



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

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN OSCILADOR ÓPTICO PARAMÉTRICO DE
FEMTOSEGUNDOS CON CAVIDAD DE ANILLO DE ALTA EFICIENCIA.

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

PRESENTA:
M. en I. GUSTAVO CASTRO OLVERA

TUTOR PRINCIPAL
Dr. JESÚS GARDUÑO MEJÍA, ICAT-UNAM
COMITÉ TUTOR
Dr. MARTHA ROSETE AGUILAR, ICAT-UNAM
Dr. NASER QURESHI, ICAT-UNAM

Ciudad Universitaria, Cd. Mx. Junio 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Jurado:

Presidente: Dra. Rosete Aguilar Martha

Secretario: Dr. Qureshi Naser

1er. Vocal: Dr. Garduño Mejía Jesús

2do. Vocal: Dr. Úren Cortés Alfred Barry

3er. Vocal: Dr. Rocha Mendoza Israel

Tabla de contenido

TABLA DE CONTENIDO.....	IV
RESUMEN:	1
INTRODUCCIÓN:	3
1 OSCILADOR PARAMÉTRICO ÓPTICO	1
1.1 CONVERSIÓN PARAMÉTRICA.	1
1.1.1 AMPLIFICACIÓN PARAMÉTRICA.	6
1.1 PULSOS ULTRACORTOS	10
1.1.1 PROPAGACIÓN DE LOS PULSOS.....	12
GVD Vector de onda	13
1.2 QUASI EMPATAMIENTO DE FASES	15
1.3 “PPLN:MGO”	17
1.3.1 SELECCIÓN DEL CRISTAL	21
1.3.2 CONTROL DE TEMPERATURA	24
1.1 RESONADOR ÓPTICO.....	25
2 DISEÑO DEL RESONADOR	28
2.1 PROPAGACIÓN DE HACES GAUSSIANOS.....	28
2.1.1 MATRICES ABCD	28
Calculo de la estabilidad	31
2.2 ACOPLAMIENTO DE MODOS (MODE COUPLING).....	35
2.2.1 EL PARÁMETRO V_{EFF}	36
2.2.2 GENETICS ALGORITHMS	40

2.3	DISEÑO Y FABRICACIÓN DE PIEZAS MECÁNICAS.....	42
3	<u>ALINEACIÓN, OPTIMIZACIÓN Y CARACTERIZACIÓN.....</u>	45
3.1	OPTIMIZACIÓN DEL OPO.....	49
3.1.1	RETROREFLEXIÓN DEL FS-OPO → LASER DE TI:ZAF.....	53
3.2	CARACTERIZACIÓN DE LOS PULSOS DEL OPO.....	54
3.2.1	AUTOCORRELADOR.....	55
	Ensanchamiento de la señal debido al espejo de acople.....	56
3.2.2	SINTONIZACIÓN.....	59
3.3	MODIFICACIÓN DE LA CAVIDAD DEL OPO.....	60
3.3.1	CAVIDAD TIPO “ γ ”.....	61
4	<u>CAVIDADES TIPO ANILLO.....</u>	64
4.1	CAVIDAD SIMPLE (SFC, SINGLE-FOLDED-CAVITY).....	67
4.1.1	CAVIDAD SIMPLE CON ESPEJOS METÁLICOS (SFC-M).....	72
4.1.2	CAVIDAD SIMPLE CON CONTROL DE LA GDD (SFC-GDD).....	74
	Chirp mirrors.....	74
	GDD introducida por un bloque de Vidrio (NSF15).....	76
4.2	CAVIDAD DE DOBLE FOCO (TFC, TWO-FOLDED-CAVITY).....	81
4.3	CAVIDAD DE BOMBEO DIRECTO (DPC, DIRECT-PUMPED CAVITY).....	86
4.3.1	AUTOMODULACION DE FASE (SPM).....	91
4.3.2	CAVIDAD DE BOMBEO DIRECTO CON SEPARACIÓN DE LA SEÑAL (DPC-S).....	93
4.4	DEGENERACIÓN DE LA SEÑAL.....	94
4.5	CONCLUSIONES.....	98
	<u>BIBLIOGRAFÍA.....</u>	100

<u>A. PULSOS ULTRACORTOS</u>	<u>107</u>
A. CHIRP TEMPORAL.....	108
B. GENERACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS	111
4.5.1 LASER DE TITANIO ZAFIRO	111
<u>B. APLICACIÓN DEL PROGRAMA AL LASER DE TI:ZA</u>	<u>116</u>
A. MODIFICACIÓN DEL LÁSER DE BOMBEO.....	121
B. ACOPLA DE MODOS TI:ZAF.....	122

Resumen:

En esta tesis se presenta la instrumentación de un Oscilador Óptico Paramétrico en cavidad de anillo, de alta eficiencia de operación, baja potencia umbral de bombeo, el cual es capaz de producir pulsos en el orden de femtosegundos y operar a temperatura ambiente.

El Oscilador Óptico Paramétrico de femtosegundos (fs-OPO, por sus siglas en inglés, *femtosecond-Oscillator Parametric Optic*) consiste en un diseño de cavidad de tipo anillo, el cual produce pulsos en un intervalo de sintonía entre $1.1\mu\text{m} - 1.6\mu\text{m}$ para la señal y $1.6\mu\text{m} - 2.9\mu\text{m}$ para el acompañante. A partir de la conversión paramétrica de frecuencias del haz de bombeo, mediante el mecanismo de cuasi-empatamiento de fase en un cristal de niobato de litio con dominios periódicamente polarizados con un dopaje de óxido de magnesio al 5% [1]. Hasta donde es de nuestro conocimiento, éste sistema representa el primer OPO, operando en el régimen de femtosegundos, desarrollado en México.

El haz señal tiene una eficiencia máxima de conversión de 35% correspondiente a una potencia promedio de $200\text{mW} \pm 5\text{mW}$, así como la capacidad de generar pulsos con un ancho espectral de $50\text{nm} \pm 1\text{nm}$ correspondientes a $42\text{fs} \pm 4\text{fs}$, limitados por el ancho de banda (*BL, Bandwidth Limits*). Además, se logró obtener una potencia umbral de bombeo de 146mW , lo cual corresponde a una potencia pico por longitud del cristal de $0.25\text{mW}/\text{mm}$, lo cual representa es el valor mínimo hasta ahora reportado [2].

El haz de bombeo proviene de un láser de titanio zafiro (Ti:Zaf) de construcción casera, el cual fue modificado durante la elaboración de esta tesis [3]. El haz está constituido por pulsos de $35\text{fs} \pm 4\text{fs}$ a una tasa de repetición de $135\text{Mhz} \pm 0.5\text{MHz}$ @ $810\text{nm} \pm 0.5\text{nm}$ y una potencia promedio de $950\text{mW} \pm 5\text{mW}$.

El orden que se sigue en la presente tesis es la siguiente, en el Capítulo 1 se presentan las bases teóricas de los pulsos ultracortos, la conversión paramétrica, así como los aspectos que determinan la eficiencia de conversión en el cristal. En el Capítulo 2 se presenta la teoría de un oscilador óptico, la forma computacional como fue simulada y analizada la cavidad, además se introduce el parámetro V_{eff} , el cual es un parámetro de acople de modos en el cristal del haz de bombeo y del haz resonante del fs-OPO. En el Capítulo 3 se describe los pasos utilizados para alinear el oscilador, así como las mejoras que se hicieron para optimizar la eficiencia del fs-OPO, al final de ese Capítulo se presentan la caracterización de las cavidades lineales. En el Capítulo 4, se presentan tres diferentes tipos de cavidad tipo anillo, la caracterización dichas cavidades, así como el análisis de las ventajas y desventajas que tienen.

Introducción:

Desde el desarrollo de los primeros láseres en los años sesentas [19,20] ha habido una búsqueda de diferentes medios de ganancia para cubrir la mayor parte posible del espectro electromagnético. Además con la llegada de los láseres de pulsos ultracortos, se abrieron nuevas áreas de investigación, así como aplicaciones para este tipo de fuentes. La gran variedad de aplicaciones de estos láseres es resultado de la combinación de las características del mismo pulso como: alta resolución temporal, alta potencia pico, amplio ancho de banda, corta longitud de coherencia, y alta frecuencia de repetición.

Dentro de las aplicaciones que aprovechan las potencias pico y la corta longitud de coherencia está la microscopia no lineal [5,6] y tomografía óptica coherente [7,8] que son logradas a partir de procesos no lineales como la generación de segundo armónico o la conversión paramétrica. Debido a los anchos temporales y a la corta duración de la interacción, en estos procesos, los daños por efectos térmicos producidos por el haz de pulsos ultracortos pueden ser despreciados. Otro tipo de aplicaciones como las industriales, que aprovechan las intensidades pico, son en el procesamiento de materiales como corte y perforación utilizando pulsos de femtosegundos como herramientas de alta precisión. Por ejemplo el corte de materiales explosivos requiere mecanismos no térmicos para evitar incidentes, por lo que el uso de láseres continuos no es posible [9,10].

Existen múltiples láseres capaces de generar pulsos ultracortos, históricamente los primeros láseres capaces de producir pulsos de femtosegundos fueron láseres con medio activo era de colorantes. Estos láseres son capaces de generar pulsos de un par de oscilaciones del campo eléctrico, además, tienen la característica de que pueden generar pulsos en un intervalo del espectro electromagnético abarcando desde UV hasta el visible [], sin embargo su principal desventaja radica en la manipulación del

propio colorante, por lo cual esos láseres cada vez son menos utilizados. Los láseres de femtosegundos de estado sólido, funcionan mediante el mecanismo de amarre de modos, lo cual les permite generar pulsos ultracortos con duraciones 5 fs a 30 ps. El láser más utilizado de este tipo es el láser de Titanio:Zafiro, sin embargo estos láseres son muy costosos, además debido al mecanismo por el cual funciona (amarre de modos) esto lo vuelve un láser muy susceptible a cambios como temperatura y humedad, por lo que necesita condiciones de muy específicas de operación. Otro tipo de láseres de femtosegundos son los láseres de fibra, estos al igual que los de estado sólido funcionan mediante el mecanismo de amarre de modos y suelen ofrecer duraciones de pulso entre 50 y 500 fs, así como tasas de repetición de entre 10 y 100 MHz, estos láseres, son cada vez más utilizados debido a sus ventajas como robustez y portabilidad, además de ser mucho más económicos. Sin embargo estos láseres están limitados a emitir potencias promedio de algunas decenas de miliwatts, por otro lado esto puede ser solucionado mediante un amplificador externo con lo cual es posible obtener pulsos de centenas de miliwatts, la investigación y desarrollo de este tipo de láseres sigue en pie con resultados prometedores.

En términos de los medios de ganancia en la región del infrarrojo cercano existen muchos láseres con el ancho de banda de emisión necesaria para soportar pulsos ultracortos por medio del amarre de modos. Sin embargo para longitudes de onda mayores a $\lambda > 1.0 \mu\text{m}$ existe un problema debido a que las fuentes láser disponibles tienen una región limitada de sintonía y no pueden ser utilizadas para generar pulsos ultracortos en dicha región. Como resultado, a pesar de la importancia de esta región para la medicina, biología así como para las telecomunicaciones, la región infrarroja del espectro carece de la falta de fuentes de luz ultrarrápidas, lo cual ha restringido el desarrollo de sus aplicaciones.

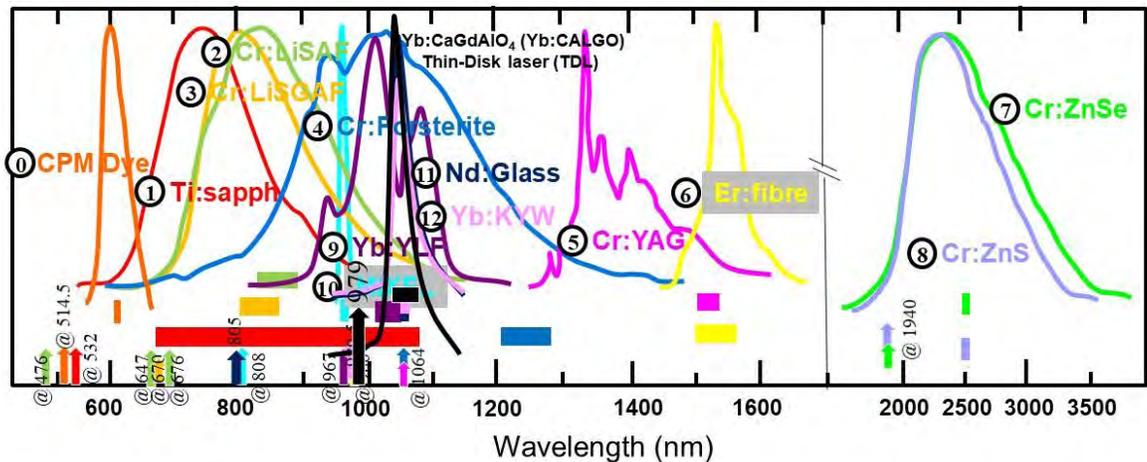


Figura 1. Ilustración esquematiza de la cobertura espectral por amarre de modos de varios de los medios de ganancia mas comunes alrededor de las regiones del cercano y mediano infrarrojo (IR)

Algunos de los medios activos de los láseres para la generación de pulsos ultracortos son presentados en la siguiente figura 1. Los perfiles a color en la parte superior de la figura representa las regiones de emisión de las fuentes y las bandas coloreadas en la parte inferior de la figura representa las regiones sobre las cuales la fuentes han sido operadas por amarre de modos. Las flechas en la parte inferior denotan la longitud de onda de los bombeos ópticos correspondientes. Muchos factores determinan las regiones en donde el amarre de modos ha sido demostrado. Estos factores han contribuido a la restricción de los intervalos sobre las cuales los diferentes medios activos han podido ser operados por amarre de modos y producir pulsos ultracortos. De la figura anterior se puede observar que la fuente más versátil hasta la fecha es, y sigue siendo, el láser de Ti:zaf [11] con el cual se pueden obtener típicamente potencias promedio de algunos Watts. Otras fuentes como el Cr:LiSAF [12] y el Cr:LiSGaF [13] tienen anchos de bandas de emisión similares al Ti:zaf, pero la región de operación por amarre de modos está más limitada.

A longitudes de onda mayores el Cr:YAG [16] y Fibra Dopada con Erblio [17] son fuentes populares cubriendo la región de $1.5\mu\text{m}$, pero nuevamente con operación por amarre de modos limitada. Fuera de estas regiones en el cercano IR, no se tienen

fuentes láser de pulsos ultrarrápidos con el ancho de banda necesario para soportar el amarre de modos y como resultado el campo de investigación y aplicaciones se encuentra restringido ó limitado. Se ha desarrollado una fuente equivalente al Ti:zaf, Cr:ZnSe [18], el cual exhibe un espectro de emisión entre $1.8 - 3\mu\text{m}$ convirtiéndolo en teoría en un candidato ideal para la generación de pulsos ultrarrápidos. El problema es que con este medio de ganancia los requisitos de bombeo óptico a $1.8\ \mu\text{m}$ aún no ha sido desarrollado totalmente.

