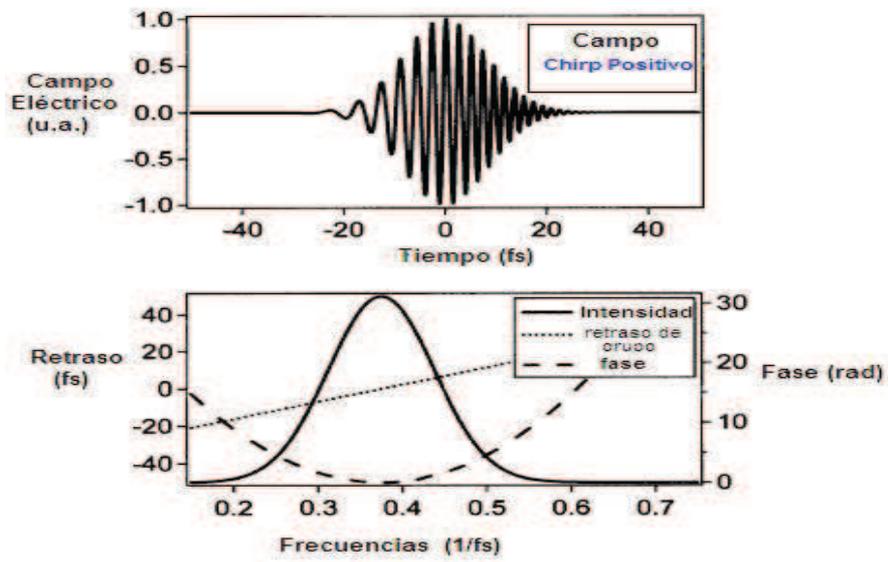


Figura 1.3: Arriba: Representación del campo de un pulso con perfil gaussiano en unidades arbitrarias, y el efecto del *chirp* positivo en él. Abajo: Se muestran el perfil de intensidad de un pulso gaussiano, además de la claro sentido opuesto entre la fase espectral y temporal del pulso.

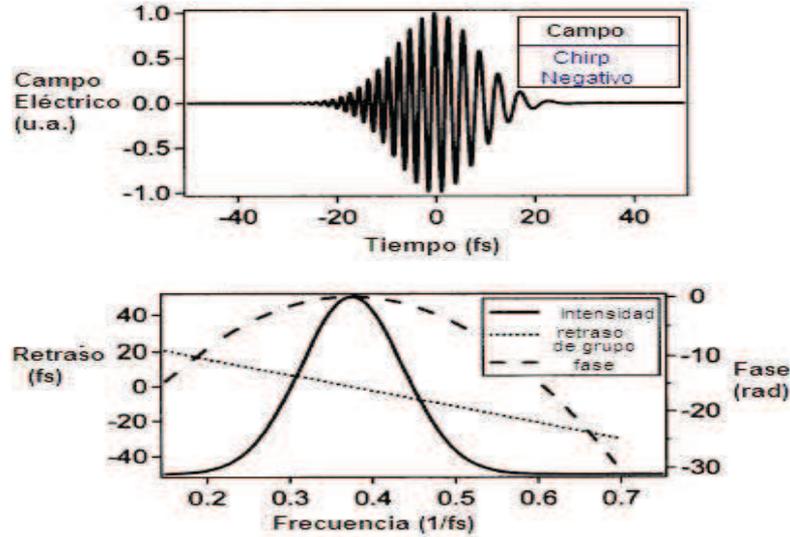


Figura 1.4: Arriba: Representación del campo de un pulso con perfil gaussiano en unidades arbitrarias, y el efecto del *chirp* negativo en él. Abajo: Se muestran el perfil de intensidad de un pulso gaussiano, además de la claro sentido opuesto entre la fase espectral y temporal del pulso.

### 1.2.5. Distorsión de fase tercer orden: *Chirp* Cuadrático

Las dispersión de fase a tercer orden, correspondientes al cuarto término de la ec. (1.12) nos da información acerca del *group delay* cuadrático, que se hace en el dominio de frecuencias donde es más sencillo e intuitivo medir, contrario a lo que pasa en el dominio temporal. El *group delay* cuadrático nos proporciona información acerca del retraso que va a experimentar cada frecuencia, respecto a la frecuencia portadora  $\omega_0$ .

En las fig. (1.5) y (1.6), se muestran dos ejemplos de pulsos con *chirp* cuadrático positivo y negativo, respectivamente. En ambas graficas, se aprecia que su fase corresponde a una función cubica.

Cabe mencionar que existen distorsiones de la fase espectral de orden superior (4to y 5to orden), que corresponde a pulsos con un perfil muy complejo, o pulsos que se propagan grandes distancias por fibra óptica.

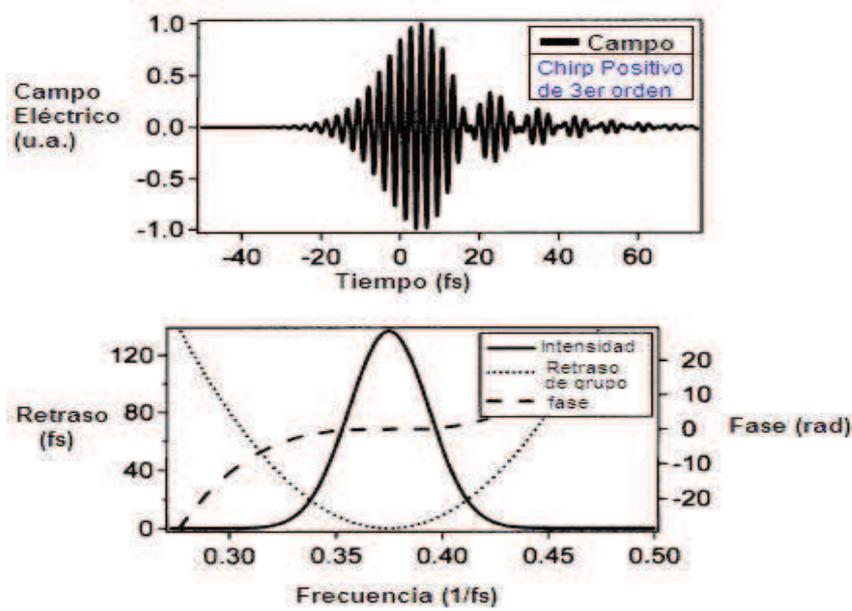


Figura 1.5: (Arriba) Se muestra el campo de un pulso con *chirp* positivo de tercer orden (o distorsión de fase cuadrática). (Abajo) se ilustra la fase espectral de orden cubica, y su tiempo de retardo que corresponde a una función cuadrada.

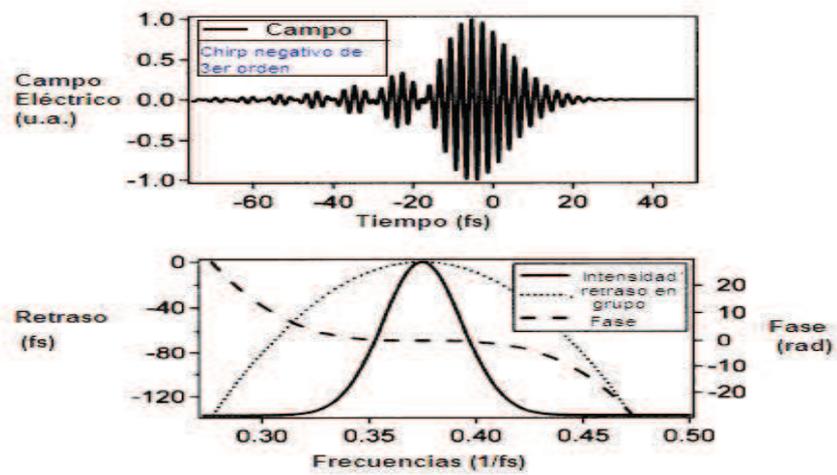


Figura 1.6: (Arriba) Se muestra el campo de un pulso con *chirp* negativo de tercer orden (o distorsión de fase cuadrática). (Abajo) se ilustra la fase espectral de orden cubica, y su tiempo de retardo que corresponde a una función cuadrada.

### 1.2.6. Dispersión en un pulso

Es importante mencionar que parte esencial del estudio de los pulsos es el control de la dispersión en los mismos, un concepto que resulta importante definir es el de dispersión de velocidad de grupo, el cual ya fue implícitamente explicado al hablar de *Chirp* lineal. La GVD representa la dispersión en frecuencias del pulso en función de su longitud de onda, esto es que la componentes espectrales del pulso van a separarse al propagarse en un medio con índice de refracción,  $n(\lambda)$ . Esto se puede expresar en base a la definición de velocidad de grupo de una onda, ec. (1.20):

$$v_{grupo} = \frac{d\omega}{d\kappa} \quad (1.20)$$

donde  $\omega$  es la velocidad angular y  $\kappa$  es el número de onda. Esta relación involucra la dispersión, debida a las distintas velocidades de fase en las componentes del pulso. Tenemos que la GVD se expresa como:

$$GVD = \frac{d}{d\kappa} \left[ \frac{1}{v_{grupo}} \right] = \frac{d^2\kappa}{d\omega^2} \quad (1.21)$$

Lo anterior se muestra gráficamente en el diagrama de la fig.(1.7), en la imagen se aprecia como un pulso al propagarse por un medio transparente por efecto de la GVD las frecuencias cercanas al rojo (de longitud de onda grande) se adelantan respecto a las azules.

Existen distintas maneras de compensar la GVD en un pulso, en el presente trabajo se utilizara un espejo deformable que corresponde a una técnica de óptica adaptativa que se discutirá en el Capítulo 2.

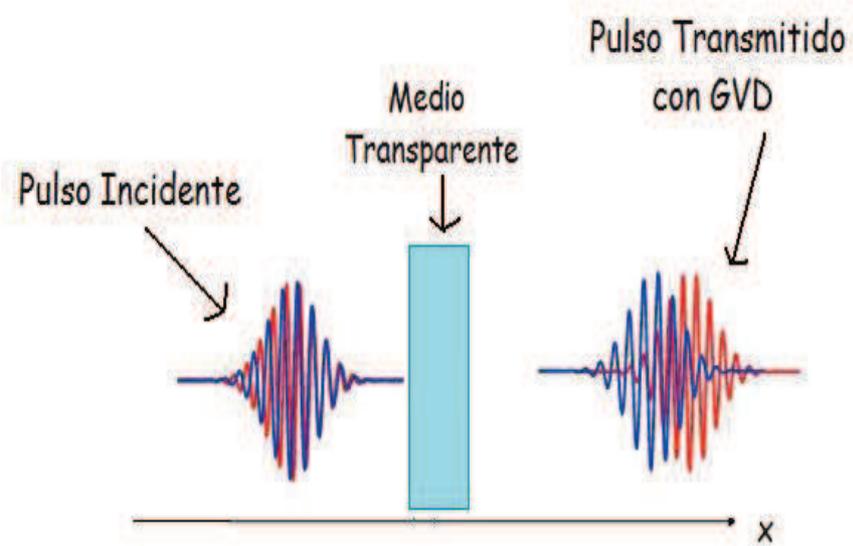


Figura 1.7: Esquema del fenómeno de *dispersión de velocidad de grupo*

### 1.3. Referencias

[1] Cristtel Y. Ramírez-Corral, Martha Rosete-Aguilar and Jesús Garduño-Mejía, (2009), “Third-order dispersion in a pair of prisms”, *Journal of Optical Technology*, **56**, pp. 1659-669

[2] F.C. Estrada-Silva, J. Garduño-Mejía, M. Rosete-Aguilar, C. J. Román-Moreno, R. Ortega-Martínez, (2009), “Aberration effects on femtosecond pulses generated by non ideal achromatic doublets”, *Applied Optics*, **48**, pp 4723-4734

[3] N. C. Bruce, M. Rosete-Aguilar, O.G. Rodríguez-Herrera, J. Garduño-Mejía and R. Ortega-Martínez, “Spatial chirp in the focusing of dew-optical cycle pulses by a mirror,” *J. Mod. Opt.*, **60**, No. 13, pp.1037-1044, (2013).

[4] Trebino R., *Frecuency-Resolved Optical Gating: The measurement of Ultrashort Laser Pulses.*, Kluwer Academic, (2<sup>a</sup>) edición, 2000.

## Capítulo 2

# Caracterización del Espejo Deformable de Membrana Micromaquinado

### 2.1. Óptica Adaptativa: Espejos Deformables

Un problema recurrente al manipular pulsos de femtosegundos, cómo ya se explicó en el capítulo anterior es la GVD que experimenta el pulso al pasar por distintos elementos ópticos, lo cuál introduce un término de fase espectral al pulso. Una manera de corregir esto, es mediante el uso de técnicas óptico-adaptativas. Estas técnicas son capaces de corregir dicha GVD. Las técnicas pueden ser pasivas: como pares de prismas, espejos *chirp*, rejillas de difracción; ó activas: como moduladores espaciales de luz (SLM, por siglas en inglés spatial light modulator), moduladores acusto-ópticos (*Dazzlers*) y MMDMs. El uso de MMDM, se aplica al corregir el frente de onda del pulso o bien, como en nuestro caso, la fase espectral de un pulso de femtosegundos lo cual se explica en la sección 2.1.1.,[1].

#### 2.1.1. Corrección de Frente de onda

La forma del frente de onda puede ser corregido mediante una modificación en su perfil espacial. Un espejo deformable de membrana adopta una forma determinada por el arreglo de voltajes que se le aplique, se espera *idealmente* que el frente de onda resultante sea plano. En la fig. (2.1) se muestra

un esquema de la corrección de fase, mediante la incidencia del haz sobre el espejo deformable, [2].