La falta de fuentes láser de amplio ancho de banda en el cercano IR ha llevado a la comunidad científica y tecnológica a desarrollar métodos alternativos para producir pulsos ultracortos en dichas regiones, utilizando para ello métodos como lo es la conversión paramétrica de frecuencias. Este proceso se basa en un proceso no lineal llevado a cabo en ciertos materiales y con el cual se obtienen características temporales similares a las fuentes de bombeo de fs, pero en diferentes regiones del espectro. Con el uso de fuentes de bombeo óptico ultracortos, es posible generar pulsos de femtosegundos ó picosegundos con una buena calidad espacial, un gran ancho espectral, alta frecuencia de repetición, con una capacidad de sintonía en un intervalo amplio del espectro. Operando bajo el principio de conversión paramétrica, sistemas como un amplificador óptico paramétrico (OPA) ó un oscilador óptico paramétrico (OPO) han demostrado ser unas fuentes ultracortas con una gran versatilidad y robustez en regiones del infrarrojo cercano y mediano.

La diferencia de los láseres y los OPO radica principalmente en que los primeros se basan en la amplificación provocada por la emisión estimulada. Es decir, mediante un mecanismo de bombeo (óptico, eléctrico, químico, etc) se logra una inversión de población entre los dos niveles de energía, típicamente de un sistema atómico, iónico o molecular, posteriormente un primer fotón producido por emisión espontánea induce la emisión estimulada en los demás niveles excitados lo cual produce la amplificación de la luz. En contraste, un oscilador óptico paramétrico (OPO) emite un haz de luz coherente, como un láser, pero la generación del haz es

mediante la interacción no lineal de segundo orden entre el haz de bombeo y cristal, dentro de una cavidad resonante, lo cual genera una conversión de frecuencias del haz de bombeo en dos nuevos haces (llamados señal e acompañante). Por conservación de la energía y momento la suma de las frecuencias de los haces señal e acompañante debe ser igual a la frecuencia del haz bombeo. Dado que no hay niveles de energía atómicos o moleculares que estén involucrados en el proceso de generación y amplificación de los nuevos haces, es posible sintonizar los OPO en un intervalo muy amplio de frecuencias.

A principios de 1960, Kingston, Kroll, Akhmanov, y Armstrong, et al., predijeron la posibilidad de ganancia paramétrica durante la interacción de tres ondas. En 1965, Giodmaine y Miller, desarrollaron el primer OPO en operación pulsada. Obtuvieron una señal de salida sintonizable de 0.97 a 1.15 μm utilizando un cristal de LiNbO_3 bombeado por un láser Q-switched de $\text{GaWO}_3:\text{Nd}$. En el mismo año, Boyd et al., propusieron la posibilidad de operar un OPO de manera continua (CW). Entonces, Smith et al., y Byer et al., obtuvieron con éxito el primer OPO en modo continuo. Por otro lado las fuentes de bombeo fueron ampliamente diversificadas por los láseres de estado sólido, láseres de gas y láseres de colorante. Así como los anchos de pulsos láser los cuales se lograron generar, desde modo continuo, a cientos de picosegundos, y finalmente en 1982 P.F. Moulton desarrollo el láser de $\text{Ti}:\text{Zaf}$ el cual es capaz de producir pulsos de femtosegundos.

Antes de 1970, diversos cristales no lineales fueron usados como KDP, ADP, LiNbO_3 , $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (BNN), entre otros. Con estos cristales obtenían un gran intervalo de sintonización, un ancho de línea delgado y un ajuste uniforme. En estos OPO, las fuentes de bombeo provenían de los haces fundamentales de diversos láseres de estado sólido, así como sus armónicos.

En los 80's, con la llegada de nuevos materiales no lineales, como fosfato de titanato-potasio (KTP) beta-borato de bario (BBO), triborato de litio (LBO), KTA, $\text{MgO}:\text{LN}$, AgGaSe_2 , y AgGaS_2 , se fueron impulsado el desarrollo de los OPO. Los

nuevos materiales no lineales ofrecían algunas ventajas importantes, como buena calidad óptica y un aumento en el umbral de daño óptico. Un avance importante en la tecnología de los fs-OPO fue el desarrollo de la técnica Quasi-Empatamiento de fases (QPM). El QPM se basa en la inversión periódica del dominio del dipolo eléctrico en el material a lo largo de la dirección de propagación del haz para lograr el empatamiento de fase. Esta técnica proporciona la posibilidad de generar una conversión paramétrica en cualquier intervalo de frecuencias deseada en todo el material, mediante correcta elección del periodo. Estas ventajas hacen QPM la técnica más utilizada para los fs-OPO, tal como LiNbO_3 periódicamente polarizado (PPLN), LiTaO_3 periódicamente polarizado (PPLT), KTP periódicamente polarizado (PPKTP), y RTA (PPRTA).

Aunque el proceso de la conversión paramétrica de frecuencias en un OPO es particularmente atractivo, tiene como inconveniente que se requiere de potencias de bombeo elevadas para la generación de la conversión. Como resultado fuentes ultrarrápidas como Ti:zaf (fs) ó Nd:Ylf (ps) son necesarios como sistemas de bombeo los cuales resultan muy costosos y aparatosos. En este contexto, posibles desarrollos en las fuentes de bombeo en términos de costo, tamaño y portabilidad, pueden en principio ser de utilidad en sistemas OPO si es que las potencias umbrales de operación pueden ser disminuidas. Esta condición representa actualmente un reto debido a las actuales condiciones de bombeo por parte de los sistemas OPO convencionales, para ser bombeados con fuentes de pulsos de femtosegundos como los láseres de fibra.

Capítulo 1

Oscilador Paramétrico Óptico

Un oscilador óptico paramétrico es un dispositivo capaz de convertir las frecuencias ópticas provenientes de un haz de bombeo, por medio de la diferencia de frecuencias en un cristal no lineal. Este proceso es amplificado debido a la oscilación de estas frecuencias en un resonador óptico. Por lo tanto los OPO son una fuente de luz sintonizable en un amplio intervalo de frecuencias, cuyo diseño está conformado por tres elementos, un haz de bombeo, un cristal con una susceptibilidad eléctrica de segundo orden elevada *(buscar referencia, y valores) y un resonador óptico. En este capítulo se explican los principios operacionales de la conversión de frecuencias producidas por la interacción del haz de bombeo y el cristal, así como el proceso de amplificación de la señal, así como la propagación de los pulsos ultracortos en un medio.

1.1 Conversión paramétrica.

En un medio material, la polarizabilidad eléctrica $P(t)$ tiene una relación con el campo eléctrico $\mathcal{E}(t)$ dada por:

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0 \chi \mathcal{E}(t) \quad (1)$$

Donde la cantidad χ es la susceptibilidad eléctrica y ϵ_0 la permisividad eléctrica del vacío. La respuesta de la polarizabilidad eléctrica puede expresarse en una serie de potencias dependiente del campo eléctrico:

$$P(t) = \epsilon_0 \left(\chi \mathcal{E}(t) + \chi^{(2)} \mathcal{E}^2(t) + \chi^{(3)} \mathcal{E}^3(t) + \dots \right) \quad (2)$$

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

Donde el primer término $\epsilon_0 \chi \mathcal{E}(t)$, da lugar a la óptica lineal. Y los demás términos a la óptica no lineal. Los términos $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son conocidos como la susceptibilidad eléctrica de segundo y tercer orden respectivamente. Si consideramos que el campo eléctrico $\mathcal{E}(t)$ puede estar formado por dos ondas, entonces:

$$\mathcal{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c. c. \quad (4)$$

La contribución del segundo orden puede ser escrito como:

$$\begin{aligned} P^{(2)}(t) = \chi^{(2)} \left[E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \right. \\ \left. + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c. c \right] \\ + 2\chi^{(2)} [E_1 E_1^* + E_2 E_2^*] \end{aligned} \quad (5)$$

Donde las amplitudes complejas de varias frecuencias pueden agruparse de tal modo que:

$$P(2\omega_1) = \chi^{(2)} E_1^2 \quad (SHG) \quad (6)$$

$$P(2\omega_2) = \chi^{(2)} E_2^2 \quad (SHG) \quad (7)$$

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (SFG) \quad (8)$$

$$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\chi^{(2)} E_1 E_2^* \quad (DFG) \quad (9)$$

$$P(0) = 2\chi^{(2)} [E_1 E_1^* + E_2 E_2^*] \quad (OR) \quad (10)$$

Cada expresión anterior es nombrada por el proceso físico que describe, (SHG, Second Harmonic Generation) , (SFG, Sum Frequency Generations), (DFG, Diference Frequency Genetarions), (OR, Optical Rectification). De los procesos anteriores, la diferencia de frecuencias es el fenómeno que aprovechan los OPO para la generación de frecuencias.

Para entender mejor el proceso consideramos tres ondas planas $\mathcal{E}_p, \mathcal{E}_s$ y \mathcal{E}_i , propagándose en dirección z , tales que:

$$\mathcal{E}_p = \frac{1}{2} (E_p e^{i(\omega_p t - k_p z)} + c. c.) \quad (11)$$

$$\mathcal{E}_s = \frac{1}{2} (E_s e^{i(\omega_s t - k_s z)} + c. c.) \quad (12)$$

$$\mathcal{E}_i = \frac{1}{2} (E_i e^{i(\omega_i t - k_i z)} + c. c.) \quad (13)$$

Donde E_p, E_s y E_i son la amplitud del campo eléctrico y k_p, k_s y k_i son el vector de onda del bombeo, señal e acompañante, respectivamente. Ahora recordando la expresión (9) tenemos:

$$\mathcal{P}_{nl}^{(\omega_p)} = \frac{1}{2} (P_{nl}^{(\omega_p)} e^{i(\omega_p t - (k_s + k_i)z)} + c. c.) \quad (14)$$

$$\mathcal{P}_{nl}^{(\omega_s)} = \frac{1}{2} (P_{nl}^{(\omega_s)} e^{i(\omega_s t - (k_p - k_i)z)} + c. c.) \quad (15)$$

$$\mathcal{P}_{nl}^{(\omega_i)} = \frac{1}{2} (P_{nl}^{(\omega_i)} e^{i(\omega_i t - (k_p - k_s)z)} + c. c.) \quad (16)$$

Donde:

$$P_{nl}^{(\omega_p)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_s E_i \quad (17)$$

$$P_{nl}^{(\omega_s)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_p E_i^* \quad (18)$$

$$P_{nl}^{(\omega_i)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_p E_s^* \quad (19)$$

Estos términos son los responsables de la conversión de frecuencias. Si sustituimos estos valores en la ecuación de onda obtenemos la ecuación de onda que describe la dirección del cambio eléctrico para cada frecuencia que atraviesa un medio no lineal.

$$\nabla^2 \mathcal{E}_p - \mu_0 \varepsilon(\omega_p) \frac{\partial^2 \mathcal{E}_p}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{nl}^{(\omega_p)}}{\partial t^2}$$

donde $\varepsilon(\omega_p)$ es la permittividad dieléctrica del medio para la frecuencia ω_p . Si sustituimos \mathcal{E}_p y $P_{nl}^{(\omega_p)}$ dadas las ecuaciones (11) y (14), entonces tenemos:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial z^2} (E_p e^{i(\omega_p t - k_p z)} + c. c.) - \mu_0 \varepsilon(\omega_p) \frac{\partial^2 (E_p e^{i(\omega_p t - k_p z)} + c. c.)}{\partial t^2} \\ & = \mu_0 \frac{\partial^2 (P_{nl}^{(\omega_p)} e^{i(\omega_p t - [k_s + k_i]z)} + c. c.)}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (20)$$

Entonces desarrollando la ecuación y agrupando términos tenemos:

$$\left(\frac{d^2 E_p}{dz^2} - 2ik_p \frac{dE_p}{dz} - k_p^2 E_p \right) + \mu_0 \omega_p^2 \varepsilon(\omega_p) E_p \quad (21)$$

$$= -\mu_0 \omega_p^2 \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_s E_i e^{i[k_p - (k_s + k_i)]z}$$

Suponiendo que la variación del campo eléctrico en la dirección propagación es muy pequeña en distancias del orden de longitudes de onda, entonces la segunda variación del campo con respecto dirección propagación, se puede despreciar en la ecuación (21). Por lo que si desarrollamos la ecuación, y acoplado términos, obtenemos:

$$\frac{dE_p}{dz} = -i\kappa_p E_s E_i e^{i\Delta kz} \quad (22)$$

Donde:

$$\kappa_p = \frac{\omega_p \chi^{(2)}}{2c n_p} \quad (23)$$

y

$$\Delta k = k_p - (k_s + k_i) \quad (24)$$

Donde n_p es el índice de refracción que tiene el medio para una frecuencia ω_p . El término Δk es conocido como el desfase. La ecuación (22) describe el cambio en amplitud del campo eléctrico cuando para el haz de bombeo producido por los efectos no lineales al propagarse en el medio. De manera análoga es posible obtener la ecuación correspondiente a cada campo eléctrico E_s y E_i . Con lo que obtenemos:

$$\frac{dE_s}{dz} = -i\kappa_s E_p E_i^* e^{i\Delta kz} \quad (25)$$

$$\frac{dE_i}{dz} = -i\kappa_i E_p E_s^* e^{i\Delta kz} \quad (26)$$

Donde:

$$\kappa_s = \frac{\omega_s \chi^{(2)}}{2c n_s} \quad (27)$$

$$\kappa_i = \frac{\omega_i \chi^{(2)}}{2c n_i} \quad (28)$$

1.1.1 Amplificación paramétrica.

El proceso de amplificación de la señal de un OPO se produce cuando la onda señal tiene una interacción no lineal con la onda de bombeo. Sí consideramos la incidencia de un haz de bombeo intenso de frecuencia ω_p y un haz señal débil de frecuencia ω_s en un medio no lineal. Y suponemos que el haz de bombeo es constante y no cambia su amplitud a lo largo del medio, i.e. $E_p(z) = E_p(0)$ (Aproximación de NO Pump Depletion). Entonces si derivamos la ecuación (25) con respecto de z podemos, sustituimos (26) y reacomodamos términos obtenemos:

$$\frac{d^2 E_s}{dz^2} + i\Delta k \frac{dE_s}{dz} - \kappa_s \kappa_i |E_p|^2 E_s = 0 \quad (29)$$

Esta ecuación se puede resolver si suponemos que:

$$E_s(z) = (A e^{\Gamma z} + B e^{-\Gamma z}) e^{-\frac{i\Delta k z}{2}} \quad (30)$$

Donde:

$$\Gamma = \left(g^2 - \frac{(\Delta k)^2}{4} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

$$g^2 = \kappa_s \kappa_i |E_p|^2 \quad (32)$$

Entonces Γ es la ganancia del sistema. Ahora si sustituimos el resultado en (30) obtenemos:

$$E_i(z) = \frac{i}{\kappa_s E_p} \left(\left[\Gamma - i \frac{\Delta k}{2} \right] A e^{\Gamma z} - \left[\Gamma + i \frac{\Delta k}{2} \right] B e^{-\Gamma z} \right) e^{-\frac{i\Delta k z}{2}} \quad (33)$$

Con lo cual se obtienen las ecuaciones que describen la evolución de las ondas señal y acompañante que se propagan a través de un medio no lineal. Las constantes A y B están determinadas por las condiciones iniciales ($z=0$). Por otra parte, de la ecuación (31) la ganancia debe ser un número real positivo $\Gamma > 0$, entonces, $g > k$ y por lo tanto:

$$|E_p|^2 > \frac{(\Delta k)^2}{4 \kappa_s \kappa_i} \quad (34)$$

Esto nos indica la potencia umbral para la cual existe la amplificación. Reescribiendo la ecuación anterior tenemos que:

$$I_{p,th} = \frac{n_p}{2c\mu_0} |E_p|^2 = \frac{n_p}{2c\mu_0} \frac{(\Delta k)^2}{4 \kappa_s \kappa_i} \quad (35)$$

$$I_{p,th} = \frac{c n_p n_s n_i}{8 \omega_s \omega_i d^2 \mu_0} (\Delta k)^2 \quad (36)$$

Esto implica que para un valor dado de Δk , existe un valor mínimo de intensidad de bombeo para lograr la amplificación de la señal.