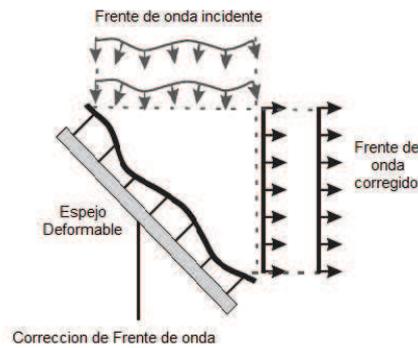


Figura 2.1: Correccion de frente de onda usando un espejo deformable de membrana

El principio en el que se basa la corrección de fase, es mediante el control de la diferencia de camino óptico (DCO) el cual puede ser escrito como:

$$DCO = n * \Delta z, \quad (2.1)$$

donde  $n$  es el índice de refracción, y  $\Delta z$  es la distancia recorrida por la onda.

Además de que por otra parte, la fase  $\varphi$  se escribe como:

$$\varphi = \frac{2\pi * DCO}{\lambda}. \quad (2.2)$$

## 2.2. Caracterización del MMDM

Para este caso, se utilizó un MMDM, la cual esta compuesta de nitrato de silicio con espesor entre  $5 \mu\text{m}$  y  $10 \mu\text{m}$ . (Ficha técnica del MMDM, ver al Apéndice B.). Se halla montando sobre una película conductora de oro que a su vez, se encuentra sobre un arreglo 2-dimensional de electrodos. Cuando se le aplica un voltaje al conjunto de electrodos estos deforman la membrana, mediante el principio de atracción electrostática lo cual resulta en una deformación de la superficie del espejo.

Un MMDM puede tener deformarse sólo en la dirección del arreglo de electrodos esto debido a que la fuerza electrostática es únicamente atracti-

va, por lo que la membrana solo puede producir formas cóncavas. Esto lo ponemos en la fig. (2.2).

Se pueden obtener distintas formas de la superficie si aplicamos distintas combinaciones de voltajes para los electrodos.

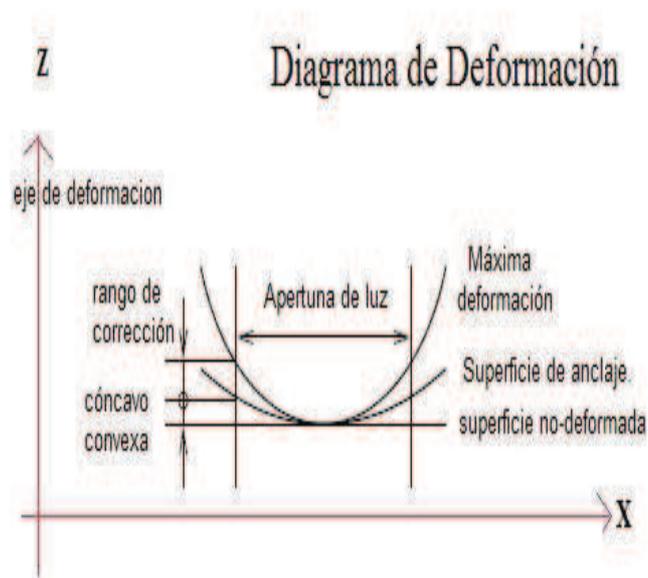


Figura 2.2: Se muestran las distintas etapas de la deformación del espejo. El anclaje de deformación se refiere a la deformación default que tendrá el espejo cuando este se enciende, es decir, el estado del espejo sin aplicarle voltaje.

### 2.2.1. Método de Caracterización.

Se utilizó el *Método de la transformada de Fourier para el análisis de patrones de franjas*, [3]. Este método consiste en analizar un patrón de franjas, de la forma:

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y)\cos[2\pi f_0 x + \Phi(x, y)] \quad (2.3)$$

donde  $\Phi(x, y)$  es la fase que se pretende encontrar,  $a(x, y)$  y  $b(x, y)$  corresponden a la variación de intensidad debido a reflexión o transmisión no uniforme de la luz, que es captada en mayor o menor medida, en relación al contraste durante la captura de la imagen del patrón de franjas (Interferograma).

La ecuación (2.3) puede reescribirse como:

$$g(x, y) = a(x, y) + c(x, y)\exp(2\pi i f_0 x) + c^*(x, y)\exp(-2\pi i f_0 x)\Phi(x, y) \quad (2.4)$$

donde:

$$c(x, y) = \frac{1}{2}b(x, y)\exp[i\Phi(x, y)] \quad (2.5)$$

Una vez que se obtiene el patrón de franjas, se le aplica a este el algoritmo de la Transformada Rápida de Fourier (FFT), con lo cual es posible separar e identificar la frecuencia portadora  $f_0$ , a partir de lo cual se puede realizar posteriormente un filtrado en el espectro. Esto lo podemos ver en la siguiente ecuación:

$$G(x, y) = A(f, y) + C(f - f_0, y) + C^*(f + f_0, y) \quad (2.6)$$

En la ecuación (2.6) se puede apreciar esta "separación" del espectro, lo cual es más claro en la fig. (2.3).

Una vez que obtuvimos el espectro a partir de la FFT, se tiene que notar que únicamente nos interesara la frecuencia portadora, por lo cual es necesario recortar el espectro, así que tomamos unicamente la parte de  $C(f - f_0, y)$ .

Para regresar al dominio espacial, aplicamos nuevamente el algoritmo de *Transformada Rápida de Fourier - inversa*.

A partir de lo anterior, es que recuperamos únicamente la información de la fase  $\Phi$ , pues de la ecuación (2.5) se tendrá que:

$$\log[c(x)] = \log\left(\frac{1}{2}b(x, y) + i\Phi(x, y)\right) \quad (2.7)$$

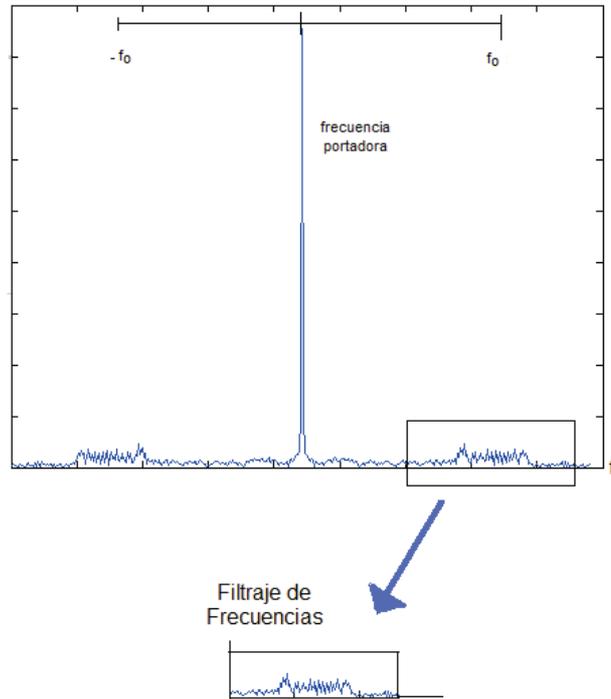


Figura 2.3: Arriba: Se observan el espectro centrado y separado por la TF, a partir de este filtramos solo una parte del espectro. Abajo: se elige la banda positiva.

Ahora bien, una vez que hemos encontrado la fase es probable que esta requiera, como se menciona en la sección 1.2.1, una rutina de desenrollamiento (*unwrapping*) con lo que se eliminará en lo posible las discontinuidades en la fase; y posteriormente habrá que aplicar un proceso de desenrampamiento ó (*unramping*) con lo cual podremos obtener finalmente la fase introducida por el espejo.

### 2.2.2. Arreglo Experimental

Utilizando el método anterior descrito en la sección 2.2.1, se caracterizó la superficie del espejo, el arreglo utilizado se muestra en la fig(2.4).

El arreglo esta constituido por un *Interferómetro de Michelson*, la fuente

de iluminación fue un láser He-Ne que emite a una longitud de onda de 632nm, el haz se conduce primero hacia un filtro espacial (FE) para así con ello suprimir las contribuciones del Patrón de Airy, con lo cual se produce un haz más limpio, este filtro espacial está formado por un abertura circular de  $25\mu m$ , un objetivo de Microscopio de 20X con un *pinhole* numérica de  $0,4\mu m$  y una lente ( $L_1$ ) con distancia focal  $f_1 = 12,5$  cm. A continuación, el haz pasa por un polarizador lineal tal que aseguremos la polarización del láser, después de esto el haz llega hasta el divisor de haz de cubo 50-50, donde se divide en 2, uno encaminado hacia un arreglo telescópico y otro hacia un espejo de referencia. El arreglo telescópico consta de 2 Lentes,  $L_2$  y  $L_3$ , donde la primera tiene una distancia focal corta ( $f_2 = 9,6cm$ ) y la otra una distancia focal mayor, ( $f_3 = 30,0cm$ ) , este arreglo nos permite ampliar el haz para así poder cubrir toda la superficie del espejo deformable (MMDM). Cuando los rayos regresan sobre el arreglo interferométrico, estos interfieren con el haz que regresa del espejo de referencia, formando un patrón de interferencia que registramos sobre una CCD. Finalmente, para lograr que el patrón ajuste su tamaño sobre toda el área de la CCD, usamos un Zoom fotográfico  $1 : 3,5 \sim 4,5$ .

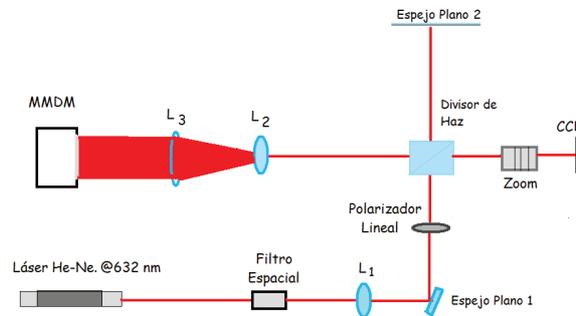


Figura 2.4: Arreglo interferométrico utilizado para la caracterización de la superficie del MMDM.

Una vez que se logró la alineación del arreglo experimental de la fig.??, se procedió a controlar el MMDM utilizando el software propio del dispositivo mediante el cual aplicamos un arreglo de voltajes sobre cada uno de los 19 actuadores. Recordemos que la aplicación de un arreglo de voltajes va a implicar una deformación y/o modificación en la forma de la superficie del MMDM, esto a su vez se reflejó como un patrón de interferencia *diferente*, es decir, un patrón particular para cada arreglo de voltajes.

Al obtener las imágenes con los distintos patrones de interferencia, se realizó el análisis mediante Matlab.

### 2.3. Matriz de Influencia

La manera en la que se caracterizó el MMDM, fue obteniendo la matriz de transformación (matriz de cambio de base en Álgebra lineal) entre un arreglo de voltaje (vector-voltajes) y el arreglo de deformación (vector-deformación), a esta matriz de transformación se le llama *matriz de influencia*[4].

La matriz de influencia del espejo se obtuvo, aplicando secuencialmente a cada actuador el voltaje máximo, que es de 241 V, mientras que los demás actuadores no se les aplicó voltaje (i.e. 0 V), es decir, la respuesta al impulso. Debido a que el principio de funcionamiento depende de atracción eléctrica, la influencia del voltaje sobre la deformación del espejo será una dependencia cuadrada.

De lo anterior y suponiendo que, el vector de deformación del espejo  $\vec{Y}_{def}$  se puede escribir como una combinación lineal del voltaje aplicado a cada uno de los 19 actuadores.

$$\vec{Y}_{def} = \vec{M}_i * \vec{V}^2. \quad (2.8)$$

En la ec. (2.8), el término  $\vec{M}_i$  es lo que llamamos *matriz de influencia*, y es la matriz de transformación entre el vector-deformación  $\vec{Y}_{def}$ , y el vector-voltajes  $\vec{V}^2$ . Esta relación va a ser válida únicamente cuando el vector-voltaje y el vector-deformación son vectores columnas.

Como ya dijimos el cálculo de la matriz se hizo, aplicando el voltaje máximo a un actuador, 241 V, mientras que todos los demás permanecían con 0 V, a continuación se calculó la fase de onda del patrón de interferencia formada por el espejo deformable, esto mediante el método descrito en la sección 2.2.1., lo anterior se hizo para cada uno de los **19 actuadores**.

Se repitió el mismo procedimiento con cada actuador y se obtuvo entonces un vector de deformación para cada caso, con esos datos formamos una matriz de deformación total, donde cada columna  $D_i$  se refiere al vector de deformación obtenido en cada caso:

$$\vec{Y}_{def} = [\vec{D}_1, \vec{D}_2, \vec{D}_3, \dots, \vec{D}_{17}, \vec{D}_{18}, \vec{D}_{19}] \quad (2.9)$$

Ahora en la expresion de la ec. (2.9), debe considerarse la deformación de *offset*, ó deformación que por default nos da el MMDM sin voltaje. Denotemos esta expresión como  $D_0$ , de lo anterior que la ec. (2.9), se transforma en:

$$Y_{def}^{\vec{}} = [\vec{D}_1 - \vec{D}_0, \vec{D}_2 - \vec{D}_0, \dots, \vec{D}_{18} - \vec{D}_0, \vec{D}_{19} - \vec{D}_0] \quad (2.10)$$

De la ec. (2.10) se puede despejar el término de la MI, en términos del vector voltaje y el vector de deformación.

$$M_i = V^{-2} * Y_{def} \quad (2.11)$$

En base a la ec.(2.11), obtuvimos la matriz de influencia con lo cual podremos posteriormente reconstruir la forma del espejo, de acuerdo a un arreglo de voltajes aplicados.

La gráfica de distribución de voltajes utilizada para la obtención de la matriz de influencia se muestra en la fig. (2.5).

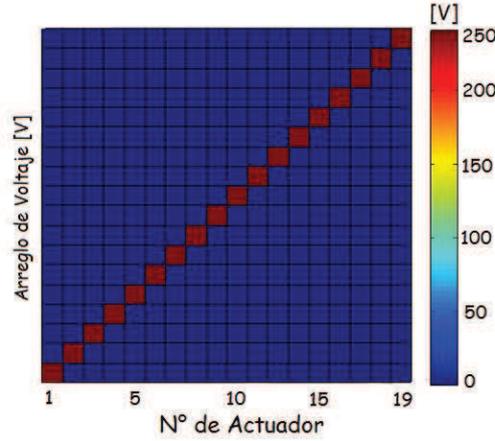


Figura 2.5: Cada Columna en la matriz de Voltaje, representa al vector de voltaje aplicado (241 V) a cada actuador.