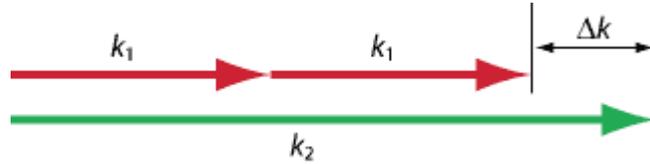


Figura 2. Empatamiento de la fase.

Sí $\Delta k = 0$, Esta condición es conocida como criterio de emparejamiento de fases (*Phase Matching*), entonces:

$$k_p = (k_s + k_i) \quad (37)$$

Cuando se cumple esta es la condición, no hay potencia mínima de bombeo para la conversión de frecuencias. Entonces:

$$\Gamma^2 = \frac{8\pi^2 d^2}{c^3 n_p n_s n_i \epsilon_0} |E_p|^2 \quad (38)$$

Escribiendo la ecuación (37) en términos de sus frecuencias tenemos:

$$\omega_p n_p = \omega_s n_s + \omega_i n_i \quad (39)$$

La ecuación anterior es la ecuación de conservación de momento. Ahora si en el momento en que lo haces salgan medio (cristal no lineal) el índice de refracción para

todas las frecuencias será el mismo por lo que $n_p = n_s = n_i = n_0$, esta ecuación determina la ley conservación de la energía tenemos que:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (40)$$

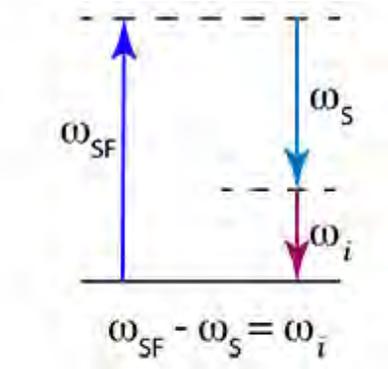


Figura 3. Conservación de la energía por diferencia de frecuencias

Entonces para una ω_p de bombeo, las (39) y (40) determinan un conjunto de soluciones de para las frecuencias señal y acompañante que se pueden generar. Por otro lado, siempre podemos encontrar que existen tres frecuencias tales que se satisface la condición de empatamiento de la fase $\Delta k = 0$, entonces es posible obtener las constantes A y B, de la ecuación (30).

$$E_s(z) = E_s(0) \cosh gz - i \sqrt{\frac{\omega_s n_i}{\omega_i n_s}} E_i^*(0) \sinh gz \quad (41)$$

$$E_i^*(z) = i \sqrt{\frac{\omega_s n_i}{\omega_i n_s}} E_s(0) \sinh gz + E_i^*(0) \cosh gz \quad (42)$$

Ahora recordando la ecuación (36), como $\Delta k = 0$ además debido a que $E_p(0) \neq 0$, entonces no hay una intensidad mínima para generar conversión de frecuencias, por lo que podemos suponer que $E_s(0) \neq 0$. Ahora sí consideramos un sistema de resonancia solo para la frecuencia señal es decir $E_i(0) = 0$ entonces:

$$E_s(z) = E_s(0) \cosh gz \quad (43)$$

La ecuación anterior indica que; al propagarse señal a través del cristal esta se va amplificando. Además de la ecuación (42) obtenemos que:

$$E_i^* = i \sqrt{\frac{\omega_i n_s}{\omega_s n_i}} E_s(0) \sinh gz \quad (44)$$

Por lo tanto, la amplificación de señal es acompañada por la generación de la onda acompañante. Esto es acorde a lo explicado en la diferencia de frecuencias, donde a partir de una onda de bombeo se divide en una onda señal y una onda acompañante, todo esto acorde con las ecuaciones de conservación de la energía y momento. Por lo tanto, la amplificación de señal está acompañada por la amplificación onda acompañante.

1.1 Pulsos Ultracortos

Un pulso ultracorto es un paquete de ondas electromagnéticas, con duración que va de unos cuantos femtosegundos hasta decenas de picosegundos, estos pulsos se logran producir mediante mecanismos puramente ópticos [8]. Los pulsos ultracortos pueden

ser descritos por su campo eléctrico, $\vec{E}(x, y, z, t)$, si suponemos que el campo electromagnético es puntual y está linealmente polarizado en alguna de sus direcciones (aproximación escalar) [26] se puede expresar matemáticamente como:

$$E(t) = \sum_n \frac{1}{2} \sqrt{A_n(t)} e^{i(\omega_0 + n\Delta\omega)(t) - \gamma_n(t)} + c. c. \quad (45)$$

Donde A_n es la amplitud y γ_n la fase relativa del n-ésimo modo con respecto a la frecuencia central, ω_0 la frecuencia central y $\Delta\omega$ la separación entre los modos y c.c. el complejo conjugado. En principio la fase entre los modos que oscilan en una cavidad resonante es totalmente aleatoria, sin embargo al acoplar todos los modos en una fase el campo eléctrico resultante será una función periódica bien definida en el tiempo, por lo que el pulso puede ser expresado de la siguiente manera:

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} e^{i(\omega_0 t - kz - \phi(t))} + c. c. \quad (46)$$

Donde $I(t)$ es el perfil de intensidad $\phi(t)$ la fase a lo largo del pulso y ω_0 la frecuencia portadora. Por otro lado la parte c.c. es necesaria para hacer real la ecuación (45), sin embargo, en la aproximación escalar puede ser ignorado, por lo que el campo eléctrico queda expresado como:

$$E(t) = \sqrt{I(t)} e^{i(\omega_0 t - kz - \phi(t))} \quad (47)$$

Donde:

$$I(t) = |E(t)|^2 \quad (48)$$

$$\phi(t) = -\arctan\left(\frac{\text{Im}(E(t))}{\text{Re}(E(t))}\right) \quad (49)$$

1.1.1 Propagación de los pulsos

Cuando un pulso se propaga en cualquier material, éste modifica su forma debido a que cada frecuencia que compone el pulso viaja a una velocidad distinta en el medio, generando un desfase de las frecuencias que conforman el pulso, este fenómeno se conoce como Chirp temporal^a. Por otro lado, observando la ecuación (47), tenemos que la fase del pulso se limita a valores que no varíen más de 2π , esto debido a:

$$e^{i\phi(t)} = e^{i\phi(t)+2\pi n}, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (50)$$

Por lo que, para evitar distintos valores de una misma fase, sólo se toman los valores comprendidos entre $-\pi$ y π , una vez obtenido lo anterior y al resultado anterior se le sumaran múltiplos de 2π con el fin de evitar discontinuidades, este proceso se conoce como phase-unwrapping [takeda]. Para analizar el desfase que tienen las frecuencias de un pulso ultracorto es conveniente expresar la fase temporal $\phi(t)$ en su serie de Taylor:

^a Chirp, proviene del inglés “trinar”- hace referencia a la variación de tono que producen las aves al cantar.

$$\phi(t) = \phi_0 + (t - t_0)\phi_1 + \frac{1}{2}(t - t_0)^2\phi_2 + \dots \quad (51)$$

Con lo anterior es posible analizar cada término y observar el efecto que tiene en el pulso. Además es conveniente introducir el concepto de *frecuencia instantánea* la cual se define como la derivada de la fase temporal con respecto al tiempo:

$$\omega_{inst}(t) = - \frac{\partial(kz - \omega_0 t + -\phi(t))}{\partial t} \quad (52)$$

Donde si $\phi(t) = 0$ entonces $\omega_{inst}(t) = \omega_0$. Por otro lado, la frecuencia portadora es del orden 10^{15} Hz la cual varía muy rápido con respecto a $I(t)$ y $\phi(t)$ y debido a que los detectores resuelven haciendo promedios temporales de la intensidad, este término puede ser ignorado.

GVD Vector de onda

Como se mencionó con anterioridad, cuando un pulso se propaga por un medio material, se modifica su perfil temporal, debido a que cada frecuencia que conforma el pulso viaja a una velocidad diferente $v_p(\omega)$.

$$v_p(\omega) = \frac{c}{n(\omega)} \quad (53)$$

Donde c es la velocidad de la luz $n(\omega)$ es el índice de refracción, el cual, para cada material es una función dependiente de la frecuencia, esta relación es conocida como dispersión, y usualmente es representada en términos del vector de onda:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) \quad (54)$$

En general el análisis del vector de onda en el dominio del tiempo resulta muy difícil de hacer debido a la resolución de la transformada inversa de Fourier, por lo cual es más conveniente observar los diferentes efectos que tiene en el tiempo después de expandirla en su serie de Taylor alrededor de la frecuencia portadora ω_0 del pulso:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{d}{d\omega} k(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2}{d\omega^2} k(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 \quad (55)$$

$$+ \frac{1}{3!} \frac{d^3}{d\omega^3} k(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots$$

Cada término es nombrado según el efecto que tienen en el pulso:

$$v_\phi = \left[\frac{k(\omega_0)}{\omega_0} \right]^{-1} \quad (56)$$

$$v_g = \left[\frac{d}{d\omega} k(\omega_0) \right]^{-1} \quad (57)$$

$$GVD = \frac{d^2}{d\omega^2} k(\omega_0) \quad (58)$$

$$TOD = \frac{d^3}{d\omega^3} k(\omega_0) \quad (59)$$

Donde para un pulso la frecuencia portadora, ω_0 , se propaga a la velocidad de fase v_ϕ y la envolvente del pulso se va a propagar a la velocidad de grupo, v_g , además si el pulso se encuentra en un medio dispersivo, este introducirá un desfaseamiento con respecto a la frecuencia central, la dispersión de segundo orden es conocida como, GVD (58), Group Delay Dispersion, y el último término corresponde la Third Order Dispersion, TOD (59). En el marco de los pulsos ultracortos los últimos dos términos son muy importantes puesto que estos generan una deformación en la forma temporal y un ensanchamiento del pulso.

Las características de dispersión como la velocidad del grupo, la diferencia de la velocidad del grupo (GVM) y la dispersión de la velocidad del grupo (GVD) desempeñan un papel muy importante en el tratamiento de pulsos de fs [46-47].

1.2 Quasi Empatamiento de fases

Aparte del cambio de amplitudes, ecuaciones (41) y (42) los campos \mathcal{E}_p , \mathcal{E}_s y \mathcal{E}_i también sufren un cambio de fase, ecuaciones (11), (12) y (13) en la dirección de propagación “z”. Además, como se vio en la sección anterior, para tener una conversión eficiente de las frecuencias es necesario satisfacer la condición de empatamiento de fases. Físicamente esta condición implica que, para un mismo medio material, las velocidades de propagación sean iguales para las ondas de bombeo, señal e acompañante. Esta condición es posible lograrla utilizando materiales birrefringentes. Para lograr lo anterior, si la dirección de propagación de los haces se hacen coincidir la dirección del eje ordinario y extraordinario del cristal, entonces sí se elige correctamente la polarización de los haces bombeo, señal e acompañante, para que correspondan a las ondas permitidas para que viajen en la dirección de los ejes del cristal, es posible cumplir con el criterio de Empatamiento de fases. Entonces cambiando la dirección de propagación, el criterio de Empatamiento de fases se

cumplirá para un par de frecuencias diferentes, por tanto es posible sintonizar la frecuencias de los haces señal e acompañante.

Cuando la condición de Empatamiento de fases $\Delta k \neq 0$, no es satisfecha, siguiendo las ecuaciones (22), (24) y (25), se generará una onda inicial ω_1 que entonces después de una distancia igual a la longitud de coherencia, la onda electromagnética ω_p y la polarización no lineal quedan fuera de fase, produciendo una onda ω_2 la cual interferiría destructivamente con la onda inicialmente generada

Por otro lado sí por algún mecanismo generamos un cambio de los coeficientes no lineales a una distancia $d = d_0 \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)$, la polarización no lineal y la onda electromagnética ω_p quedaran de nuevo en fase, generando una onda la cual interfiera constructivamente con la onda ω_1 . Así, sí el coeficiente no lineal se modula periódicamente en signo con un período espacial $2\Lambda c$, esto implicaría en el suma de onda señal a medida que se propaga a lo largo del medio.

De esta manera eficiencia del OPO está determinada por la ecuación que describe la eficiencia del proceso de conversión η :

$$\eta = \text{sinc} \left(\frac{\Delta k * L}{2} \right)^2 \quad (60)$$

Donde L es la longitud del cristal y Δk es el criterio de empatamiento de fase entre el vector de onda entre el bombeo y el de la frecuencia convertida generada por la interacción con el cristal no lineal.

$$\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_{pump}}{\omega_{pump}} - \frac{n_{ilder}}{\omega_{ilder}} - \frac{n_{sigmal}}{\omega_{sigmal}} - \frac{1}{\Lambda} \right) \quad (61)$$

Donde la n indica el índice de refracción y ω la frecuencia del bombeo, acompañante y señal del OPO (pump, acompañante and señal) y Λ el periodo del cristal. El argumento $\Delta k/2$, proporciona la curva de eficiencia del ancho de banda y define el intervalo de longitudes de onda que pueden ser convertidas de manera eficiente por el cristal y contribuir así a la ganancia de los pulsos de salida generados. Para una diferencia fija Δk , cualquier cambio en la longitud del cristal producirá un cambio en el ancho de banda de la curva de eficiencia, por otro lado, una reducción en la longitud del cristal producirá un ensanchamiento del ancho de banda de conversión. Un incremento de la longitud del cristal resultara en una contracción del ancho de banda de conversión.

En términos de la eficiencia de conversión de frecuencias, la condición de empatamiento de fases resulta crucial, Ec 14.38. Para lograr este empatamiento de fases en el cristal se utiliza la técnica conocida como Quasi-Empatamiento de Fases (*QFM, Quasi-Empatamiento de fases*). Para lograr esta técnica se invierten periódicamente las direcciones de los dominios ferroeléctricos del cristal, el ancho de dos zonas consecutivas cuyo periodo haya sido invertido se conoce como tamaño del periodo (*grating period*), Λ .

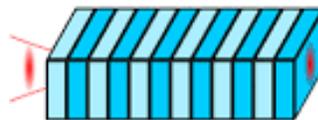


Figura 4. Diagrama de un cristal periódicamente polarizado

1.3 “PPLN:MgO”.

La conversión de frecuencias descritas en los capítulos anteriores es realizada por un cristal no-lineal. Para la realización de esta tesis se utilizó un cristal de Niobato

de Litio [1] de 0.5 mm de longitud, cuyos dominós ferromagnéticos están periódicamente polarizados, con un periodo de $\Lambda = 29.1\mu m$, el cual se encuentra dopado al 5% con Óxido de Magnesio.

El Niobato de Litio es un cristal uniaxial ferroeléctrico negativo ($n_e < n_o$), el cual tiene una estructura rombohexadral R3c, con estructura triangular y pertenece a los grupos 3m. Los iones de oxígeno se encuentran arreglados en planos hexagonales perpendiculares al plano z del cristal, estos planos están separados por átomos de Litio y Niobio como se muestra en la Figura 5.