Se obtuvo de esta manera, la matriz de influencia característica del espejo deformable dentro de la región de operación, fig.(2.6). De acuerdo a la barra de color que se muestra en la fig.(2.6), vemos que en los extremos del espejo se aprecian zonas de color rojo-anaranjado, y permanece como una constante, esto va a estar directamente relacionado con el hecho de que los extremos del espejo están fijos y por lo tanto la deformación en estas partes está sesgada. La parte diagonal de la matriz de color azul, nos está dando información directa del grado máxima deformación que se tiene en cada actuador al aplicarle un voltaje máximo.

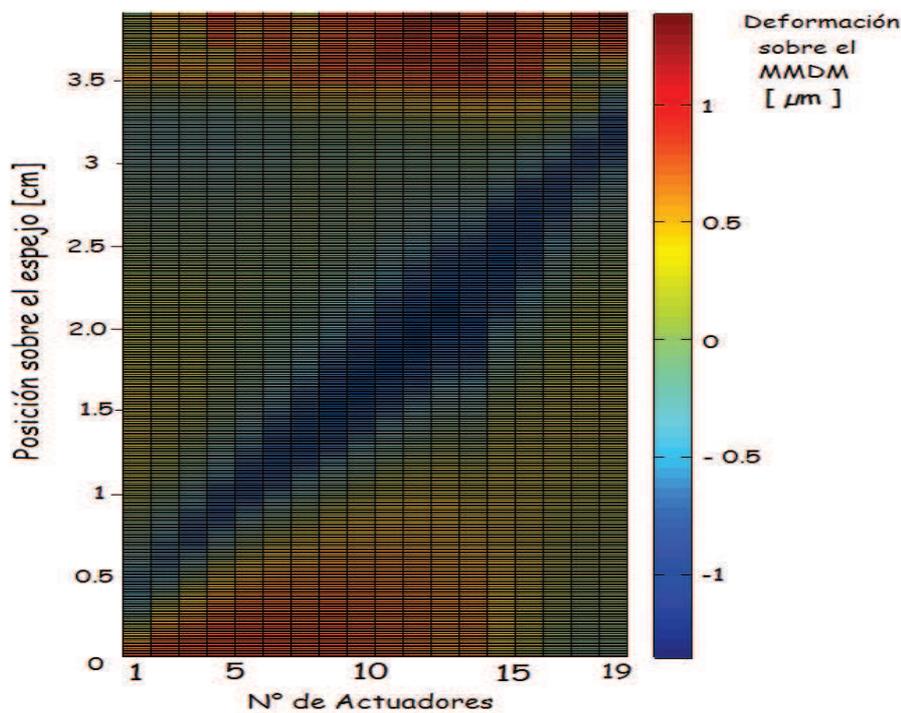


Figura 2.6: Se muestra la matriz de influencia obtenida como caracterización para obtener la forma del espejo, dado un vector-voltaje

En la fig. (2.7), se muestra la superficie de deformación sobre el espejo.

Una vez obtenida la matriz, se probó la fidelidad con la que se puede reconstruir la forma del espejo mediante el uso de la matriz de influencia de la ec. (2.11), a partir de un arreglo de voltaje en los actuadores, ec. (2.12). Para ello se obtuvo la forma del espejo en base a distintos interferogramas y se

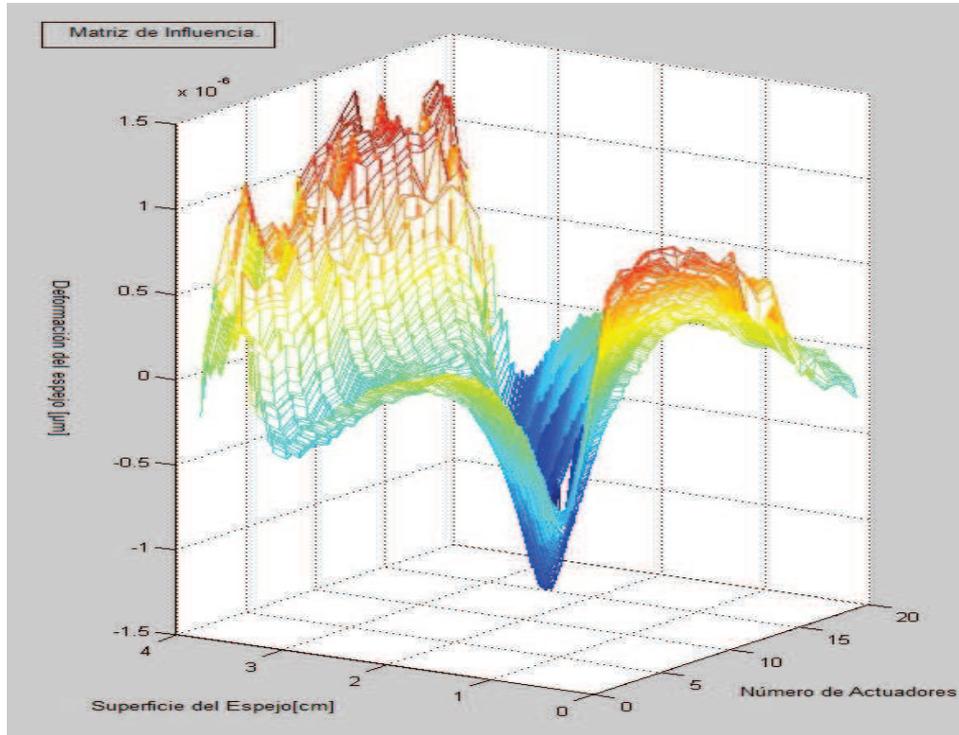


Figura 2.7: Se muestra la matriz de influencia obtenida como caracterización para obtener la forma del espejo, dado un vector-voltaje

compararon con la forma obtenida por la matriz. Los resultados se muestran a continuación en las siguientes figuras 2.8-2.12. Se incluyen las imágenes de los interferogramas, captados por la CCD.

En cada una de las siguientes imágenes se muestra el voltaje aplicado en cada situación.

$$\vec{Y}_{def} = M_i * \vec{V}^2 \quad (2.12)$$

La forma que obtuvimos en base a la matriz de influencia resulto concordar con la forma del espejo, principalmente en la zona central del espejo, que es la zona de mayor interés.

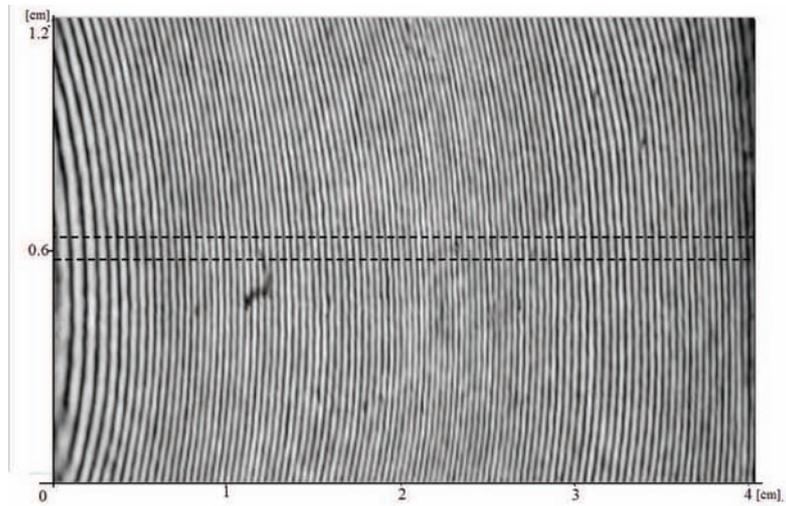


Figura 2.8: Se muestra el interferograma obtenido, el cual corresponde a los voltajes y deformación sobre el MMDM, dada por la fig. (2.15)

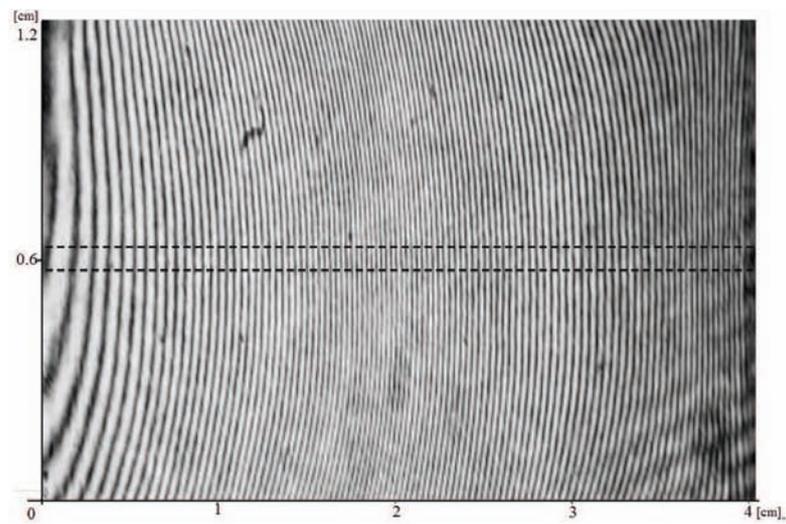


Figura 2.9: Se muestra el interferograma obtenido, el cual corresponde a los voltajes y deformación sobre el MMDM, dada por la fig. (2.13)

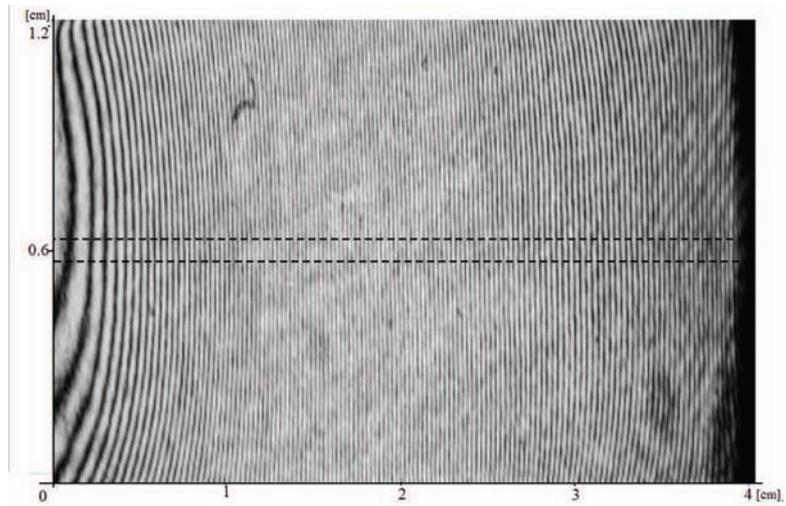


Figura 2.10: Se muestra el interferograma obtenido, el cual corresponde a los voltajes y deformación sobre el MMDM, dada por la fig. (2.14)

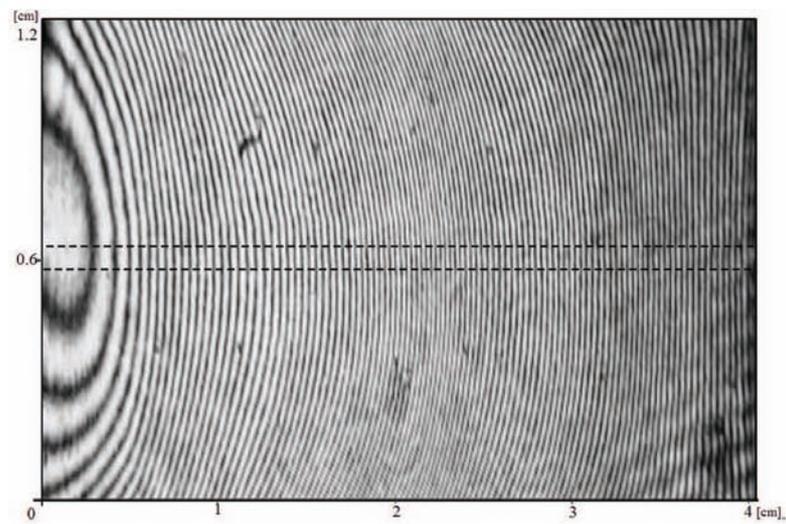


Figura 2.11: Se muestra el interferograma obtenido, el cual corresponde a los voltajes y deformación sobre el MMDM, dada por la fig. (2.16)

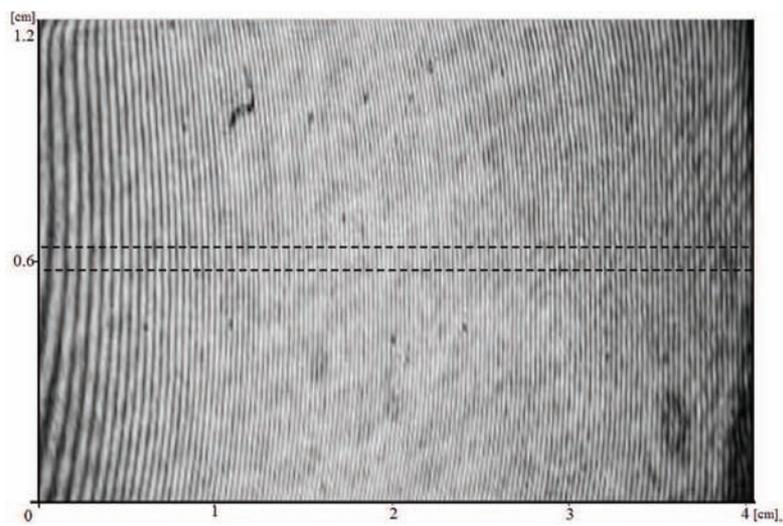


Figura 2.12: Se muestra el interferograma obtenido, el cual corresponde a los voltajes y deformación sobre el MMDM, dada por la fig. (2.17)