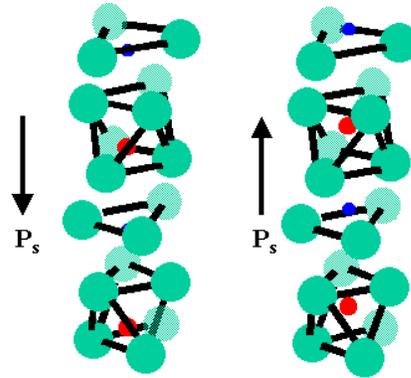


Figura 5. Esquema de la estructura del NiNbO3. En la figura los círculos verdes representan los átomos de oxígeno, los rojos el Niobio y el azul el litio,

La estructura cristalina del LN permite localizar a los átomos de litio y niobio en más de una posición de equilibrio, y con ello controlar los dominós ferroeléctricos del cristal. Además, la simetría del cristal hace que la matriz no lineal sea de la forma:

$$d_{i,m} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (62)$$

Donde $d_{22} = 2.1, d_{31} = 4.3, d_{33} = 27$ pm/V, en condición de empatamiento de fase []. Cabe destacar que durante el la fabricación del cristal, se hace coincidir el

eje d_{33} con el eje donde se va a llevar a cabo la propagación de la luz en el cristal, con el fin de maximizar la respuesta no lineal del cristal.

El cristal presenta una alta transparencia en intervalo que va desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano (~ 400 nm a ~ 4500 nm), lo cual permite diseñar sistemas de conversión de frecuencias en todos este intervalo. Una desventaja para este tipo de aplicaciones del Niobato de Litio, es el llamado *daño fotorrefractivo*, el cual es causado por la excitación de las cargas libres, lo cual genera una redistribución de las cargas y genera un campo interno en el cristal, trayendo como consecuencia la distorsión del haz, lo cual es una limitante para la conversión de altas potencias, este daño es posible reducirlo o prevenirlo calentando el cristal ($>100^\circ\text{C}$).

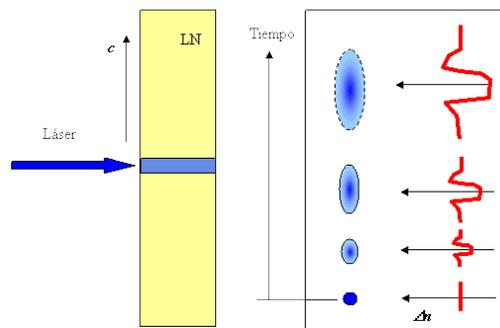


Figura 6. Modificación del perfil espacial debido al daño fotorrefractivo.

Sin embargo al dopar el LiNbO_3 al 5% con Oxido de Magnesio (MgO) se reduce la cantidad de cargas libres, lo cual se aumenta el umbral de daño fotorrefractivo, adquiriendo la capacidad de operar a temperatura ambiente []].

En un material ferroeléctrico tal como Niobato de Litio, los signos de los coeficientes no lineales están vinculados a la dirección de la polarización espontánea.

Así, una inversión periódica de los dominios del cristal se puede utilizar para lograr QPM ver Figura 7.

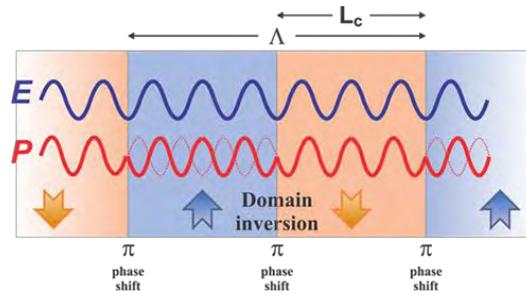


Figura 7. Inversión de periodos para cumplir el criterio de Quasi-Empatamiento de fases

Esta es la técnica utilizada actualmente para obtener alta eficiencia SHG y otras interacciones no lineales en LiNbO_3 , LiTaO_3 , y KTP. La técnica más utilizada para conseguir la inversión periódica de los dominios en el LiNbO_3 es la técnica de polarización de campo eléctrico (Yamada et al. (1993), Myers y Bosenberg (1997)). En este método se calienta el cristal a alta temperatura (1150°C) y se aplica un campo eléctrico intenso en el cristal, mediante un patrón de electrodos litográficamente definidos y orientados, esta acción permite que los dominios ferroeléctricos sigan el patrón del campo eléctrico aplicado. Posteriormente el cristal es enfriado lentamente hasta que los dominios ferroeléctricos no pueden reorientarse. Un cristal LiNbO_3 con los dominios invertidos periódicamente se conoce como PPLN.

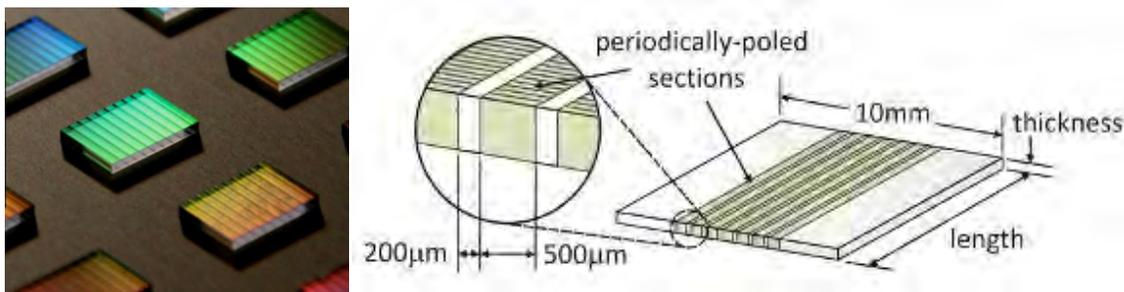


Figura 8. Diagrama de la estructura del cristal.

1.3.1 Selección del cristal

Como se puede observar de las ecuaciones (60) la longitud del cristal y el periodo son valores que afectan directamente la eficiente conversión de los pulsos ultracortos, además para poder tener una eficiente conversión de los pulsos, todas las frecuencias que conformar el pulsos deben de cumplir el criterio de Empatamiento de fases.

Para el cálculo del índice de refracción se utiliza la ecuación de Sellmeier dependiente de la longitud de onda (λ en μm) y de la temperatura (T , en $^{\circ}\text{C}$) para el PPLN:MgO[].

$$n(\lambda, T)^2 = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2 \quad (63)$$

Donde

$$f = (T - 24.5)(T + 750.82) \quad (64)$$

Tabla n: Coeficientes de Sellmeier para el PPLN:MgO

Coeficiente	Valor	Coeficiente	Valor
a ₁	5.756	a ₆	1.32x10 ⁻⁰²
a ₂	0.0983	b ₁	2.860 x10 ⁻⁰⁶
a ₃	0.2020	b ₂	4.700 x10 ⁻⁰⁸
a ₄	189.32	b ₃	6.113 x10 ⁻⁰⁸
a ₅	12.52	b ₄	1.516 x10 ⁻⁰⁴

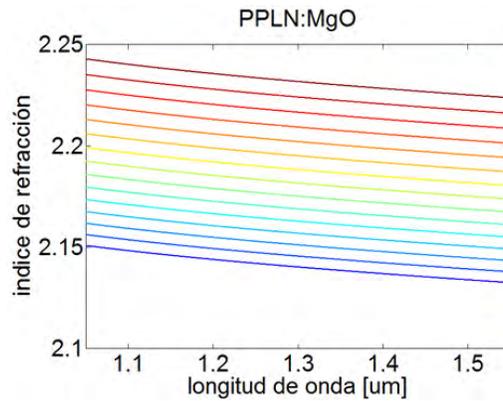


Figura 9. Índice de refracción en función de la longitud de onda incidente, obtenida a partir de la ecuación de Sellmeier, los colores indican la temperatura (azul 30°C --> rojo 250 °C)

Como se explicó en el capítulo anterior longitudes de onda de operación elegida del OPO fue de $\approx 1.1 \mu\text{m}$ a $\approx 1.5 \mu\text{m}$, debido a la amplia gama de aplicaciones que actualmente existen en este intervalo de frecuencias [] y que, en un futuro, se deseen implementar. El cálculo del periodo proviene haciendo $\Delta k = 0$ en la ecuación (61), con lo cual tenemos:

$$\Lambda = \frac{1}{\frac{n_{pump}}{\omega_{pump}} - \frac{n_{idler}}{\omega_{idler}} - \frac{n_{signal}}{\omega_{signal}}} \quad (65)$$

Con la ecuación anterior fueron calculados las longitudes de onda de conversión en función de distintos periodos del PPLN, buscando un intervalo de sintonización de 1.1μm hasta 1.6 μm.

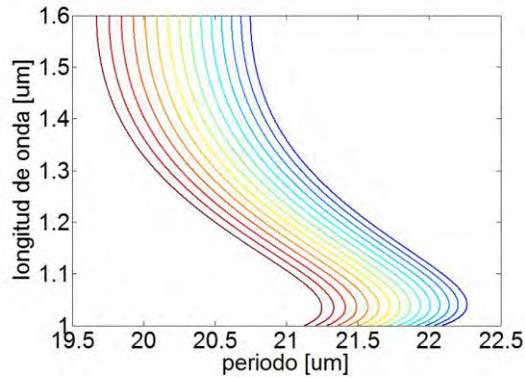


Figura 10 Longitud de onda más eficiente en función de los periodos del cristal. En la gráfica se muestra la eficiencia de conversión o sintonía para el cristal para diferentes temperaturas.

Una vez seleccionado un periodo usando la ecuación (60) es posible calcular la eficiencia para un cristal con un grosor determinado. La eficiencia de conversión de las longitudes de onda sólo depende de la temperatura, por lo que se seleccionó de los cristales disponibles aquel cuyo el periodo sea capaz de convertir más longitudes de onda. En todo el intervalo deseado.

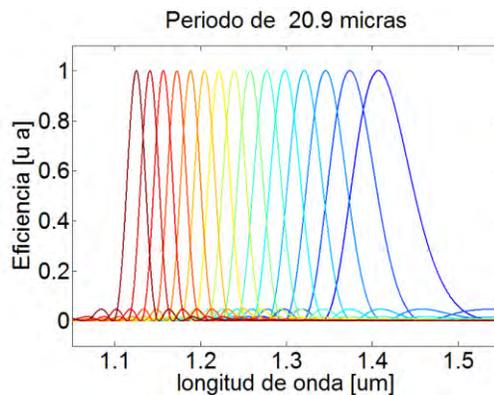


Figura 11. Eficiencia de conversión en función de la temperatura para un cristal PPLN:MgO al 5% con un periodo de 20.9 μm y un grosor de 0.5 mm.

1.3.2 Control de temperatura

El control de la temperatura del cristal se lleva a cabo por medio de un horno el cual el cual incluye su propia consola, ver Figura 12, el cual incluye conexión a la PC y sus propios controladores para labview®.



Figura 12. Controlador del horno.

Usando únicamente la consola del horno, esta nos permite mantener la temperatura del horno desde la temperatura ambiente (17°C) hasta 200.0°C , con una variación de $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$, y por medio del control con labview®, es posible aumentar la temperatura hasta 250°C (máximo recomendado por el fabricante).

Capítulo 3

1.1 Resonador Óptico.

Otra de las partes que conforman un fs-OPO es el resonador óptico, el que contiene el cristal no lineal de PPLN, bombeado por un láser pulsado de femtosegundos a una frecuencia ω_p . Los espejos del resonador son tales que ambos tienen una alta transmitividad a las longitudes de onda que el bombeo y una alta reflectividad a la longitud de onda que la señal. Así, el resonador proporciona una retroalimentación únicamente en la longitud de onda de la señal.

Cuando el cristal es bombeado por el láser externo, se genera una conversión paramétrica de manera espontánea, y si la condición de emparejamiento de fases es satisfecha, entonces esto lleva a la generación espontánea de la luz en frecuencias ω_s y ω_i . La señal y el acompañante de las ondas emitidas espontáneamente se propagan a través del cristal amplificándose según la ecuación (43). Cuando las ondas llegan al segundo espejo, este sólo refleja la onda de la señal y transmite tanto el acompañante como el haz residual del bombeo. ver Figura 13.

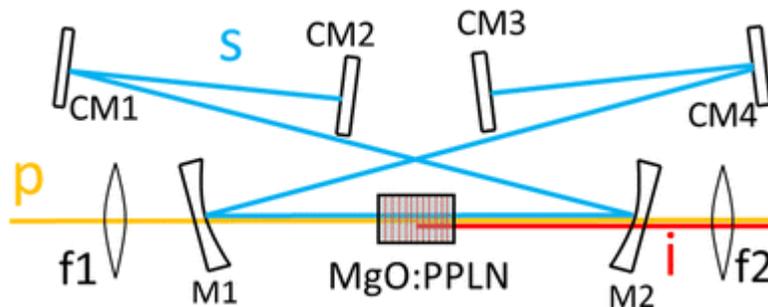


Figura 13. Singly resonant fs-OPO

Después de haber dado una vuelta completa a la cavidad, el haz llega al primer espejo, siendo reflejado y enfocado hacia el cristal. De esta manera los cambios de amplitud de la señal dentro de la cavidad pueden ser expresados de la siguiente manera:

$$E_s(z) = E_{s0} \cosh gz \quad (66)$$

Ahora ya que la señal está resonando dentro de la cavidad, esta debe satisfacer la condición de las ondas estacionarias dentro de la cavidad.

$$\omega_s = m \frac{\pi c}{n_s l}, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (67)$$

Donde L es la longitud de la cavidad. Para que haya una condición de resonancia la ganancia debe ser igual a la pérdida en un viaje redondo. Si R_1 y R_2 representan las reflectividades de los dos espejos en la longitud de onda de la señal. Tras generarse la señal en el cristal y atravesarlo esta se debe propagar en el resonador hasta reflejarse en el espejo M2 y posteriormente atravesar el cristal y amplificarse según la ec 14.45, luego continuar su camino hasta el primer espejo M1 y regresar al cristal. En esta vuelta completa en el oscilador las ganancias deben al menos compensar las pérdidas, esto es:

$$E_{s3}(0) = \sqrt{R_1 R_2} E_s(0) \cosh g_{th} l \quad (68)$$

Donde l es la longitud del cristal, entonces:

$$\sqrt{R_1 R_2} \cosh g_{th} l = 1 \quad (69)$$

Donde g_{th} es la ganancia umbral. Debido a que la ganancia es una cantidad muy pequeña $g_{th} \ll 1$, entonces podemos expandir el término \cosh y despejar g_{th} :

$$g_{th} = \frac{\sqrt{2}}{l} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (70)$$

Ahora recordando que la ganancia está relacionada con la potencia de bombeo ec 14.33, podemos obtener la potencia umbral en términos de la reflectividad de los espejos del resonador:

$$g_{th}^2 = \frac{\omega_s \omega_i d^2 c \mu_0}{c^2 n_s n_i n_p} I_{p,th} \frac{4}{l^2} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} - 1 \right) \quad (71)$$

Capítulo 2

Diseño del Resonador

En este capítulo se analiza principalmente una cavidad lineal de tres espejos con diseño en V , debido a que es la cavidad con menos elementos que fue armada en este proyecto de tesis, además los pasos a seguir para armar y analizar las diferentes configuraciones es la misma que en esta cavidad. Finalmente se presentan ciertas desventajas de esta cavidad, así como las soluciones a estos problemas, entre los cuales incluyendo la modificación de la cavidad en V por una cavidad en γ .

2.1 Propagación de Haces Gaussianos

Uno de los objetivos del proyecto consta de obtener un sistema eficiente, por lo que el entendimiento de la propagación del haz dentro de la cavidad resulta un elemento clave, esta propagación de haces fue simulada en Matlab® y combina los trazos de rayos con la de propagación de haces Gaussianos, ambas dictadas por las Matrices ABCD [3].

2.1.1 Matrices ABCD

En la aproximación paraxial^b, la matriz ABCD, es la representación matemática del efecto que tiene un rayo que se trasmite a través de dicho elemento óptico.

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (72)$$

Donde θ , es el ángulo al cual el rayo se está propagando y h la distancia que tiene, ambas referidas al eje óptico, ver Figura 14.

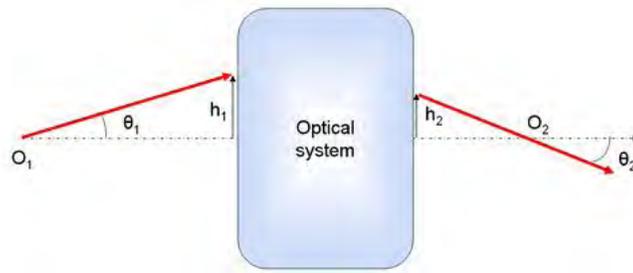


Figura 14. Diagrama de la deducción de los elementos de la matriz ABCD.

Además, utilizando el método de las matrices ABCD es posible simular como se propaga un haz Gaussiano, este método surge de resolver, mediante la ecuación de Helmholtz, la ecuación de onda para el campo eléctrico $E(\vec{r})$. La cual es solución de una onda esférica:

$$E(\vec{r}) = \frac{E_1}{z} e^{ik\frac{\rho^2}{2z}} \quad (73)$$

^b Angulo pequeño 14°

Donde $\rho^2 = x^2 + y^2$ es la coordenada radial y E_1 la amplitud del campo electrico. En esta solución sí consideramos que $z = q(z)$ es un número complejo de tal manera que $q(z) = z_r + iz_i$. Por su forma, $q(z)$ es conocida como el radio complejo de curvatura, y al ser separado en su forma real e imaginara se define de la siguiente manera:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \quad (74)$$

Donde $R(z)$ es el radio de curva del frente de onda y $\omega(z)$ el ancho de cintura que definen un haz Gaussiano.

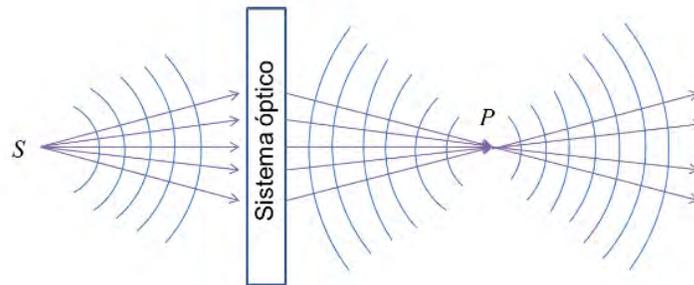


Figura 15. Representación de un haz Gaussiano por medio de su radio de curvatura "R" y su ancho de cintura "ω".

El método de propagación de haces Gaussianos modifica los valores de R y de ω utilizando los valores de las matrices ABCD según la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C + (D/q_1)}{A + (B/q_1)} \quad (75)$$

Donde q_1 representa al haz incidente y q_2 al haz resultante después de atravesar el elemento óptico.

Calculo de la estabilidad

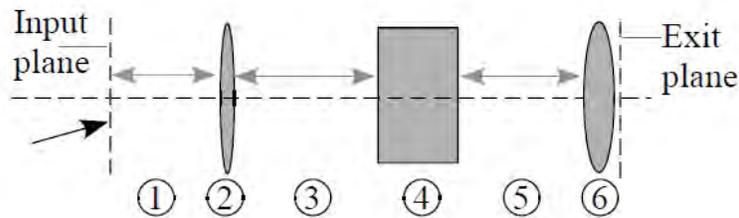


Figura 16. Sistema óptico.

Un sistema óptico, está formado por varios elementos ópticos. Un haz que se propague a través de dicho sistema, se verá modificado conforme vaya atravesando cada sistema, incluyendo la propagación en el vacío^c, esta modificación que sufre el haz, puede ser representada por medio de una nueva matriz, la cual se obtiene por medio de la multiplicación de las matrices de cada elemento que conforma el sistema óptico.

^c aire

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = M_6 \cdot M_5 \cdot M_4 \cdot M_3 \cdot M_2 \cdot M_1 \quad (76)$$

Donde M_n , representa a la matriz correspondiente al n-ésimo elemento de la Figura 16. Nótese además que los elementos están ordenados en sentido inverso a la dirección de propagación del haz. Usando esta técnica es posible modelar un resonador óptico, como un sistema periódico de elementos. Por lo que, para que una cavidad sea estable, después de un número n de vueltas en la cavidad, se debe repetir la condición inicial, esto es:

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^n \begin{pmatrix} h_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (77)$$

Esta condición, implica que:

$$\det \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = AD - BC = 1 \quad (78)$$

$$-1 < \frac{1}{2}(A + D) < 1 \quad (79)$$

La deducción de las ecuaciones (78) y (79), se muestra en el apéndice B. Una vez teniendo en cuenta los parámetros anteriores, es posible encontrar la configuración necesaria para que una cavidad sea estable, por lo que se realizó un programa basado en las matrices ABCD en Matlab®, la cavidad más sencilla de analizar es una cavidad compuesta por dos espejos cóncavos, sin embargo, en un fs-OPO además de cumplir con la condición de una cavidad estable, debe cumplirse la

condición de que la tasa de repetición debe empatar a la de la cavidad de bombeo, es decir, las longitudes de camino óptico en ambas cavidades deben ser iguales. En nuestro caso, el láser de bombeo tiene una la tasa de repetición de **130MHz**, lo cual corresponde a un camino óptico de **2160 mm**, por lo que con una cavidad de dos espejos, tendrían que estar separados por **1080mm^d**, y para que a dichas separación sea estable se requieren espejos con radios de curvatura >1000 mm, así que no se realizó dicho análisis, así que la cavidad que se analizó primero fue una cavidad en “V”, ver (17).

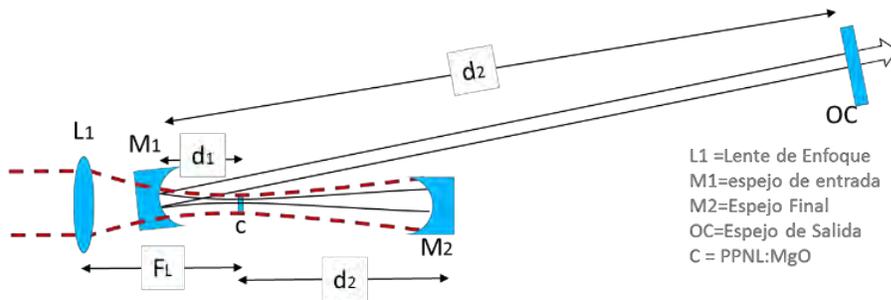


Figura 17. Cavidad lineal de tres espejos en configuración en "V".

Como podemos observar en la figura anterior, la Cavidad en *V* está compuesta por dos espejos cóncavos (M_1 y M_2), el cristal PPLN y un espejo de acople. El análisis del sistema se realizó haciendo propagación superficie por superficie, iniciando en el espejo de acople M_{oc} y finalizando en el espejo M_2 .

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = M_2 \cdot M_{d_2} \cdot M_{c_2} \cdot M_{d_c} \cdot M_{c_1} \cdot M_{d_1} \cdot M_1 \cdot M_{d_o} \cdot M_{oc} \quad (80)$$

^d $l_{co} = 2CT$, donde C es la velocidad de la luz y T es la tasa de repetición

Donde

$$M_{oc} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (81)$$

$$M_{d_n} = \begin{bmatrix} 1 & d_n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (82)$$

$$M_{c_i} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_i}{n_r} \end{bmatrix} \quad (83)$$

$$M_{1,2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \quad (84)$$

Con la condición (79) es posible obtener un mapa de estabilidad para la cavidad, y con ella es posible para determinar los parámetros necesarios para obtener una configuración es estable. En la Figura 18 se muestra el tamaño del haz en una vuelta redonda completa:

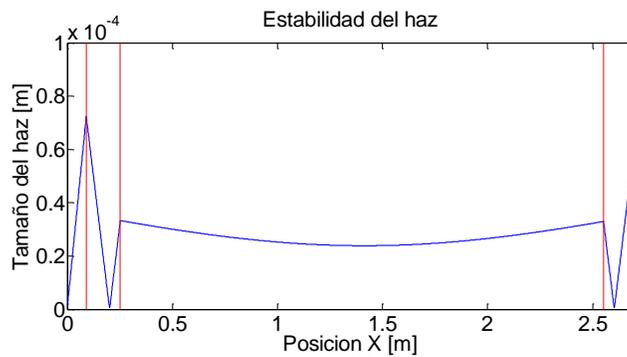


Figura 18. Ancho del haz señal en una vuelta completa en la cavidad

En la figura anterior se muestran las posiciones (rojo) que deben tener los espejos M_1 y M_2 para que en una vuelta completa en la cavidad el haz vuelva a tener el mismo

tamaño. Los espejos cóncavos tienen un radio de curvatura de $R=10\text{mm}$, un índice de refracción del aire $n_0 = 1$, el índice de refracción del PPLN fijo mediante la ecuación (75), a una temperatura de 30°C y una longitud de onda de 1300nm ,

2.2 Acoplamiento de Modos (*Mode Coupling*)

Una de las hipótesis iniciales de esta tesis indica que la eficiencia de un fs-OPO, depende del traslape que existe entre el haz de bombeo y el haz señal en la cavidad, lo que se denomina acoplamiento de modos (*Mode Coupling*). Teniendo en cuenta esto, es posible determinar la configuración más eficiente. Para realizar este cálculo se realizó un programa en el cual, se propaga un haz, en el sistema óptico a analizar, obteniendo el ancho de la cintura en cada punto de la trayectoria con respecto al eje óptico. Con este programa se simuló el haz de bombeo, desde que sale del láser hasta que sale de la cavidad, y el haz señal tras haber dado una vuelta completa en la cavidad, con ello se obtiene traslape ó acoplamiento de modos en el cristal para ambos haces, ver Figura 19.

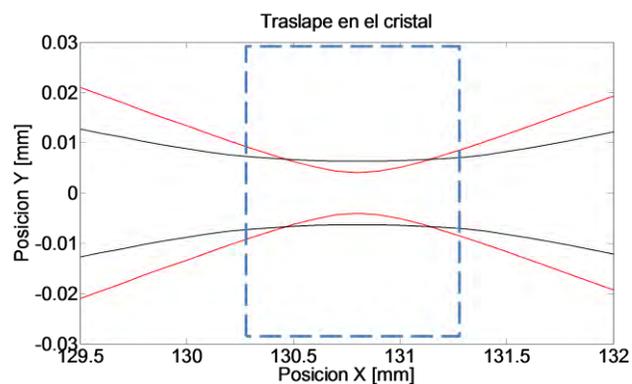


Figura 19. Simulación del traslape de los haces en el cristal PPLN:MgO. La línea punteada indica la posición del cristal.

El programa funciona tras introducir los parámetros correspondientes a los diferentes dispositivos ópticos (índice de refracción, radio de curvatura, ángulo de inclinación, espesor, posición), una vez introducidos todos los parámetros de cada dispositivo, el programa inicia propagando dos haces (sagital y tangencial), correspondientes al haz e bombeo (800nm). El haz de bombeo se propaga hasta que incide en una superficie, (primer superficie de la lente de enfoque), correspondiente al primer elemento óptico, entonces el haz es refractado[°], entonces se propaga (espesor de la lente de enfoque), hasta llegar a la siguiente superficie y nuevamente es refractado (segunda superficie de la lente de enfoque), y se propaga (aire) hasta llegar al siguiente elemento óptico, este proceso continua hasta que el haz sale de la cavidad, ver Figura 17. Posteriormente se hace la propagación de los haces sagital y tangencial para la señal del OPO. Se anexa una descripción más detallada del programa en el Apéndice A-2. De esta manera es posible simular diferentes dispositivos ópticos y hacer un análisis más detallado en la dirección sagital y tangencial de diferentes diseños para la cavidad.

2.2.1 El parámetro V_{eff}

Debido a que la conversión y amplificación paramétrica son procesos no lineales de 2^{do} orden. Estos dependen de la intensidad, por lo que si consideramos un haz de bombeo con una distribución de energía Gaussiana, entonces la ganancia Γ de un fs-OPO está determinada por:

$$\Gamma^2 = \frac{\kappa n_p \epsilon_0}{2} L_c^2 |E_p|^2 \sin\left(\Delta k \frac{L_c}{2}\right) \quad (85)$$

[°] Se refleja o refracta según sea el caso

Donde $\kappa = \frac{8\pi^2 d^2}{n_p n_s n_i \lambda_s^2 \epsilon_0}$, n_p , n_s y n_i son el índice de refracción del bombeo, la señal y el acompañante, L_c es la longitud del cristal, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío c la velocidad de la luz, $d = \chi^{(2)}/2$, con $\chi^{(2)}$ el coeficiente no lineal de segundo orden y E_p el campo eléctrico del bombeo.

Sí consideramos que se cumple el criterio de Empatamiento de fases $\Delta k = 0$, el haz de bombeo es constante a lo largo de todo el cristal es decir $E_p(0) = E_p(z)$, (*No Pump Depletion approximation*) y que sólo la señal va a resonar $E_i^*(0) = 0$, (*Singly fs-OPO*), entonces:

$$E_s(z) = E_s(0) \cosh gz \quad (86)$$

De la ecuación anterior tenemos que $E_s(z)$ depende de la $E_s(0)$ y la ganancia g depende de $|E_p|^2$, es decir si $|E_p|^2 = 0$, no hay ganancia y entonces no hay amplificación paramétrica, y sí $E_s(0) = 0$, entonces no se genera señal.

Considerando que los haces tienen una distribución de energía en el espacio, entonces la ecuación anterior $E_s(0)$ y E_p $E_s(x, y, 0)$ y $E_p(x, y, 0)$, y describen las condiciones de frontera para la amplificación paramétrica a lo largo del eje de propagación z . Entonces la eficiencia dependerá del traslape entre los haces. El traslape de dos funciones usando el producto interno, con lo cual obtenemos:

$$Eff \propto \frac{\int \int E_s(x, y, z) E_p(x, y, z) dx dy}{\int \int E_s(x, y, z) dx dy \int \int E_p(x, y, z) dx dy} \quad (87)$$

Esto para una posición determinada del cristal. Ahora considerando que la amplificación se da a lo largo de todo el cristal L_c

$$Eff \propto \int_0^{L_c} \frac{\iint E_s(x, y, z) E_p(x, y, z) dx dy}{\iint E_s(x, y, z) dx dy \iint E_p(x, y, z) dx dy} dz \quad (88)$$

Entonces una vez obtenido el tamaño del haz de bombeo y del haz señal dentro del cristal, ver Figura 20.