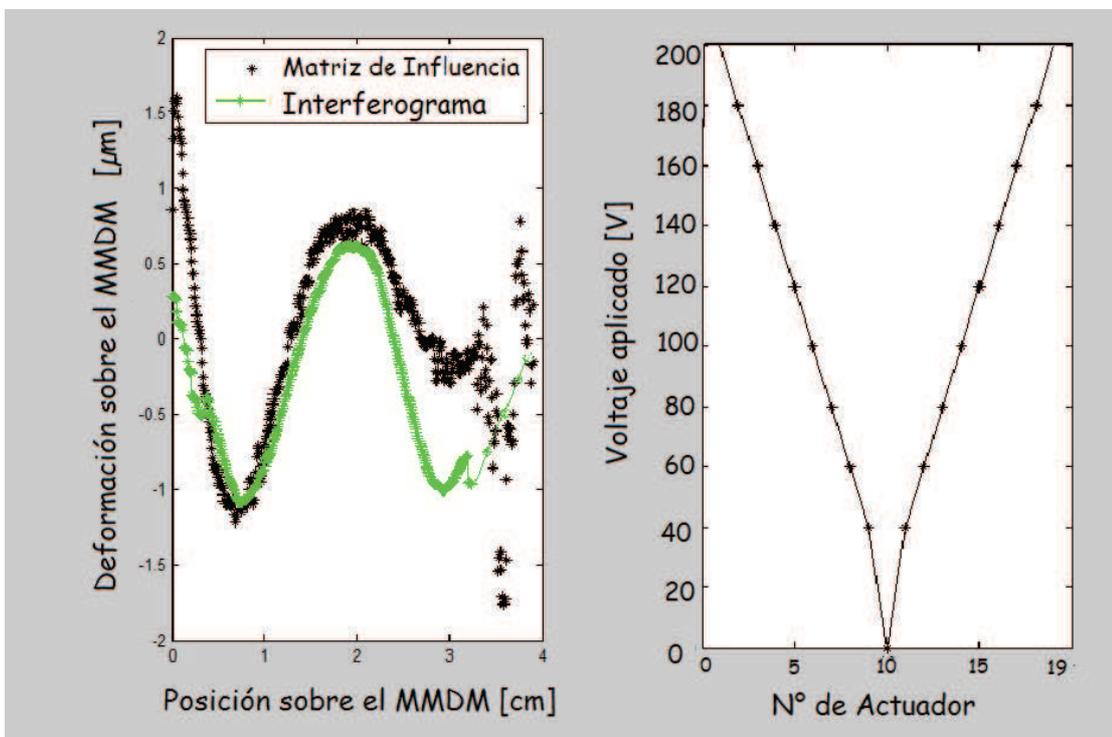


Figura 2.13: comparación de la forma del espejo, obtenida usando el interferograma y utilizando la matriz de influencia

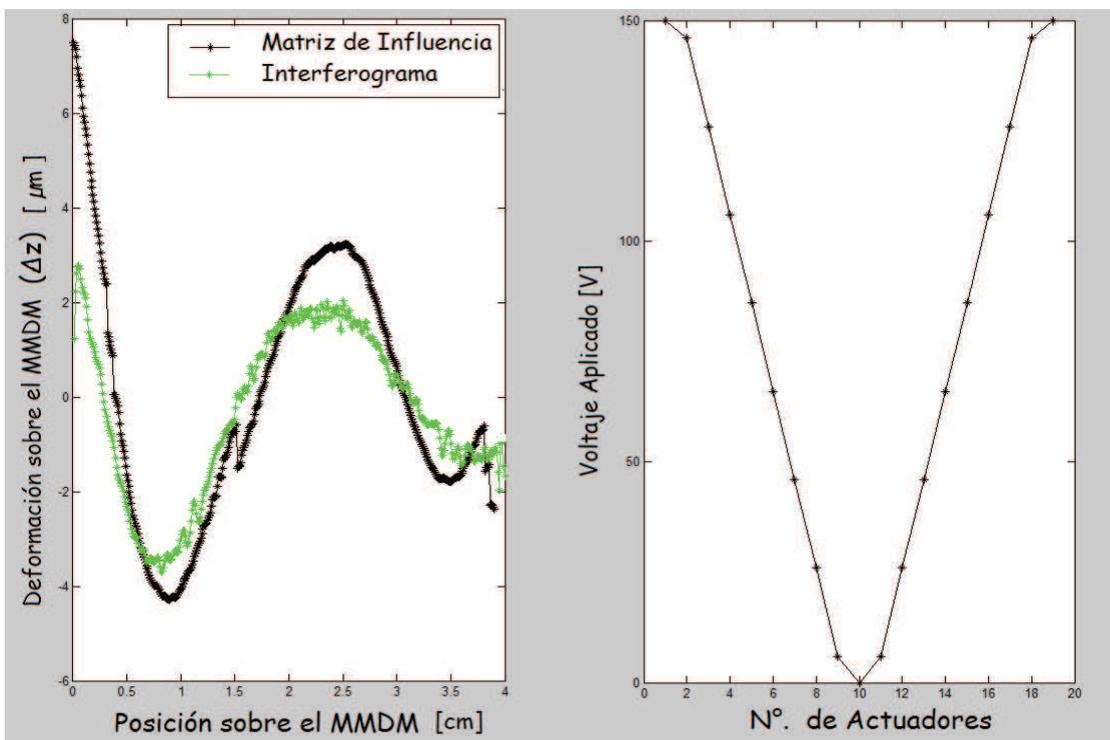


Figura 2.14: comparación de la forma del espejo, obtenida usando el interferograma y utilizando la matriz de influencia

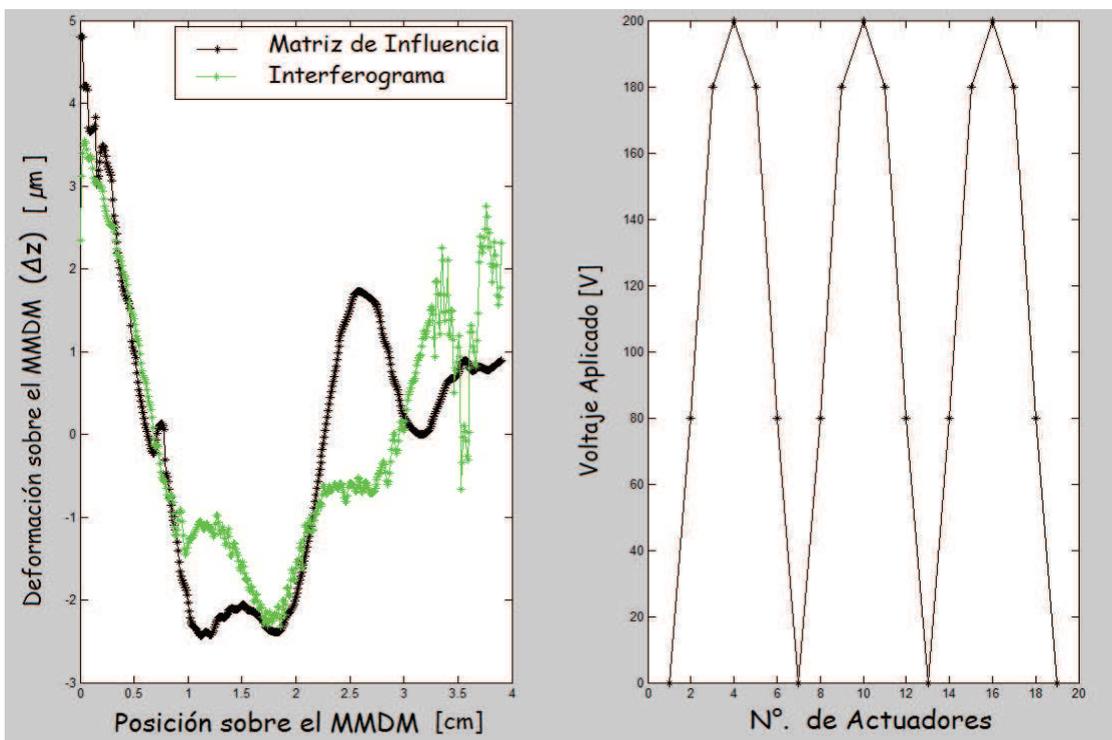


Figura 2.15: comparación de la forma del espejo, obtenida usando el interferograma y utilizando la matriz de influencia

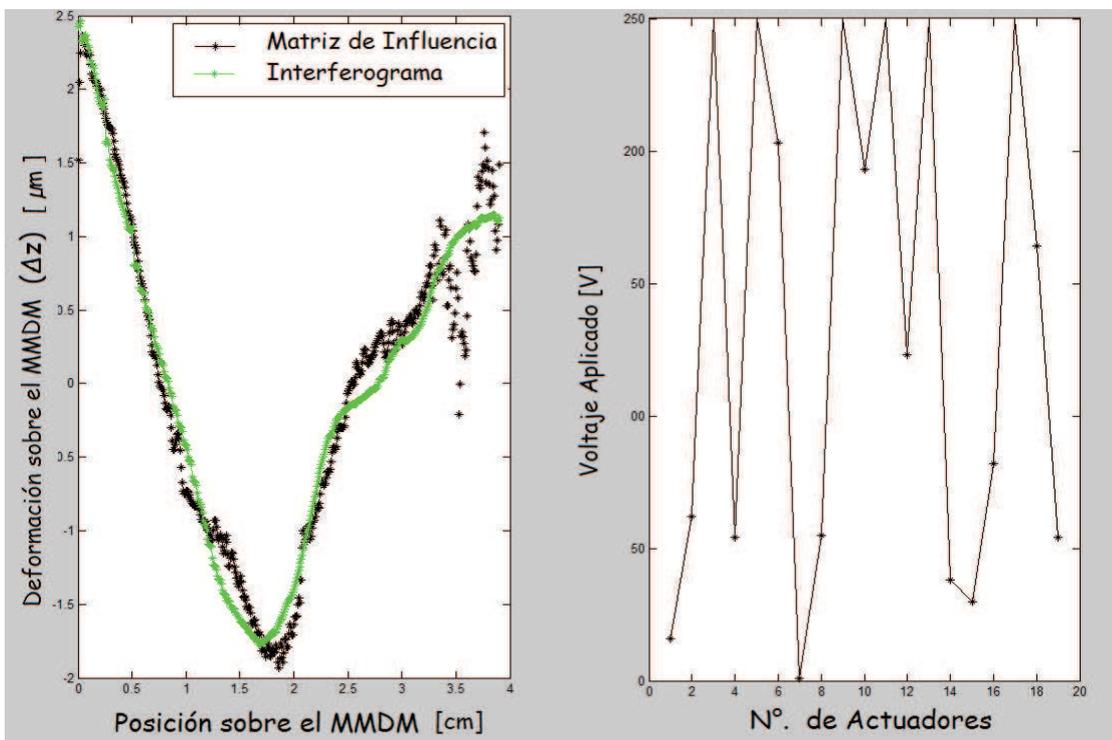


Figura 2.16: comparación de la forma del espejo, obtenida usando el interferograma y utilizando la matriz de influencia

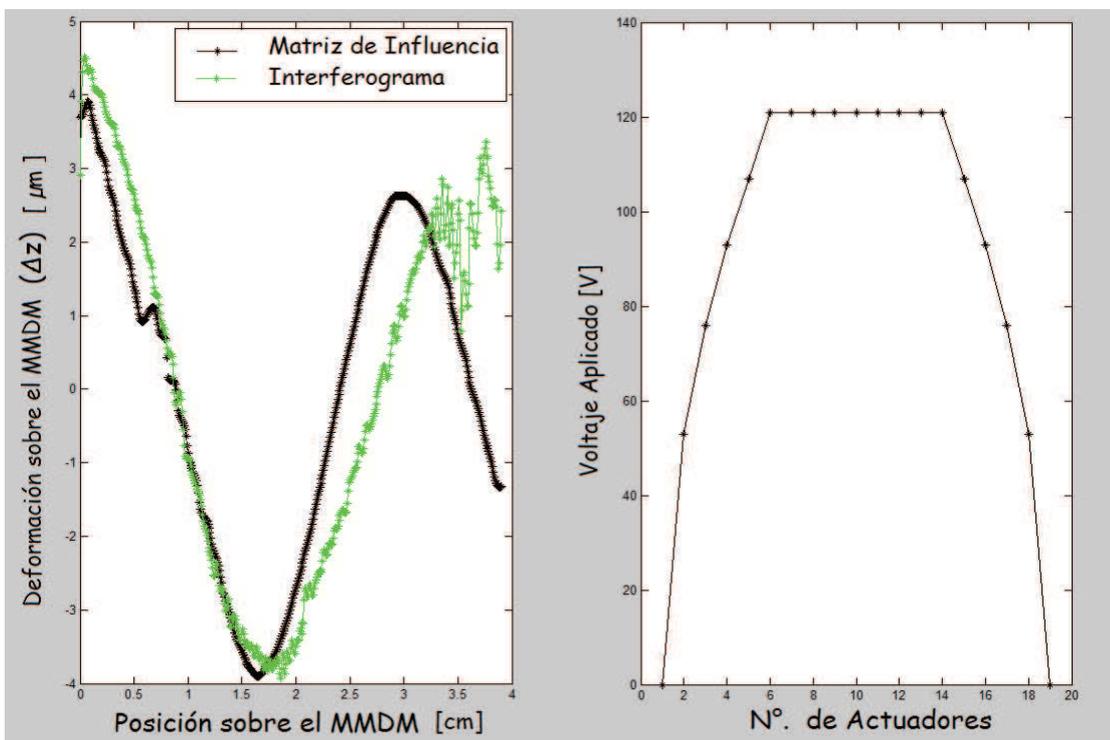


Figura 2.17: comparación de la forma del espejo, obtenida usando el interferograma y utilizando la matriz de influencia

## 2.4. Referencias

[1] H. W. Hardy, Active Optics: A New Technology for the control of light, 1980.

[2] G. Vdovin M. Loktev, O. Soloviev, Adaptive Optics Guide. Flexible Optical BV (OKO Technologies), 2008.

[3] S. Kobayashi M. Takeda, H. Ina., Fourier-Transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. Journal of the Optical Society of America, 72(1), 1982.

[4] Chávez Cervantes Mariana, Tesis de Licenciatura “Caracterización de un espejo deformable de membrana para la reconfiguración de pulsos de femtosegundos”, 2010.

## Capítulo 3

# Reconfiguración de la fase espectral de un pulso en el plano de Fourier utilizando un espejo deformable de membrana

En este capítulo se describe el método utilizado para la reconfiguración de la fase espectral de pulsos ultracortos en un láser Ti:Zaf.

Para el desarrollo de este trabajo, se hizo uso de un método basado en algoritmos genéticos que permitió la optimización de la SHG mediante lo cual, como ya se explicó en el capítulo 1, al maximizarla se incrementa la potencia pico del pulso.

### 3.1. Algoritmos Genéticos

La naturaleza es una maquinaria de tal complejidad y funcionamiento tan preciso que realmente es una proeza el avance tecnológico actual que se ha desarrollado para su entendimiento. En particular, su proceso evolutivo es quizá el punto clave de ella, por lo que cualquier procedimiento o método aplicado que se le asemeje es sin lugar a dudas fundamental. Así fue como en la década de los 70's, John Holland desarrolló lo que actualmente se le denomina *algoritmos genéticos*<sup>1</sup>, que va a ser piedra angular para el desarrollo

del presente trabajo, [1]. Los AG, fueron desarrollados y estructurados como una imitación del proceso evolutivo de la naturaleza.

Un algoritmo genético nos ofrece un método automatizado para alcanzar un máximo de funcionamiento, esto lo hace de manera iterativa, evaluando posibilidades aleatorias que permiten como iteración final la convergencia a un máximo ó mínimo global, [2].

Para el desarrollo de estos algoritmos, se puede usar cualquier lenguaje de programación: C, Matlab ó un lenguaje gráfico como *Labview*, siendo éste último el que se utilizó, [3].

En la fig. (3.1) se muestra un diagrama de flujo del algoritmo utilizado en este caso, vemos que las partes críticas van a ser la *mutación*, la *selección* y *cruzamiento*.

## 3.2. Arreglo experimental

El arreglo experimental utilizado consistió en hacer incidir los pulsos de un láser de Ti:zaf de construcción casera [4], (Ver Apéndice A) y lograr acceder al dominio de frecuencias por medio de un arreglo 2-f (doble transformada de Fourier) constituido por una rejilla de difracción de  $600 \frac{\text{lineas}}{\text{mm}}$ , un espejo cóncavo con distancia focal de  $f=50$  cm y el MMDM en el plano de Fourier, [5][6].

Los pulsos se envían a la rejilla de difracción y se dirige el espectro hasta un espejo cóncavo (espejo de Fourier), formando la línea espectral sobre la superficie del MMDM. Posteriormente, para poder trabajar con el pulso después de pasar por el arreglo TF, se requiere inclinar ligeramente el MMDM y así lograremos que el pulso regrese paralelo a su trayectoria pero a diferente altura. De esta manera, cuando el pulso salga de la rejilla, este será desviado utilizando un espejo plano, dirigiéndolo hacia un objetivo de microscopio de 10X con distancia focal de  $f= 1.5\text{cm}$ . A continuación, se coloca en el foco del objetivo, un cristal BBO tipo 1 con un espesor de  $\delta = 150\mu\text{m}$ , que será el medio no-lineal para la generación del SHG, y un filtro IR que permitirá únicamente transmitir la luz correspondiente a la SHG.

Finalmente, se alineó el sistema tal que fuera posible observar alguna la señal correspondiente de la SHG. Para su detección se colocó un fototubo marca Hamamatsu (ver Apéndice C). Inicialmente, debido al efecto de la GVD y la baja intensidad pico, la señal SHG era muy pequeña, apenas apreciable a simple vista, pero suficientemente intensa para el fototubo.

El esquema del arreglo experimental se muestra en la fig. (3.2), en esta se nota que tanto el espejo deformable como el Tubo Fotomultiplicador fueron conectados a un equipo PC, que fue el encargado de controlar, en circuito cerrado, la intensidad en la SHG por medio de la compensación de la GVD total en la posición de la muestra de forma iterativa por medio de un algoritmo genético.

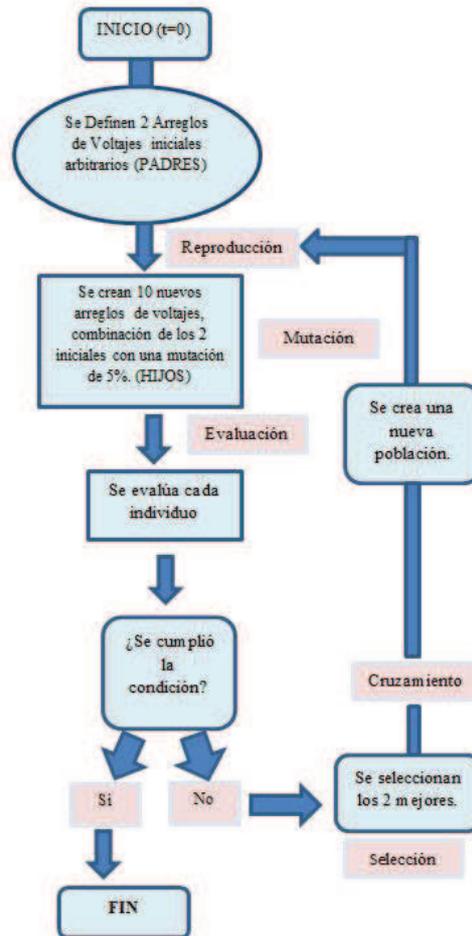


Figura 3.1: En esta figura se muestra un diagrama de la estructura del AG que se utilizó

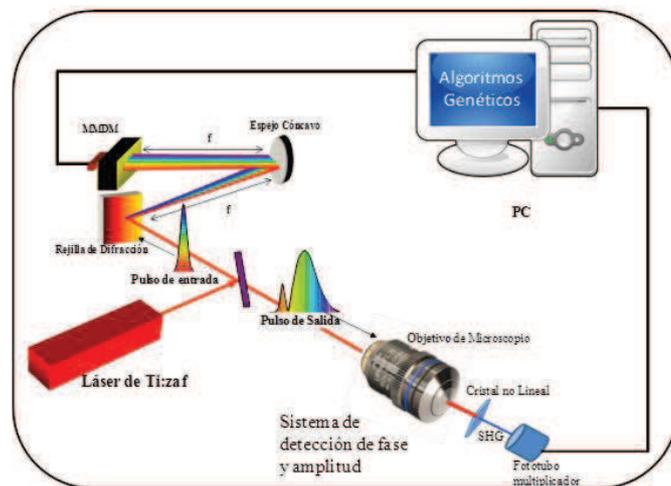


Figura 3.2: Esquema del arreglo experimental utilizado para la maximización de la SHG.

### 3.3. Referencias

[1] John Koza, Genetic Programming : A paradigm for genetically breeding populations of computer programs to solve problems, 1990, Standfor University.

[2] R. Lahoz-Beltra, Bioinformática: Simulación, vida artificial e inteligencia artificial, Ed. Díaz de Santos, 2004.

[3] Moore JH, Artificial intelligence programming with Labview, genetic algorithms for instrumentation control and optimization, 1995, Departamento de Genética Humana, Universidad de Michigan, USA.

[4] M.A. González Galicia, Tesis de Doctorado "Diseño y Construcción de un Láser pulsado en femtosegundos para el estudio de aberraciones en pulsos ultracortos, Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, 2014.

[5] D.T. Reid, J. Garduño-Mejía, A. H. Greenaway, Designer femtosecond pulses using adaptive optics, Optics Express, 2003.

[6] D.T. Reid, J. Garduño-Mejía, A. H. Greenaway, Programable spectral phase control of femtosecond pulse by use of adaptive optics and real-time pulse measurement, Journal of the Optical Society of America B, 21(4), 2004.

# Capítulo 4

## Resultados

El control de la GVD requiere de compensar el desfaseamiento ó retraso para cada componente espectral de nuestro pulso, para ello se hizo uso del arreglo experimental de la sección 3.3 y la implementación del AG descrito en la sección 3.1.

Una vez diseñado el AG, fig. (4.1) , requerimos de una calibración de las longitudes de onda sobre la superficie del espejo tal que nos permita calcular cuantitativamente la fase que le estamos añadiendo al pulso de entrada tal que a su salida del MMDM, este vea compensado su GVD (pulso con fase espectral plana) y con ellos, la intensidad de la SHG, nuestro observable, nos refleja un aumento de la potencia promedio pico del pulso.

En la imagen (4), se muestra el arreglo experimental que se utilizó, donde se puede apreciar la trayectoria que siguen los pulsos al incidir sobre el espejo, y finalmente al salir de este, con la correspondiente corrección de fase.

### 4.1. Cambio en la fase espectral sobre el MMDM

En el capítulo 2, se encontró la matriz de deformación del MMDM, con la cual es posible calcular la forma del espejo, dado un arreglo de voltajes. Ahora bien, es posible calcular fase espectral introducida por el MMDM, sabemos que al llegar el frente de onda del pulso sobre el MMDM, este experimentara un cambio de fase espectral, dado por la ec. (4.1), para ello suponiendo que:

$$\Delta\varphi = k2\Delta z \tag{4.1}$$

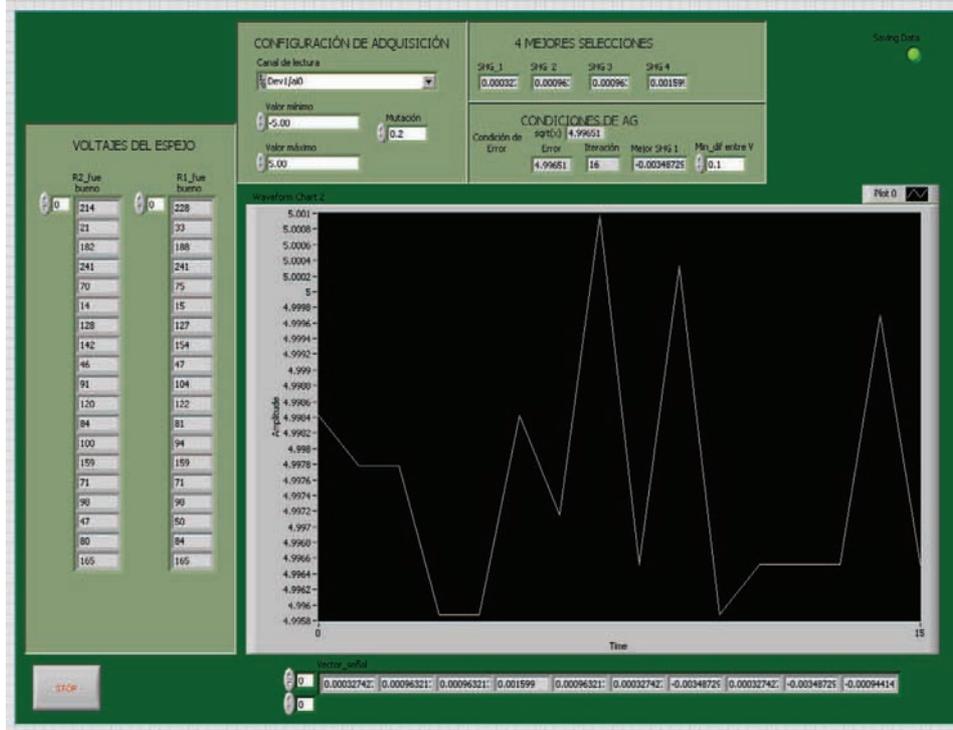


Figura 4.1: Se muestra una captura de pantalla de el AG desarrollado para la compensación de GVD

donde  $k$  es el vector de onda, dado por  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  y  $\Delta z$  es la deformación en cada punto del espejo. A partir de lo cual tenemos un cambio de fase, sobre cada punto del espejo, ó coordenada espacial lateral  $z$  (ver fig.(2.2) ), queda dada por la ec. (4.2):

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda(x)} 2\Delta z \quad (4.2)$$

En términos de la matriz de Influencia, se tiene:

$$\Delta\vec{\varphi} = \frac{4\pi\vec{M}_i\vec{V}^2}{\lambda(x)} \quad (4.3)$$

De tal manera, que se necesita conocer el cambio espectral en cada punto del espejo, es decir, se requiere de una calibración que nos indique la distri-

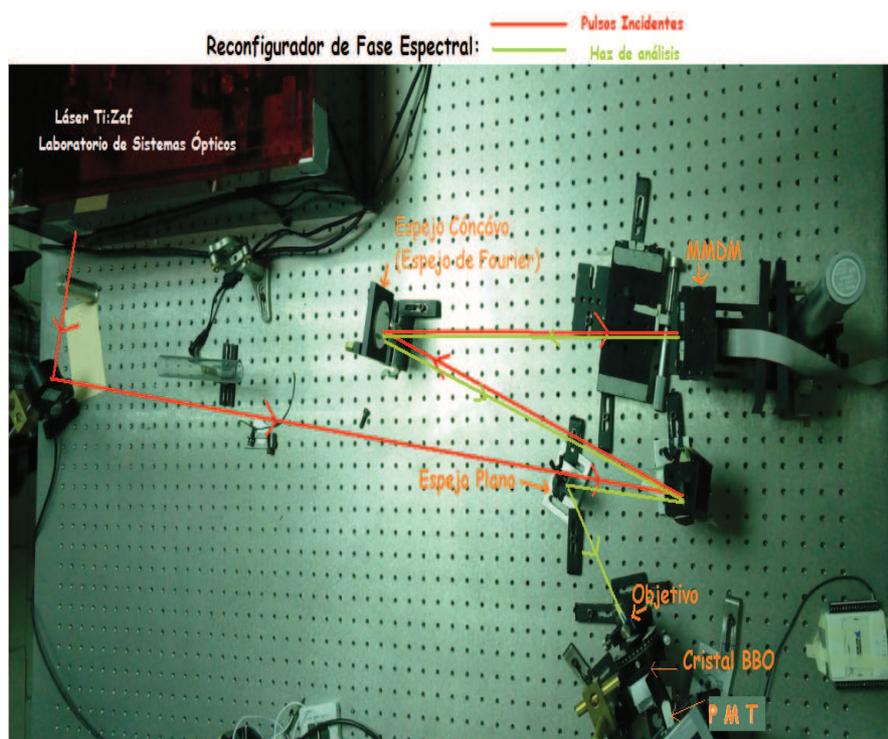


Figura 4.2: Se muestra en la imagen el reconfigurador espectral construido para la compensación de la GVD

bución en longitudes de onda sobre el espejo. En la sección 4.1.1. se presenta la calibración obtenida sobre el MMDM.