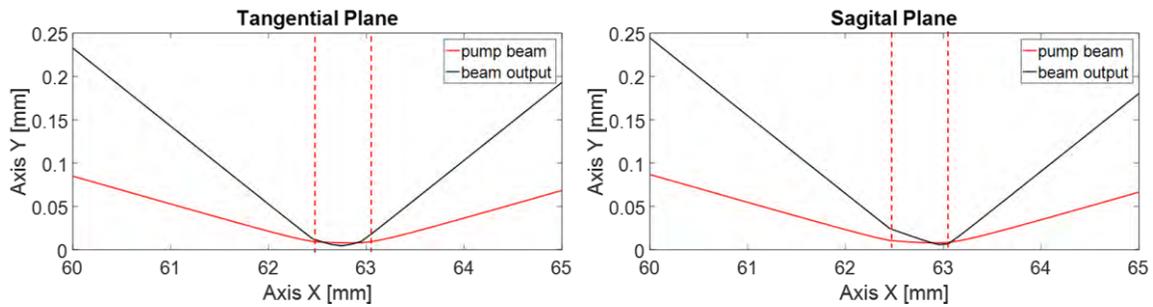


Figura 20. Acople de modos en el cristal PPLN del OPO.

En la dirección de propagación de los haces, z , se construyen dos elipses con los tamaños de punto calculados Tangencial y Sagital: uno para el bombeo y otro para la señal, ver Figura 21.

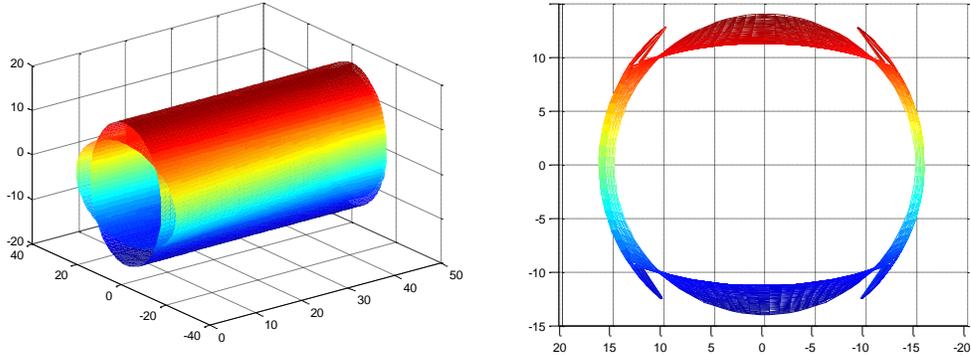


Figura 21. Traslape de los haces en el PPLN.

Estas dos elipses solidas en el eje óptico, z , a lo largo del cristal PPLN, tienen una longitud total de L_c , con secciones transversales $A_{\text{pump}}(x, y, z)$, $A_{\text{señal}}(x, y, z)$ para el bombeo y para la señal respectivamente. Además, es posible obtener el traslape de los modos $A_0(x, y, z)$. Con esto podemos observar que la señal se maximiza cuando $A_{\text{pump}}(x, y, z)$ y $A_{\text{señal}}(x, y, z)$ son mínimos, y cuando $A_0(x, y, z)$ el acoplamiento de modos es máximo. Con estos definimos un parámetro adimensional de eficiencia de conversión de señal $V_{\text{eff}}(x, y)$, como:

$$V_{\text{eff}}(x, y) = L_c \int_0^{L_c} \frac{A_0(x, y, z)}{A_{\text{pump}}(x, y, z) A_{\text{señal}}(x, y, z)} dz \quad (89)$$

Y el traslape del haz de bombeo y del haz señal:

$$A_0(x, y, z) = A_{\text{pump}}(x, y, z) \cap A_{\text{señal}}(x, y, z) \quad (90)$$

Con esto podemos generar realizar mapas de eficiencia y así poder encontrar la mejor configuración para dicha cavidad. Por otro lado, si consideramos la densidad de energía umbral:

$$U_{p,th} = \frac{\epsilon_0 n_p}{2} |E_{p,th}|^2 \quad (91)$$

entonces la ecuación (85) puede ser expresada como:

$$\Gamma_{p,th}^2 = \kappa U_{p,th} L_c^2 \quad (92)$$

Esta ecuación determina la ganancia umbral a partir de propiedades físicas del cristal y de la densidad de energía umbral. Por lo tanto, considerando que hay una amplificación a lo largo de todo el cristal, podemos definir el umbral de energía por unidad de longitud:

$$\zeta_{p,th} = U_{p,th} L_c^2 \quad (93)$$

Con este parámetro ζ nos permite entonces la eficiencia de diferentes configuraciones en función de la longitud del cristal.

2.2.2 Genetics Algorithms

Siguiendo con la idea de obtener la configuración más eficiente y teniendo en cuenta el parámetro V_{eff} , se realizó un programa en Matlab® basado en algoritmos genéticos,

ver Figura 22, el cual toma el parámetro V_{eff} , como condición para encontrar la mejor configuración

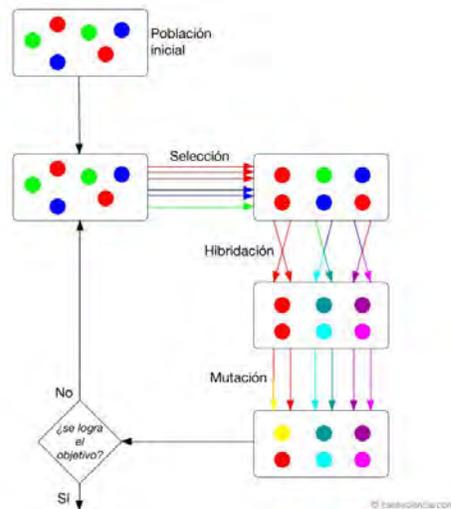


Figura 22. Diagrama del funcionamiento de los Algoritmos Genéticos.

El programa inicia a partir de una configuración determinada “padre” y obtiene el valor V_{eff} , posteriormente modifica los parámetros de esta configuración, para obtener 10 nuevas configuraciones “hijos”, y obtiene el valor V_{eff} de cada una de ella, sí existe una configuración cuyo valor V_{eff} es mayor que el original, toma esta configuración como el nuevo “padre” y repite la operación, hasta que el valor V_{eff} no cambia. Cabe señalar que a este programa se le introdujeron restricciones las cuales correspondían a limitaciones físicas del sistema, por ejemplo, la distancia mínima entre dos monturas o ángulos para los cuales los haces eran bloqueados por el horno del cristal.

2.3 Diseño y fabricación de piezas mecánicas

Una parte necesaria para poder construir el oscilador fue el diseño y fabricación de piezas mecánicas, las cuales se usaron como adaptadores para la óptica entre monturas, platinas y la mesa óptica. La fabricación de todos los postes y adaptadores se realizaron en el taller mecánico del grupo de óptica de microondas, estos fueron fabricados en aluminio debido a la facilidad para manipularlo en el taller.

Para que una pieza cumpla con nuestras necesidades, debe primero realizarse un diseño completo de los elementos de la cavidad (lente de enfoque, espejos esféricos, cristal PPLN, espejo de apoyo y espejo de salida), una vez esbozado se comienza la fabricación de cada uno de los acoples necesarios (Figura 23 B). El proceso de fabricación es por devastación del material y es realizado con un torno y/o una fresadora.

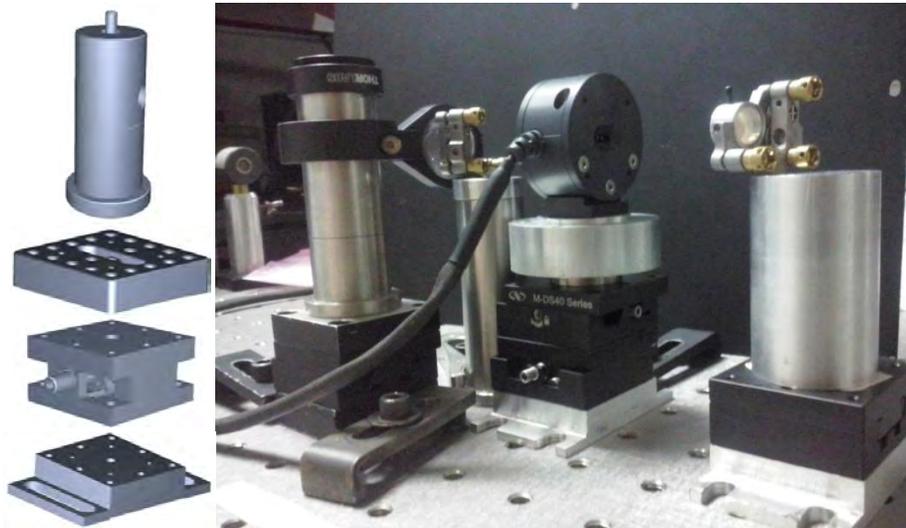


Figura 23. A) Diseño de la montura de la lente de enfoque. B) fotografía donde se indican 9 adaptadores de la parte central de la cavidad. 1) Acople de la platina a poste. 2) 5) 7) Base de acople de la platina a la mesa. 3) Anillo de acople de un poste a una montura de $\frac{1}{2}$ ". 4) Montura de ajuste giratorio y de inclinación del cristal. 6) Poste de platina. 8) 9) Adaptadores de óptica de $\frac{1}{2}$ " a 10mm de diámetro.

De la figura anterior se pueden observar un par de anillos en la montura del cristal (B 4) esto es debido a modificaciones en el diseño, en este caso en particular se cambió la platina lo cual cambio la altura y se necesitaron estos postes para compensar el cambio. El diseño de la cavidad, así como diferentes piezas fue adaptándose según algunos resultados obtenidos.

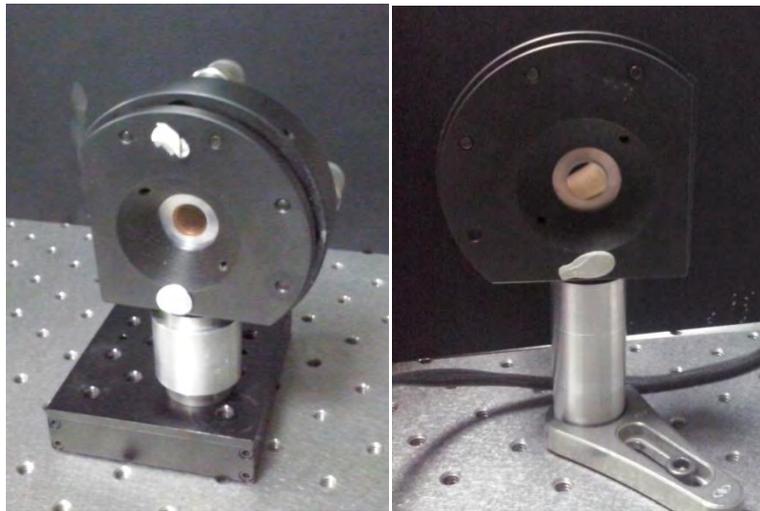


Figura 24. Fotografía de los postes y adaptadores fabricados en el taller. 1) y 3) adaptador de óptica de 1" a ½", 2) y 4) postes.

Uno de los factores determinantes para que el OPO comenzara a funcionar fue el astigmatismo introducido por los espejos cóncavos en la cavidad, debido a las limitaciones físicas del horno, no es posible colocarlos a ángulos menores de 30° con respecto al eje óptico, eso limitaba que alguna configuración fuese estable. Para resolver esto se quitaron las tapas laterales del horno y se rotó el horno 90° , para que el haz pudiese pasar en una pequeña abertura, ver Figura 25.

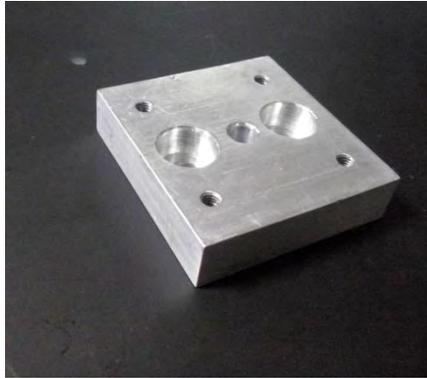


Figura 25. Adaptador de las platinas para poste.

Debido al cambio de configuración se tuvo que hacer un acople que permitiera posicionar el horno y por ende el cristal en la posición correcta.



Figura 26. Fotografía del horno. (Izquierda) en la posición normal, se observa una de las tapas del horno; (Derecha) Girado 90° sin tapas.

Con el horno girado y sin tapas, los ángulos los espejos cóncavos se pueden girar a ángulos entre 4° y 5°, con respecto al eje óptico.

Capítulo 3

Alineación, optimización y caracterización

Un factor a tomar en consideración en la eficiencia de un fs-OPO es, que los pulsos de bombeo deben tener la energía suficiente para que, al ser enfocados en el cristal, la ganancia en el cristal supere las pérdidas de la cavidad, para esto se recomienda que tenga un TEM_{00} . Este fue un problema que se encontró durante la elaboración de esta tesis por lo cual se tuvo que modificar el láser de bombeo. Los detalles de ésta modificación se abordan en el apéndice A. Después de dicha modificación las características del láser de bombeo fueron:

TABLA 1 Laser de Ti:Zaf

Frecuencia de repetición	137.4 MHz \pm 0.4MHz
Potencia promedio	900mW \pm 5mW
Energía por pulso	
Ancho temporal	35fs \pm 2fs
Ancho espectral	30nm \pm 1nm
Potencia Pico	
Longitud de la cavidad	2.18 m \pm 0.006 m

Los fs-OPO requieren una alineación precisa, esto debido a que funcionan sincronizando el arribo de los pulsos de bombeo y los pulsos de la señal al cristal PPLN. Si consideramos que los pulsos del haz de bombeo tienen una duración de 35fs, entonces tendrán una longitud de coherencia ($l_c = \Delta t * c$) de $\sim 10\mu m$, por lo que este es el error máximo que se puede tener en toda la cavidad. El diseño de cavidad que primero se alineo fue una cavidad lineal de 3 espejos tipo V el cual consta de dos espejos cóncavos (M1 y M2) y un espejo de acople (OC), además de una lente externa enfocar el haz de bombeo (L) y el cristal no lineal (c). Ver Figura N. La lente de

enfoco $L1^f$ utilizada fue un doblete acromático con una distancia focal de 100mm con un recubrimiento antireflejante a 700-1550 nm, Los espejos $M1$ y $M2^g$ son espejos plano-cóncavo con un radio de curvatura de 100 mm con recubrimiento antireflejante de 680- 950 y altamente reflejante de 980-1590nm y el espejo OC^h es un espejo de acople del 97% reflector de 980-1600nm.