#### 4.1.1. Calibración del MMDM como función de la longitud de onda

La calibración del espejo nos va a proporcionar información acerca de  $\lambda(x)$ . La forma de caracterización consistió en colocar una rendija con una apertura de 2 mm razante a la apertura del espejo, de tal forma que se realizamos un barrido sobre cada punto del espejo. Para la calibración se uso un CCD-espectrometer Modelo BRC111A-USB-NIR [1] (Marca Edmund Industrial Optics) con un rango de operación de *750 nm a 1050 nm*, y una resolución óptica de 0.2 nm.

En la fig. (4.1.1) se muestra un esquema del arreglo experimental utilizado para la calibración del MMDM.

Después de llevar a cabo la caracterización se obtuvieron los datos mostrados en la gráfica (4.1.1), y mediante un ajuste lineal se obtuvo que el factor de Calibración  $\sigma = 2,875 \frac{nm}{mm}$ .

A partir de haber obtenido  $\lambda(x)$  y de la ec. (4.3), es posible calcular la fase espectral introducida por el espejo, usando la Matriz de Influencia.

En la siguiente sección se muestran los resultados obtenidos de haber optimizado la intensidad de la SHG, mediante la corrección del frente de onda de los pulsos de Ti:Zaf.

## 4.2. Cálculo de la fase espectral introducida por el MMDM

Después de aplicar los AG se recuperó, en cada corrida, el arreglo del voltaje mediante el cual obtenia la optimización de la señal de SHG, a partir de esta, se obtuvo la fase introducido por el MMDM, así como la forma del espejo.

A continuación, se muestran los resultados obtenidos. La técnica se aplicó bajo distintas condiciones ambientales y, dado el funcionamiento del láser, se trabajo a distintas potencias promedio de operación (en un rango aproximado de 80 mW y hasta 250 mW).

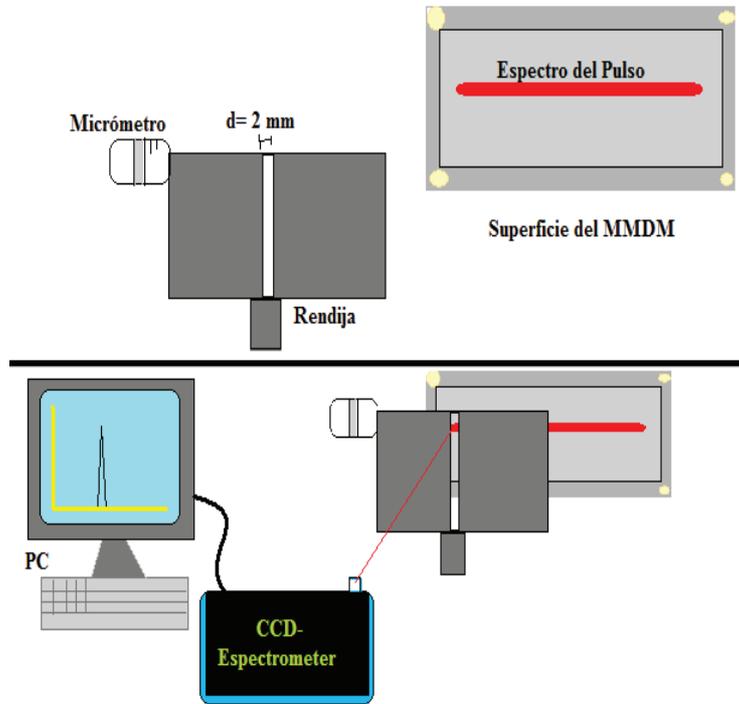
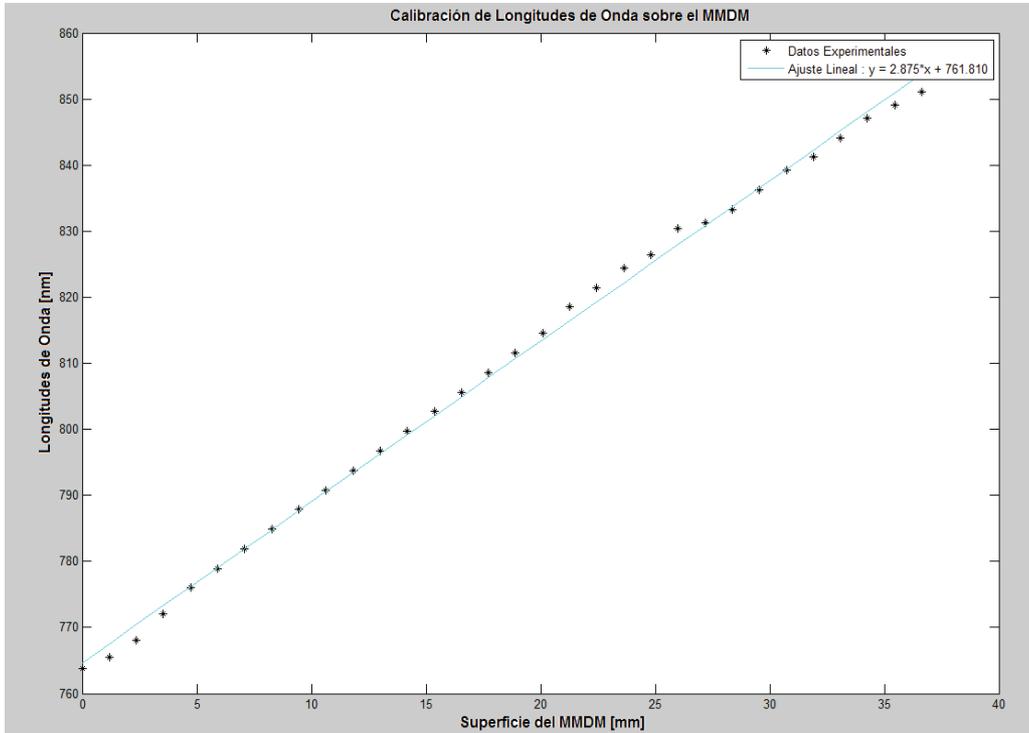


Figura 4.3: Arriba: Se muestra un esquema acerca de los componentes principales del arreglo utilizado para la calibración, Abajo : Se muestra esquemáticamente el arreglo experimental de la calibración, donde se indica que al colocar el espectrometro frente

En la fig. (4.4) se muestra la comparación entre la fase inicial introducida por el MMDM (que es la misma en cada caso), y la fase final, es decir, la fase introducida por el MMDM después de aplicar la Técnica Adaptativa.

En la fig. (4.5) se muestra la fase introducida por el espejo, tal que se logró una optimización la intensidad de la SHG. Ambas gráficas, varían por el parametro de calibración del espejo  $\lambda(x)$ . Por lo cual se muestra similares. En esta gráfica se alcanzo una convergencia en una secuencia de iteraciones de  $T=146$  pasos, trabajando a una potencia promedio de salida de 220 mW. El arreglo de voltajes, en este caso corresponde a la expresión (4.4) :



$$\vec{V} = (89, 11, 43, 91, 71, 240, 228, 235, 238, 226, 234, 29, 55, 121, 31, 161, 71, 207, 197) \quad (4.4)$$

En este caso la potencia promedio de salida de los pulso de láser *Ti:Zaf* fue de  $P = 210 \text{ mW}$ , en este caso el vector de Voltaje corresponde al vector  $\vec{V}$  de la expresión (4.5):

$$\vec{V} = (92, 40, 42, 31, 232, 238, 241, 241, 229, 233, 227, 23, 8, 32, 37, 62, 23, 19, 83) \quad (4.5)$$

Finalmente, mostramos una imagen (fig. (4.7) donde se aprecia cuantitativamente el proceso de optimización del Segundo Armónico, es claro que la intensidad de SHG que se logra alcanzar depende de la potencia promedio de salida.

Finalmente, en la grafica rms (por sus siglas en inglés: root mean square)

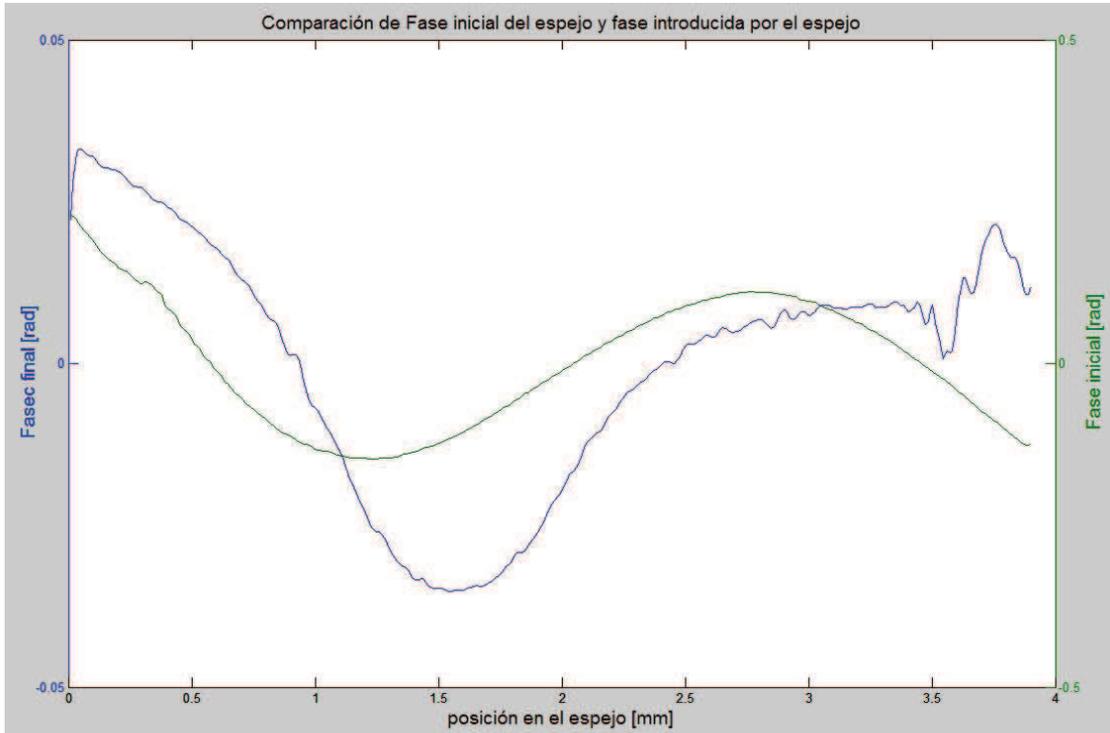


Figura 4.4: En la imagen se muestra la comparación entre la fase inicial y la fase final introducida por el espejo (en la primer corrida)

se muestra una gráfica que corresponde al decaimiento del error rms, lo cual corresponde a un aumento en intensidad de la SHG.

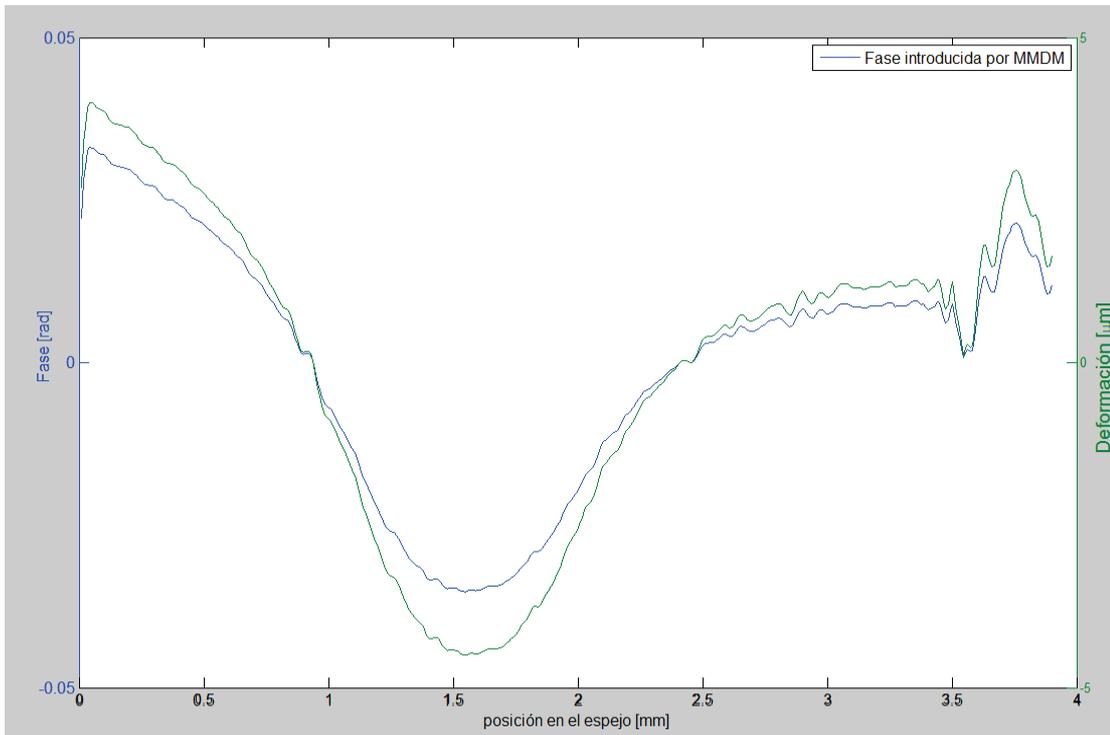


Figura 4.5: En siguiente gráfica se muestra la deformación (gráfica verde)(ó forma del espejo) , dada una vez que el AG termino por converger dentro del proceso de optimización. La gráfica azul, nos muestra la fase correspondiente a dicha forma del espejo

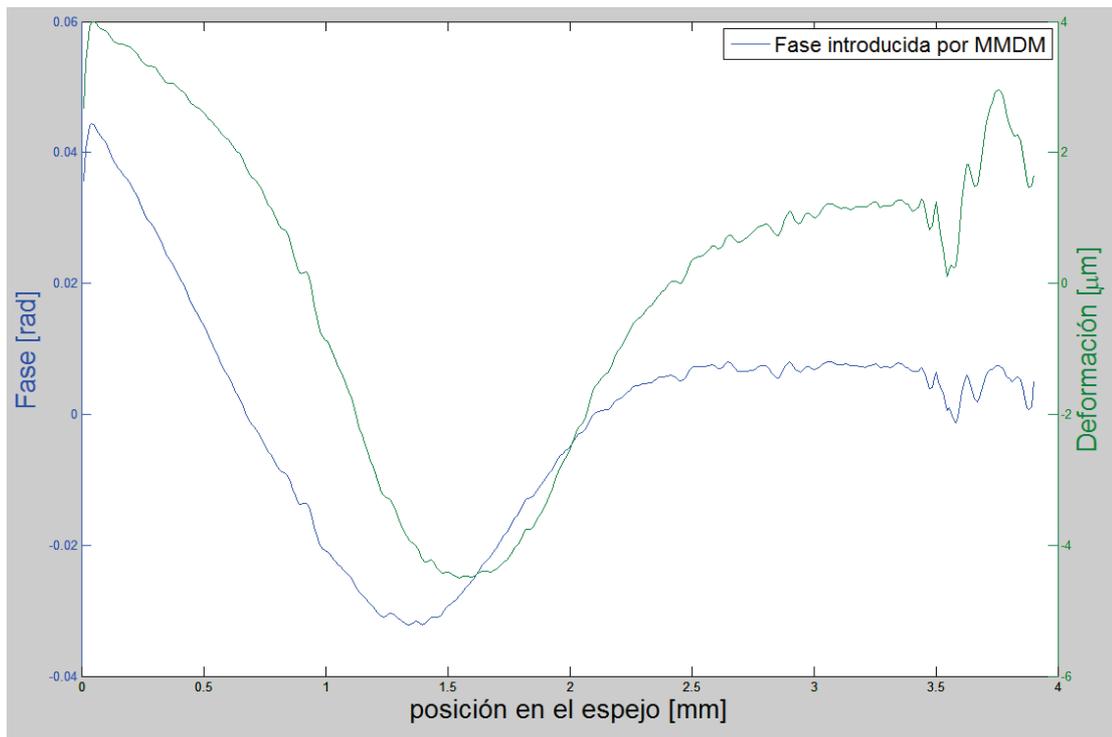


Figura 4.6: Se muestra en la gráfica verde, la deformación calculada en el espejo dada una vez que el AG termino por converger dentro del proceso de optimización. La gráfica azul, nos muestra la fase correspondiente a dicha forma del espejo

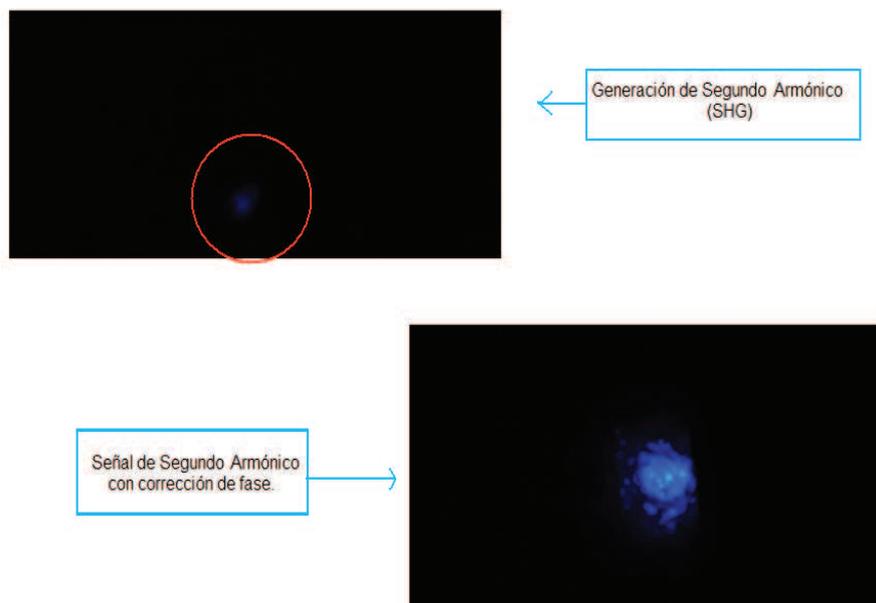


Figura 4.7: comparación cualitativa de la intensidad de SHG, antes y después de la corrección de fase espectral.

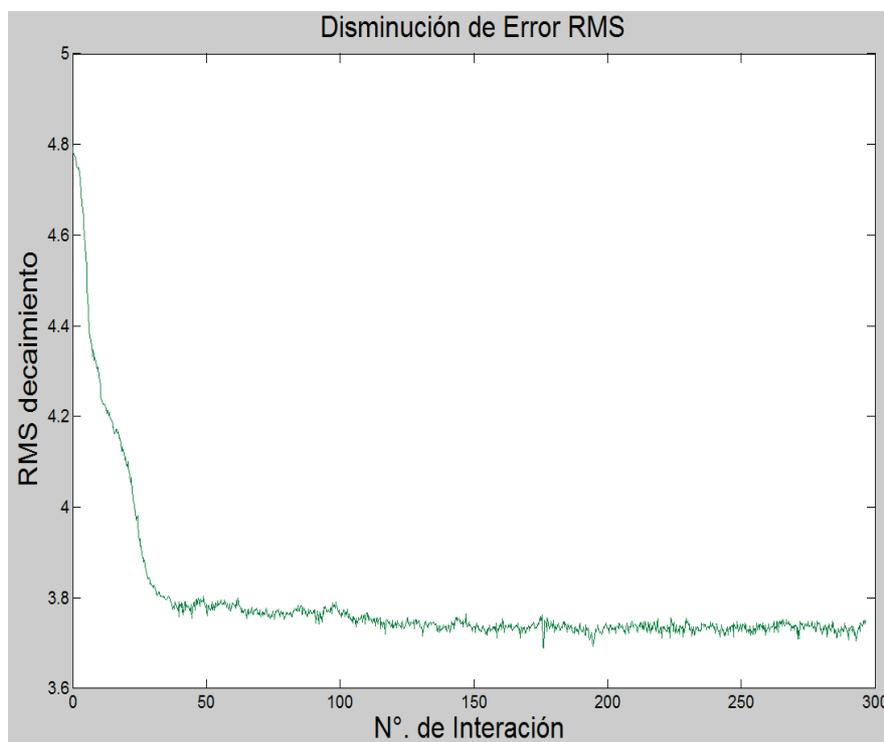


Figura 4.8: Se muestra el decaimiento del error exponencial RMS, correspondiente a la convergencia de los AG.

### 4.3. Referencias

- [1] [http://www.sun-ins.com/old/BRC111\\_28112\\_29Series-040306s.pdf](http://www.sun-ins.com/old/BRC111_28112_29Series-040306s.pdf)

# Conclusiones

- Se utilizó un láser Ti:Zaf (ver Apéndice A) de femtosegundos de construcción casera, con una longitud de onda central de  $\lambda = 810nm$ , un ancho temporal de  $\Delta\tau = 50fs$  y una potencia pico de  $P = 86KW$ .
- Se construyó un sistema de Reconfiguración de Pulsos de femtosegundos basado en un Espejo Deformable de Micromaquinado Membrana rectangular para modificar la fase espectral.
- Se caracterizó el Espejo Deformable de Membrana utilizando un arreglo interferométrico tipo Michelson y se obtuvo su matriz de transformación ó de influencia, mediante la cual es posible reconstruir la forma de la superficie del espejo.
- Se calculó el factor de calibración ( $\sigma$ ) del MMDM en términos de la posición de las componentes espectrales por unidad de distancia, medida sobre la superficie del espejo, donde se obtuvo que  $\sigma = 2,875\frac{nm}{mm}$ .
- En base al factor de calibración y la matriz de influencia, es posible recuperar la fase espectral que introduce el MMDM.
- Se logró aumentar la potencia pico de los pulsos de femtosegundos dados por un láser de Ti:Zaf, con el reconfigurador de pulsos basado en un MMDM en lazo cerrado controlado por un AG utilizando como guía la SHG de un cristal no-lineal y se logró optimizar su emisión.
- Al optimizar la SHG, se logró compensar la dispersión de velocidad de grupo de los pulsos de femtosegundos introducida por el espejo de acople del sistema láser utilizado y la óptica del arreglo experimental, principalmente la del objetivo de microscopio. Es decir, se incrementa la intensidad pico en la posición focal de un objetivo de microscopio

# Apéndice A

## Láser Ti:Zafiro

Se utilizó un láser de Ti:Zaf de construcción casera [1], desarrollado en el laboratorio de Sistemas Ópticos del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM. En la imagen (A.1) se muestra el láser de Ti:Zaf con el que se realizó el trabajo.

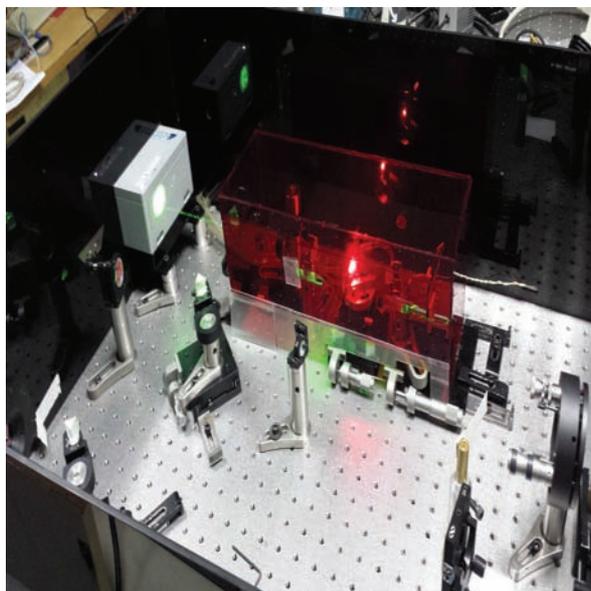


Figura A.1: Láser de Ti:Zaf de construcción casera [1], agradecimiento especial al M. en I. Gustavo Castro Olvera, que se encarga de la alineación y la operación del Láser.

En la fig. (A.3) se muestra el espectro del Ti:Zaf con el cual se trabajo, centrado en una  $\lambda = 810$  nm. En este caso el ancho de banda espectral  $\Delta\nu \simeq 40$  nm , siendo su gran ancho una de la razones principales por las cuales este material es utilizado como medio activo.

Es importante recordar que, para un pulso gaussiano, se tiene que la relación espacial-temporal, heredada del principio de Incertidumbre de la mecánica cuántica [4], dada por la ec.(A.1)

$$\Delta\tau\Delta\nu \simeq 0,411 \quad (\text{A.1})$$

Reescribiendo  $\Delta\nu$ , y sustituyendo la ec. (A.2) en la ec. (A.1), se tiene:

$$\Delta\nu = \nu * \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = c * \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (\text{A.2})$$

Para el caso particular del Láser de Ti:zaf utilizado, lo que se tiene es,  $\lambda = 810$  nm y  $\Delta\lambda = 40$ nm medido a  $\frac{1}{e}$ , a partir de estos datos es posible obtener  $\Delta\nu$  a partir de la ec. (A.2).

De lo anterior se obtuvo que,  $\Delta\nu \simeq 1,8x10^{13}$  Hz.

El ancho temporal del pulso fue medido con un autocorrelador a la salida del láser [5], tenemos que de acuerdo a la gráfica (A) el ancho temporal del pulso corresponde a  $\Delta\tau \simeq 50$  fs. A partir de lo anterior, hacemos el cálculo del producto de  $\Delta\tau$  y  $\Delta\nu$ , dado por la ec. (A.3), de la relación, se ve claramente que no obedece a la relación de Fourier A.1, es decir el ancho temporal no se encuentra limitado por su ancho de banda. El *chirp* que presenta el pulso se debe principalmente a la dispersión generada por el espejo de acople. Lo anterior puede observarse, directamente de la autocorrelación del pulso de la fig. (A).

$$\Delta\tau * \Delta\nu = (50x10^{-15} s) * (1,8x10^{13} \frac{1}{s}) = 0,9 \quad (\text{A.3})$$

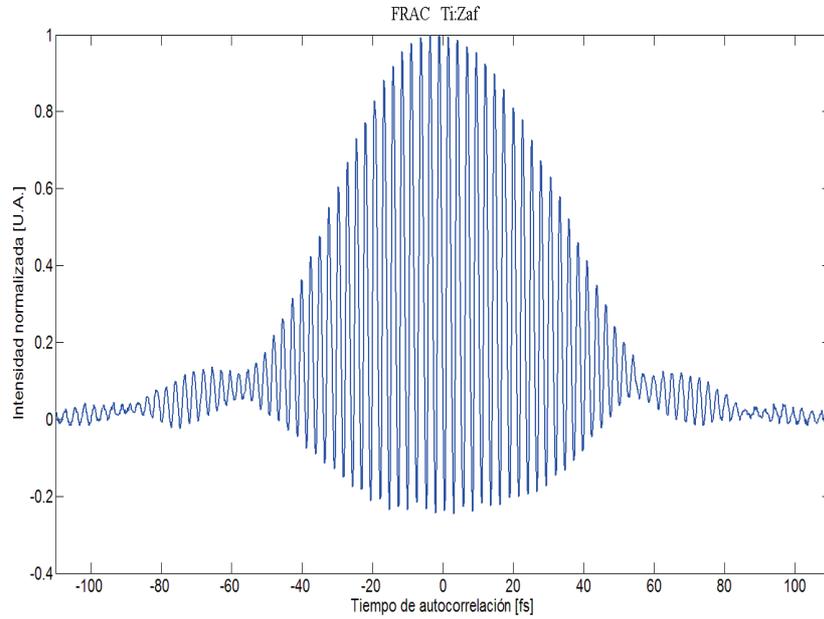


Figura A.2: Autocorrelación de interferencia de un pulso láser, a las orillas de las graficas, se observan claramente los efectos de modulación de fase. De acuerdo a la gráfica, el ancho temporal,  $\Delta\tau$ , del pulso medido a  $\frac{1}{e}$  da un aprox. de 50 fs

El láser funciona mediante el proceso de Amarre de Modos (*Mode-Locking*)[3], posee una cavidad tipo lineal, fig. (??), la frecuencia de repetición a la que se trabaja fue de  $\nu_p = 58,1$  MHz, fig.(A.4) con una potencia promedio de salida de  $P = 200$  mW.