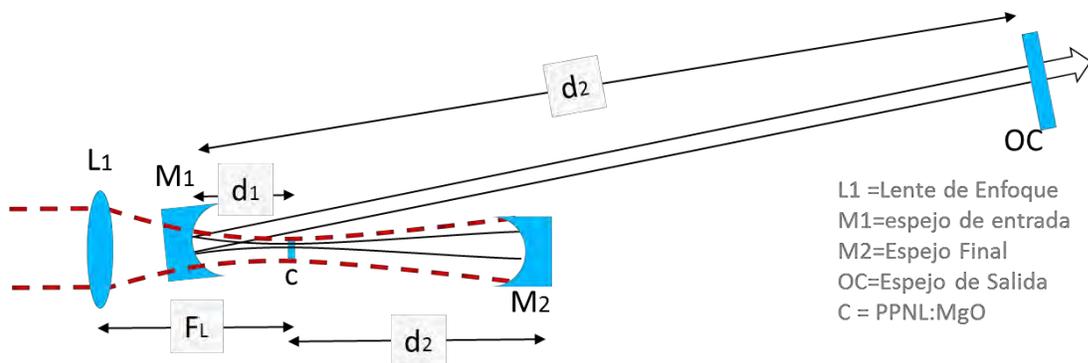


Figura 27. Configuración experimental de la cavidad en "V". Lente de enfoque con una distancia focal de 100mm (L), espejo de bombeo con radio de curvatura de 100mm ($M1$), espejo con radio de curvatura de 100mm ($M2$), cristal PPLN de 0.5 mm de longitud (C), reflejante espejo de Salida al 97% reflector (OC).

^f PAC12AR.16 Newport

^g 104339 layertech

^h layertech

Antes de comenzar a alinear el sistema se debe corroborar que cada elemento óptico se encuentre a la altura del haz de bombeo, esto se verifica haciendo incidir el haz de bombeo este debe incidir completamente en el elemento óptico. Una vez verificado lo anterior, el primer elemento a alinear deberá ser la lente de bombeo, para esto se debe colocar la lente frente al haz de bombeo y verificar que este no se desvíe de su trayectoria, tanto del haz transmitido, como parte del haz reflejado.

En las lentes, debido a que no existen elementos que transmitan el 100% de la luz, la luz reflejada nos ayuda a verificar si el elemento se encuentra bien alineado, ya que si solo utilizamos el haz que se transmite es muy fácil colocar erróneamente la lente, ver Figura 28.



Figura 28. Alineación de la lente de bombeo.

Posteriormente se deben colocar y alinear los espejos M_1 y M_2 , M_1 debe ser colocado a un ángulo de 3° para asegurar que el reflejo pase a través de la apertura del horno sin incidir en el cristal. Como paso siguiente se debe de colocar el cristal. Una vez realizado el paso anterior, el cristal va a generar una señal de segundo armónico, esta señal consta de varios haces, ver Figura 29, el haz más intenso corresponde al haz fundamental, el cual se genera en dirección de propagación del haz de bombeo, las demás se generan debido a reflexiones internas en el cristal, estos haces secundarios son una primera guía para saber si el cristal está bien alineado, ya que cualquier inclinación del cristal separa los haces de la dirección principal.



Figura 29. Generación del segundo armónico por el PPLN.

Por otro lado ya con la señal SHG, y observando el reflejo del haz principal después de ser incidir en el espejo M1, este debe estar colimado, de no ser así significa que las distancias d_1 y d_2 deben ajustarse hasta obtener un haz colimado. Una vez colimado el reflejo, si medimos la medida de la potencia, es un indicador de que tan correcta es la posición de la lente de bombeo, por lo que haciendo un escaneo de la lente bombeo en dirección de la dirección de propagación del haz, esta se debe colocar en la posición en que la señal de SHG sea máxima.

Una vez concluido lo anterior debe colocarse el espejo de acople, cuando el espejo de acople se coloca se observa un incremento en el SHG, lo cual sirve como guía para alinear el oscilador. Finalmente cabe recordad que el sistema debe estar sincronizado con el láser de bombeo, por lo que la longitud de camino óptico del OPO debe coincidir con la distancia de separación de dos pulsos de bombeo consecutivos, eso es:

$$l_{co} = \frac{c}{T}$$

Donde l_{co} , es la longitud de camino óptico del OPO, c es la velocidad de la luz y T es la taza de repetición del láser de bombeo. Para poder empatar ambos pulsos, es necesario mover el espejo de acople (OC) muy lentamente, hasta que, observando dicho espejo, se empiezan a observar pequeñas franjas de interferencia, lo que ocasiona que la señal SHG tintine, estas franjas ayudan a alinear de manera más fina el sistema ya que al mover horizontal y verticalmente el espejo de acople, es posible mover las franjas de interferencia hasta obtener patrones circulares, lo cual indica que el oscilador está alineado, entonces solo hay dos razones para las cuales el OPO aún no ha funcionado la primera que los caminos ópticos aún no están empatados y hay

que continuar moviendo la platina del espejo de acople muy lentamente hasta que el OPO comienza a funcionar. La segunda es debida a que la potencia del haz de bombeo está por debajo de la potencia umbral, esta fue una de las razones por las cuales se tuvo que modificar el láser de bombeo, este tema se explica en el apéndice A1. En el momento en que el OPO funciona se observan longitudes de onda más cortas a las del bombeo, las cuales se encuentran en el espectro visible, lo cual hace evidente y notorio cuando el OPO se encuentra funcionando.

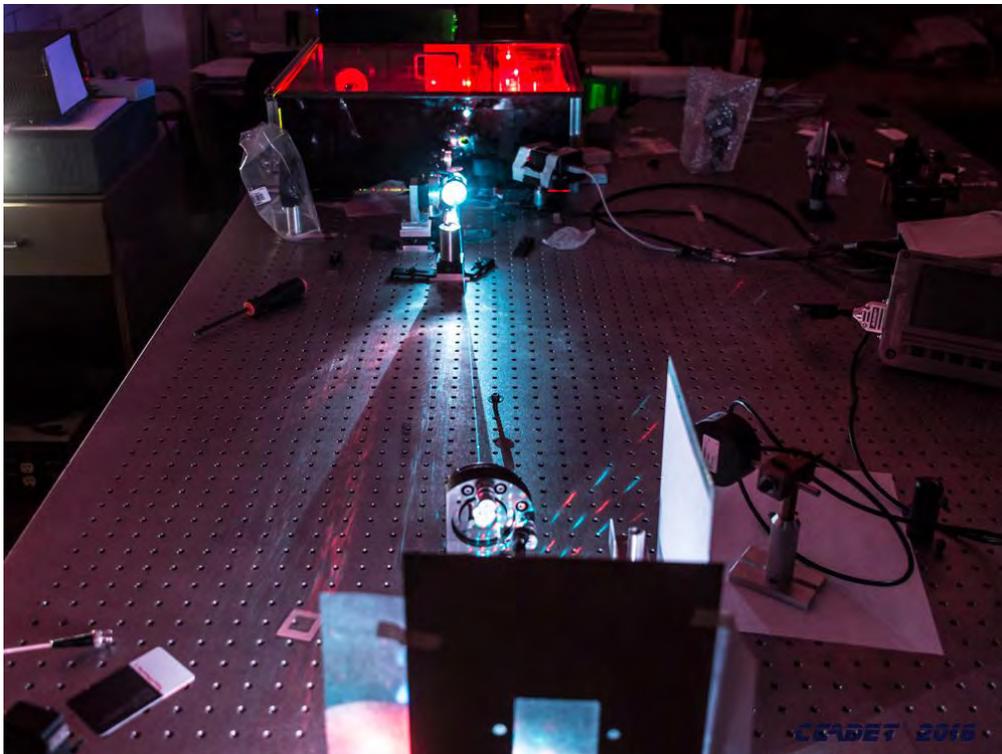


Figura 30. Fotografía del Oscilador Óptico Paramétrico de femtosegundos en funcionamiento (fs-OPO) en cavidad lineal tipo *V*.

3.1 Optimización del OPO

Una vez funcionando el sistema este fue optimizado, una forma indirecta de saber si el sistema está mejor alineado mediante el fenómeno denominado agotamiento de

Bombeo (*Pump Depletion*), Figura 31, el cual es más notorio mientras mejor alineado está el sistema, y nos da un indicio del porcentaje del pulso convertido paraméricamente.

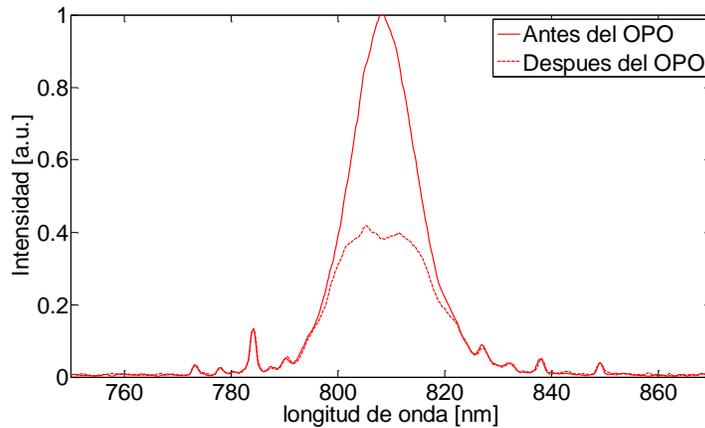


Figura 31. Agotamiento de Bombeo (Pump Depletion)

Otra forma de optimizar el sistema es midiendo directamente la potencia a la salida ya que esta se incrementará al mejorar la alineación. Siguiendo estos procedimientos se obtuvo una potencia máxima a la salida del fs-OPO de 200mW, siendo bombeado con pulsos de aprox. 50fs y 760mW @810nm, manteniendo el cristal a 200° C. Con estos parámetros se obtuvo una señal @1284nm, Figura 32.

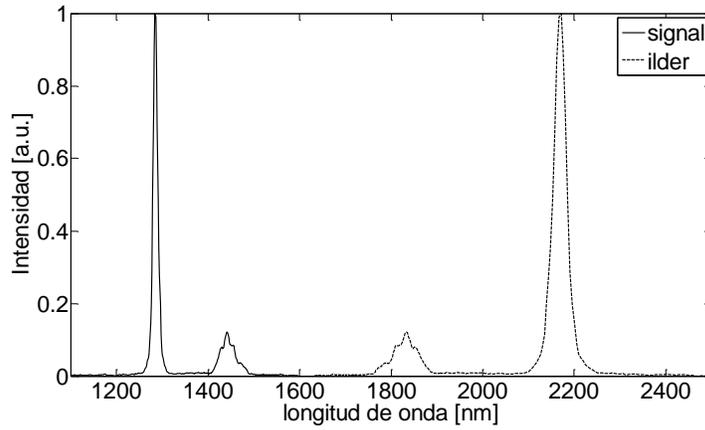


Figura 32. Espectro obtenido a la salida del OPO. La línea punteada corresponde al acompañante fue obtenida de manera teórica.

Otra indicación indirecta de la eficiencia es la intensidad de las frecuencias en el visible así como la cantidad de frecuencias, para ver eso, se colocó una rejilla de difracción a la salida el OPO, ver Figura 33.

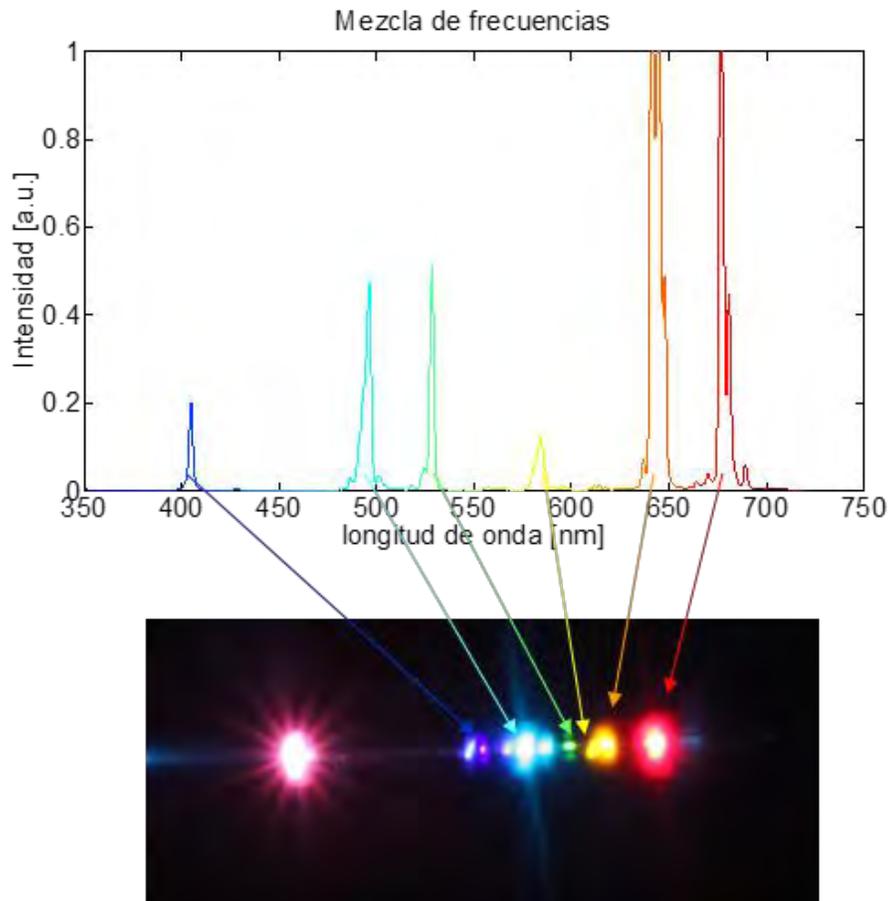


Figura 33. (Arriba) Espectro de las frecuencias generadas por el fs-OPO en el visible. (Abajo) fotografía del haz de salida y la descomposición de las frecuencias después de pasar por una rejilla de difracción.

Cabe destacar que cada color proviene de la mezcla de diversas ondas, como lo indica la tabla 1, además cada color es un pulso de femtosegundos.

Tabla 1. Mezcla de Ondas

Generación	[nm] ± 1 nm	[THz] ± 0.2 THz
Bombeo (P)	807	370
Señal ₁ (S ₁)	1284	234
Señal ₂ (S ₂)	1442	208

Acompañante ⁱ	2172	138
Acompañante ^j	1830	169
SHG (2P)	405	740
P+S1	496	604
P+S2	528	568
P+i1	584	513
P+S1-i1	643	466
P+S2-i2	677	443

Posteriormente con ayuda de un prisma se separaron los haces del OPO, y se midieron las potencias de cada frecuencia generada. El haz señal ocupa aproximadamente 97% de la energía mientras que la suma de la energía de las mezclas no es mayor al 3%.

3.1.1 Retroreflexión del fs-OPO → laser de Ti:zaf

Una vez funcionando el fs-OPO, se optimizó, sin embargo, cuando se encuentra alineado el sistema una parte del haz de bombeo se refleja en el cristal. El reflejo regresa por el mismo camino, introduciéndose nuevamente al laser de bombeo, lo cual aniquila los pulsos provenientes del láser de bombeo. Un mecanismo para prevenir dicho efecto es utilizar un aislador óptico, el cual rota el estado de polarización de la luz que lo atraviesa y bloqueando la luz que es retro-reflejada, para rotar el estado de polarización el haz debe atravesar un bloque de material, lo cual introduce chirp a los pulsos de bombeo, por lo que no es una técnica recomendada si se trata de pulsos ultracortos. Otra de las opciones es alejar el sistema, con lo cual el haz, por

ⁱ Calculo teórico por conservación de la energía ($\omega_{p_1} = \omega_{I_1} + \omega_{s_1}$)

^j Calculo teórico por conservación de la energía ($\omega_{p_2} = \omega_{I_2} + \omega_{s_2}$)

divergencia, se expandirá previniendo así la retroreflexión. Por lo anterior el fs-OPO se alejó del láser de bombeo, lo cual permitió mejorar la alineación y alcanzar una potencia promedio de 200mW a la salida del fs-OPO.