## A.1. Cálculo de la Potencia Pico de un Pulso

La potencia pico de un pulso puede entender como la energía por pulso en un lapso de tiempo, esta cantidad depende tanto de la frecuencia de repetición como de la potencia promedio de salida del láser, para calcular la potencia pico se tiene:

$$E_p = \frac{P_p}{\nu_r} \quad (\text{A.4})$$

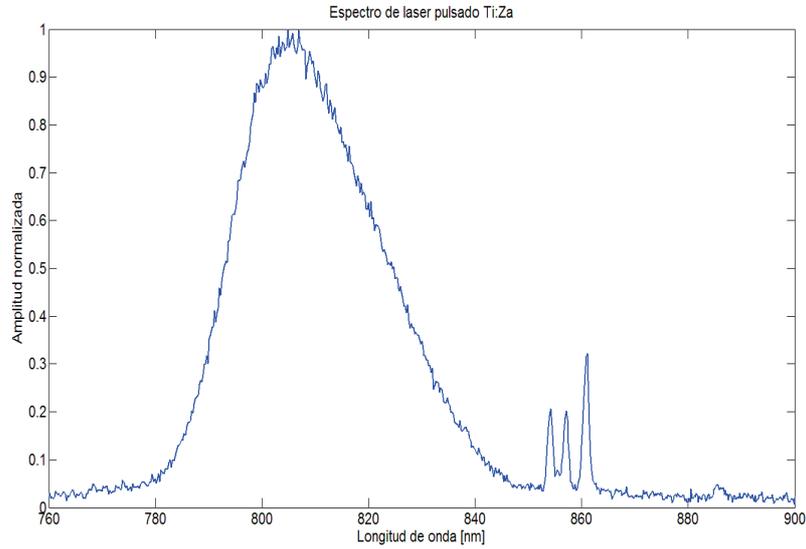


Figura A.3: En esta imagen se muestra el espectro del Láser Ti:Zaf.

Donde  $E_p$  es la energía por pulso,  $P_p$  es potencia promedio de salida y  $\nu_r$  es Frecuencia de Repetición.

Finalmente, la potencia pico se obtiene de la ec. (A.4), entre el ancho temporal del pulso, ec. (A.5):

$$P = \frac{E_p}{\Delta\tau} \quad (\text{A.5})$$

En nuestro caso, el intervalo de la potencia pico va de:  $P = 27KW$  y una  $E_p = 1,37$  nJ para 80 mW de potencia promedio de salida, y hasta  $P_p = 86$  KW con una  $E_p = 4,3$  nJ para el caso de 250 mW.



Figura A.4: En esta imagen se muestra el tren de pulsos del Láser Ti:Zaf, con la cual se trabajó, donde la frecuencia de repetición de fue 58,1 MHz.

## A.2. Referencias

[1] M.A. González Galicia, Tesis de Doctorado: Diseño y Construcción de un Láser pulsado en femtosegundos para el estudio de aberraciones en pulsos ultracortos, Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, UNAM, 2014.

[3] A. E. Siegman, Lasers, University Science Books, 1986

[4] D.J. Griffiths, Introduction to Quantum Mechanics, 2ª Pearson Prentice Hall, 2004.

[5] P. Castro-Marín, Tesis de Maestría: Construcción de un Autocorrelador por absorción de dos fotones para la caracterización de dispositivos ópticos”, 2012, CCADET, UNAM.

# Apéndice B

## Espejo Deformable de Membrana de Silicio

### B.1. Especificaciones

En el dominio de frecuencias, el dispositivo puede ser usado para controlar la duración y la forma temporal de pulsos ultracortos. En el dominio espacial, el dispositivo puede ser usado como un espejo deformable normal para controlar la fase.

El espejo deformable de Membrana que se utilizo cuenta con 19 electrodos, tiene forma rectangular de 39 mm x 11 mm, y fabricado por *OKO Technologies*. La membrana superficial está montada por un sobre una PCB (*Printed Circuit Board*). [1] [2]

Esta membrana delgada micromaquinada de silicio que forma el espejo. El chip está montado sobre 6 tornillos micrometricos que ajustan la forma del espejo.

#### Tabla de Especificaciones

Electrodos (actuadores) —	19
Voltaje Máximo aplicado a cada Actuator —	241 V
Área del Espejo —	39 x 11 <b>mm x mm</b>
Máxima Deformación del espejo —	10 $\mu m$

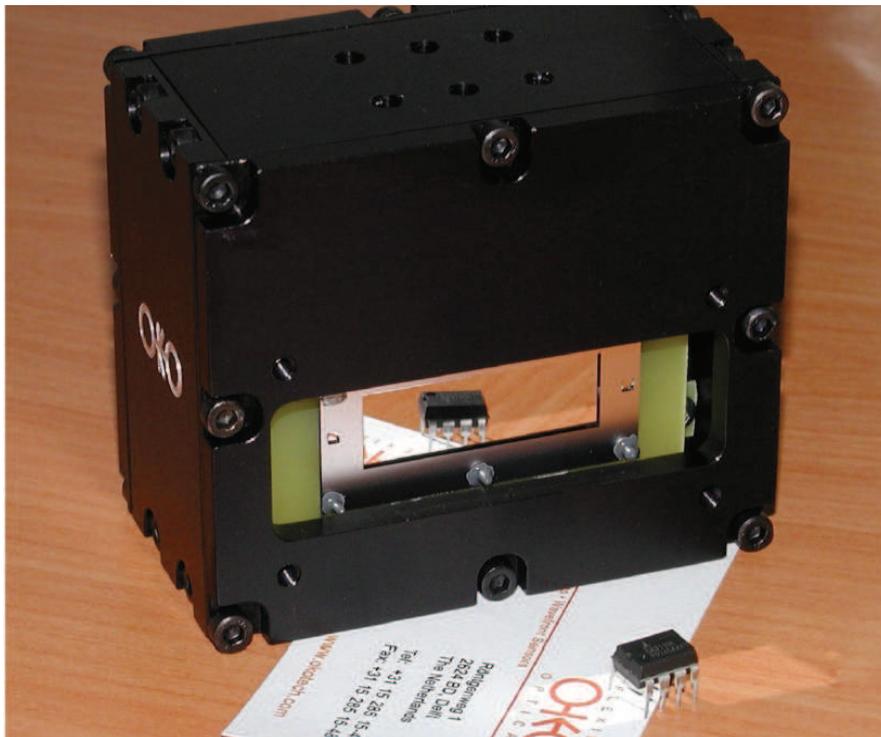


Figura B.1: Espejo Deformable de Membrana Micromaquinada de 19 actuadores.

## B.2. Referencias

- [1] G. Vdovin M. Loktev, O. Soloviev, editor. Adaptive Optics Guide. Flexible Optical BV (OKO Technologies), 2008.

# Apéndice C

## Tubo Fotomultiplicador

### C.1. Especificaciones

Para la adquisición de la señal de segundo armónico se utilizó un Tubo fotomultiplicador marca *Hamamatsu* modelo H10720, el cual tiene una ganancia lineal en el rango de 0.5 a 1.1 V del voltaje de control. En la fig. (C.1) se muestra el fototubo que se utilizó.

Dada la sensibilidad del PMT se requirió aislar la lectura de este, para comprometer lo menos posible la lectura de la señal debido a factores lumínicos ajenos. Para la adquisición de datos se hizo uso de una *DAQmx* modelo USB-6009.

Tabla de Especificaciones [1]

---

---

Voltaje Máximo de Entrada — 5.5 **V**

---

Corriente Máxima de Entrada — 2.7 **mA**

---

Rango de Operación de la Corriente de Control — (0.5 a 1.1) **V**

---

Área Efectiva —  $\Phi$ 8 **mm**

---

Pico de Sensitividad en longitud de onda — 400 **nm**

---

Tiempo de adquisición @1.0V — 0.57 ns



Figura C.1: Tubo Fotomultiplicador marca *Hamamatsu* Modelo H10720.

## C.2. Referencias

- [1] <https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/m-h10720h10721e.pdf>

## Apéndice D

# Generación de segundo armónico-SHG.

La SHG es un fenómeno óptico no-lineal, para que este ocurra se requiere de un medio no-lineal asimétrico y una fuente de luz coherente de gran intensidad, tal como un láser pulsado.

Cuando se presenta un campo eléctrico muy intenso como en el caso de los pulsos de luz láser, la polarización inducida por el haz incidente, ec. (D.1), sobre el medio no-lineal genera que el haz que inicialmente incide con una frecuencia, se transmita con el doble de su frecuencia.

Si consideramos un campo eléctrico como el de la ec. (D.2) y luego de la ec. (D.3) vemos que parte de la luz transmitida por el medio tendrá el doble de frecuencia del original. Es decir, el haz transmitido tendrá una longitud de onda central de la mitad que la longitud de onda inicial ó lo que es igual: una parte del haz cambiará de color.

$$P = \epsilon_0[\chi E(z, t) + \chi^2 E^2(z, t) + \chi^3 E^3(z, t) + \dots] \quad (\text{D.1})$$

Donde  $\chi^n$  es la susceptibilidad de orden n-ésimo y  $\epsilon_0$  es la permitividad en el vacío.

Sabemos además, que dada una polarización, este va a producir efectos sobre el medio en el que se propaga, así como efectos en la onda propagada.

Consideremos que tenemos un campo eléctrico como en la ecuación (D.2), y calculando la contribución de segundo orden del campo,  $E^2(z, t)$ , se obtiene que:

$$E(t) = \frac{1}{2}E(t) \exp(i\omega t) + \frac{1}{2}E^*(t) \exp - (i\omega t) \quad (D.2)$$

y

$$\epsilon^2(t) = \frac{1}{4}E(t)^2 \exp(2i\omega t) + \frac{1}{2}E(t)E^*(t) + \frac{1}{4}(E^*)^2(t) (\exp - (2i\omega t)) \quad (D.3)$$

A los términos de la ecuación (D.3) con frecuencia  $2\omega$  se le conoce como generación de segundo armónico, en la fig. (D.1) se muestra un esquema de la geometría para la SHG, así como de los *saltos energéticos* ocurridos para la SHG.

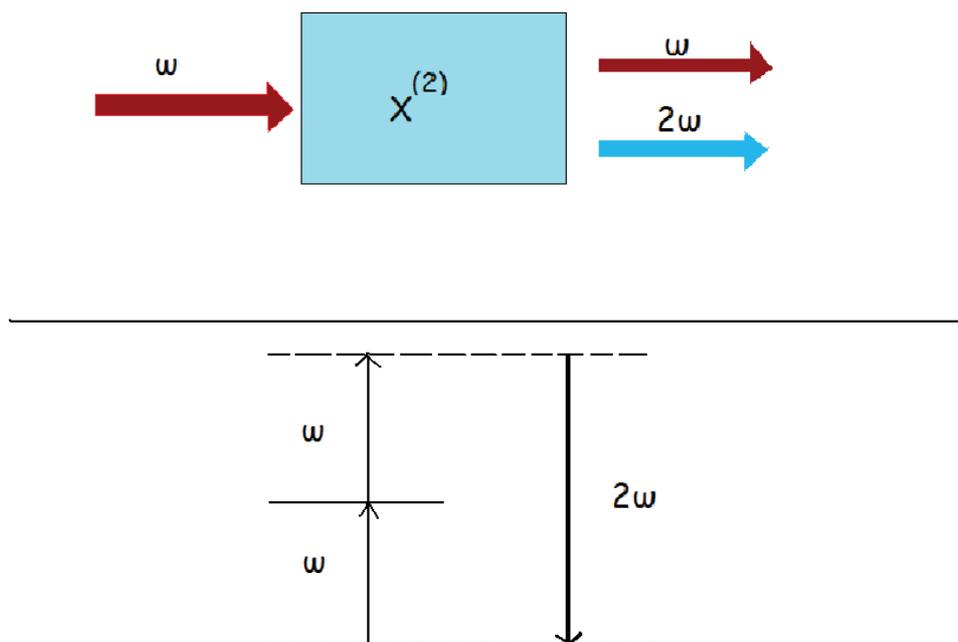


Figura D.1: Arriba: Geometría de generación de segundo armónico, Abajo: Diagramas de energía que describen la generación de segundo armónico.

## D.1. Referencias

[1] Trebino R., Frequency-Resolved Optical Gating: The measurement of Ultrashort Laser Pulses., Kluwer Academic, (2<sup>a</sup>) edición, 2000.

[2] R. W. Boyd, Nonlinear Optics, Academic Press Inc., 1992.