3.2 Caracterización de los pulsos del OPO

Un pulso puede ser caracterizado por su espectro y su fase espectral lo cual está relacionado directamente con su perfil y fase temporal, y si la fase espectral es cero entonces este será el pulso más corto que se puede generar con dicho espectro, “pulso sin chirp”. Un pulso con esta característica se conoce como pulso limitado por la transformada de Fourier (LF) ó por su ancho de banda (BL). Por lo que si sólo conocemos el ancho espectral podemos conocer el ancho temporal mediante la relación:

$$\Delta t \Delta \nu = c \quad (94)$$

Donde c es un constante de forma, que para pulsos Gaussianos vale $c=0.441$. De la Figura 34 el ancho espectral es de 12nm @1305nm por lo que el ancho temporal del pulso limitado por la transformada de Fourier, sería de 208fs. El espectro fue medido con un espectrómetro USB InGas Edmund modelo BTC261E-512-EDM02.

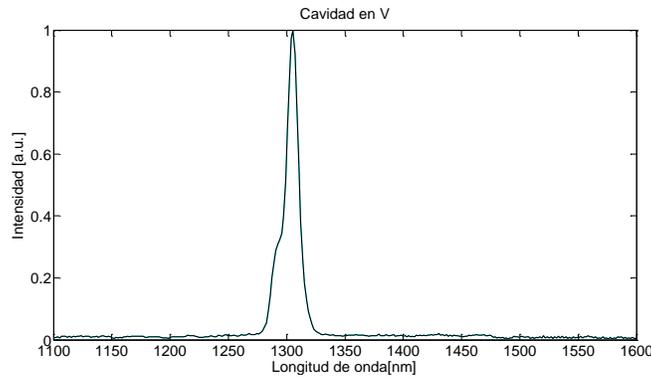


Figura 34. Espectro de los pulsos en la cavidad en V.

Por otro lado recordamos la ecuación (1) un pulso ultracorto queda descrito a través de su perfil espacial y temporal. Sin embargo debido a que los pulsos ultracortos tienen una duración de algunos fs hasta decenas de ps, resulta imposible detectar directamente su perfil temporal, ya que la respuesta electrónica de los detectores está por encima de las decenas de ps, por lo tanto, se han desarrollado múltiples técnicas de detección las cuales no dependen del tiempo de respuesta de los detectores. Entre estas técnicas destacan aquellas que pueden caracterizar completamente un pulso como el FROG (*Frequency-resolved Optical Gating*) [4], SPIDER (*spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction*) [5], MEPS, entre otras. Sin embargo estas técnicas son muy complejas de implementar, por lo que también se han desarrollado otras técnicas más sencillas, como TADPOLE (*Temporal Analysis by Dispersing a Pair Of Light E-fields*) o FRAC (*Fringe resolved autocorrelator*), las cuales dan información parcial acerca del pulso.

3.2.1 Autocorrelador

En esta tesis la técnica para caracterizar los pulsos ultracortos, que se utilizó fue un autocorrelador el cual puede servir como autocorrelador de intensidad (IAC) o autocorrelador de franjas (FRAC), para estimar el ancho temporal de los pulsos del

fs-OPO. Esta técnica consiste recombinar el pulso a caracterizar con una réplica del mismo retardado un tiempo $t = \tau$ en un medio no lineal [6]. El autocorrelador fue construido con ayuda del M en I. Jesús Delgado Aguilón y del Dr. Pablo Castro Marín además funciona tanto para los pulsos del fs-OPO como del láser de Ti:Zafiro. El cual utiliza un fotodiodo polarizado DET36A Thorlabs Si. La teoría del funcionamiento del autocorrelador, así como los detalles de su construcción se presentan en el Apendice C.

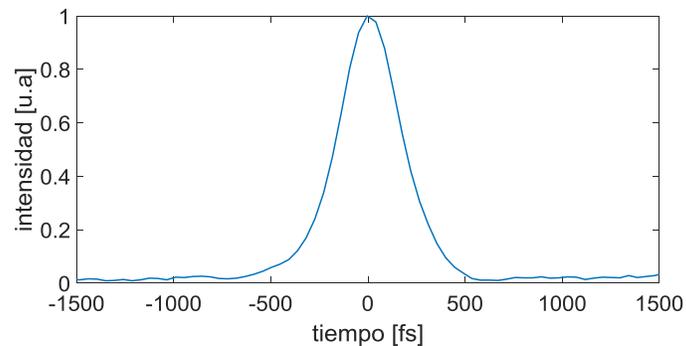


Figura 35. Autocorrelación de Intensidad de la señal del OPO, (horno a 175°C). Se muestra un ancho temporal de 358fs

De los resultados anteriores debido a que el LF no corresponde al ancho temporal obtenido con la autocorrelación, se puede concluir que el pulso que sale del fs-OPO tiene chirp. Esto solo puede ser por dos razones, el espejo de acople está introduciendo GDD cuando el pulso lo atraviesa o hay una mala compensación de la GDD intracavidad. El resultado del ensanchamiento debido a una mala compensación de la GDD intracavidad se discute en la sección 4.1.2

Ensanchamiento de la señal debido al espejo de acople.

Como se describió en el Capítulo 1, cuando un pulso ultracorto atraviesa un material, las frecuencias que componen este pulso viajan a diferente velocidad lo cual ocasiona un desfase entre las diferentes frecuencias. Este desfasamiento tiene como efecto la modificación de la forma temporal del pulso, aumentando su ancho temporal, y disminuyendo su amplitud a medida que se propaga en el medio. Este cambio en la velocidad de grupo (GVD) está determinado por la ecuación (58). la cual en términos de la longitud de onda es de la forma:

$$GVD = \frac{d^2}{d\omega^2} k(\omega) = \frac{\lambda^3 L}{2 \pi c^2} \frac{d^2}{d\lambda^2} n(\omega) \quad (95)$$

Donde λ , es la longitud de onda, L la distancia que ha recorrido el pulso y n el índice de refracción en función de la frecuencia ω . Esta ecuación determina la dispersión que introduce un medio material por unidad de longitud. Ahora, considerando que un pulso ultracorto atraviesa un material con una GVD determinada con una longitud L_d la dispersión total que tiene el material sobre el pulso es conocida como dispersión de velocidad de grupo (GDD, *Group Delay Dispersion*), y esta se puede calcular como:

$$GDD = L_d \frac{d^2}{d\omega^2} k(\omega_0) = L_d * GVD \quad (96)$$

Por otro lado, el ensanchamiento que sufre un pulso al atravesar un material esta determinado por:

$$\Delta\tau_f = \Delta\tau_0 \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{GDD}{\Delta\tau_0^2}\right)^2} \quad (97)$$

donde $\Delta\tau_o$ es el ancho temporal del pulso antes de incidir en el material y $\Delta\tau_f$ es el ancho temporal del pulso después de atravesar el medio. De esta manera podemos obtener el ancho temporal que sufre la señal cuando atraviesa el espejo de acople.

El espejo de acople utilizado para todas las configuraciones del resonador del fs-OPO, de la presente tesis fue, un espejo plano de silicio fundido de 3 mm de grosor con recubrimiento dieléctrico reflejante al 97% en un intervalo de 1000 a 1600nm. El silicio fundido tiene una GVD con valores que va de $12.16 \text{ fs}^2/\text{mm}$ @ 1000nm hasta $-34.01 \text{ fs}^2/\text{mm}$ @ 1600nm. Ahora dada la ecuación (97) podemos observar que el ensanchamiento temporal es directamente proporcional al valor absoluto de la GDD, por lo tanto, el máximo ensanchamiento temporal introducido por el espejo de acople corresponde a $|\text{GDD}_{\text{max}}| = 102.12 \text{ fs}^2$. A continuación se presenta una gráfica donde se muestra el ensanchamiento máximo del pulso señal al atravesar el espejo de acople en función del ancho temporal inicial.

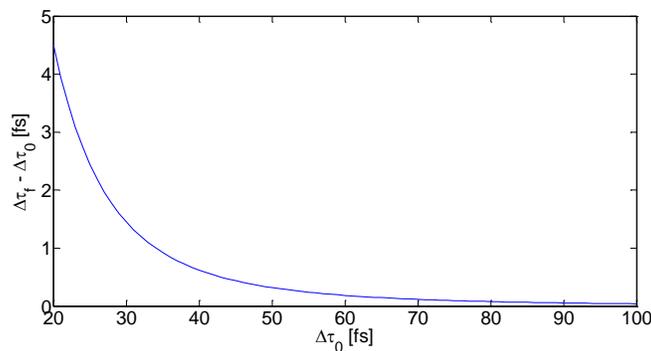


Figura 36. Diferencia de ancho temporal de la señal en función del ancho temporal inicial al debido a una GDD de 102 fs^2 .

De la figura anterior se puede observar que el ensanchamiento producido por el espejo de acople por pulsos con anchos temporales mayores de 35fs es menor a 1fs. Por lo tanto, se puede despreciar el efecto de dicho elemento.

3.2.2 Sintonización

Como se mencionó en el principio una de las características más deseables en un fs-OPO es el amplio intervalo de sintonización que estos pueden tener. Para un periodo determinado del PPLN, la sintonización es posible hacerla de tres maneras: modificando la temperatura del horno, esto modifica el índice refracción del cristal. Otra posibilidad es modificar el ángulo del cristal, entonces la longitud de camino óptico dentro del cristal se ve modificada, obteniendo un periodo efectivo como $\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda(1 + \cos(\theta))$. La otra forma de sintonizar el fs-OPO es modificando la longitud de la cavidad, con eso se introduce un desfase entre el pulso de bombeo y el de la señal. El resultado de los tres casos anteriores es modificar la frecuencia para la cual esta optimizado el cuasi-empatamiento de fases (QPM) y con ello se obtiene la sintonización de la señal del fs-OPO.

La sintonización utilizada para la realización de esta tesis fue cambiando la longitud de cavidad y modificando la temperatura del cristal. Debido al diseño mecánico de las monturas no fue posible sintonizar el fs-OPO modificando el ángulo del cristal. Por lo que siempre se trabajó a incidencia normal.

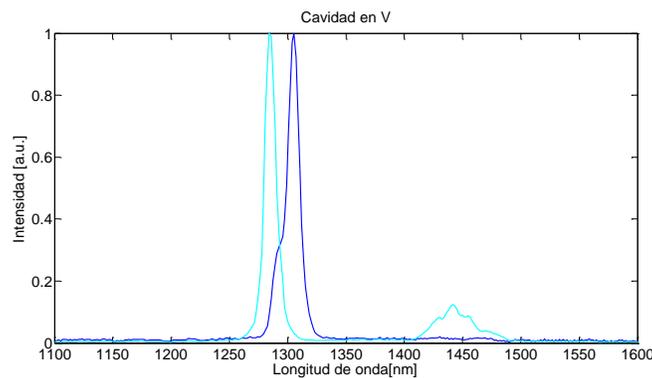


Figura 37. La sincronización mostrada es variando la temperatura del cristal. .- Espectro de la señal del OPO, el cristal a 200°C (verde) y 175°C (azul).

3.3 Modificación de la cavidad del OPO

En el interés de obtener un sistema más eficiente, el fs-OPO fue modificado en varias ocasiones, corrigiendo errores y mejorando el sistema. Una de las primeras modificaciones realizadas fue cambiar la lente de enfoque por una de menor distancia focal^k, con esto se reduce el ancho de cintura en el foco y con esto se incrementa la intensidad, favoreciendo los efectos no lineales, además dicha lente tiene un grosor de 5mm, por lo que le introduce menos GDD al pulso de bombeo que utilizando la anterior lente, por otro lado la lente tiene ½” de diámetro por lo que se tuvo que fabricar una montura. Ver Figura 2. Posteriormente se simularon distintos diseños estables de cavidades. Una vez obtenidos los parámetros de estabilidad se procedió a modificar las cavidades del fs-OPO.



Figura 38. Foto de la montura de la lente de enfoque.

^k Lente simple de 50mm de distancia focal

3.3.1 Cavity tipo “ γ ”

Esta cavidad es una cavidad lineal la cual consta de una lente de enfoque (L1), dos espejos cóncavos (M1, M2) y dos espejos planos (M3, OC), como se muestra en la Figura 17. Para esta cavidad se utilizaron los mismos elementos que la cavidad en V , y sólo fue añadido el espejo final (M3), el cual es un espejo plano con recubrimiento dieléctrico altamente reflejante de 980 a 1580nm.

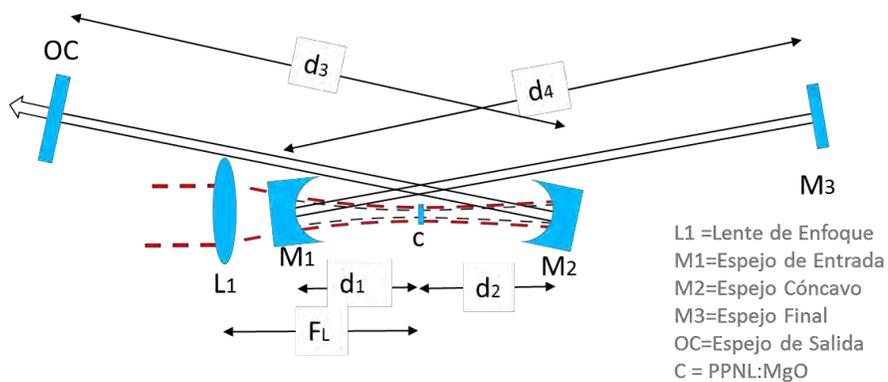


Figura 39. Cavidad lineal de 4 espejos en configuración en γ

La cavidad fue alineada siguiendo los parámetros obtenidos mediante los mapas de estabilidad, ver Figura 40. Una vez funcionando el sistema este fue optimizado.

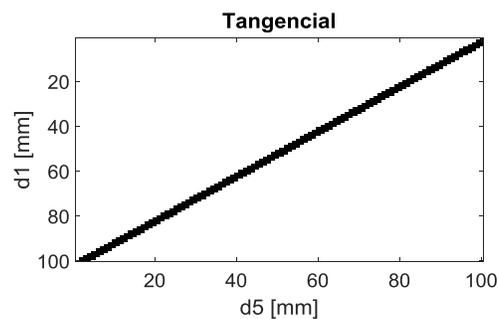


Figura 40. Mapa de estabilidad para la cavidad en γ del fs-OPO.

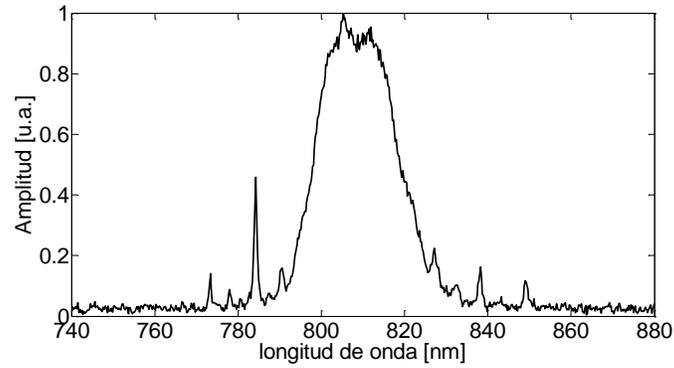


Figura 41. Espectro del bombeo.

Resultados

A continuación, se presentan los resultados obtenidos de la caracterización del sistema.

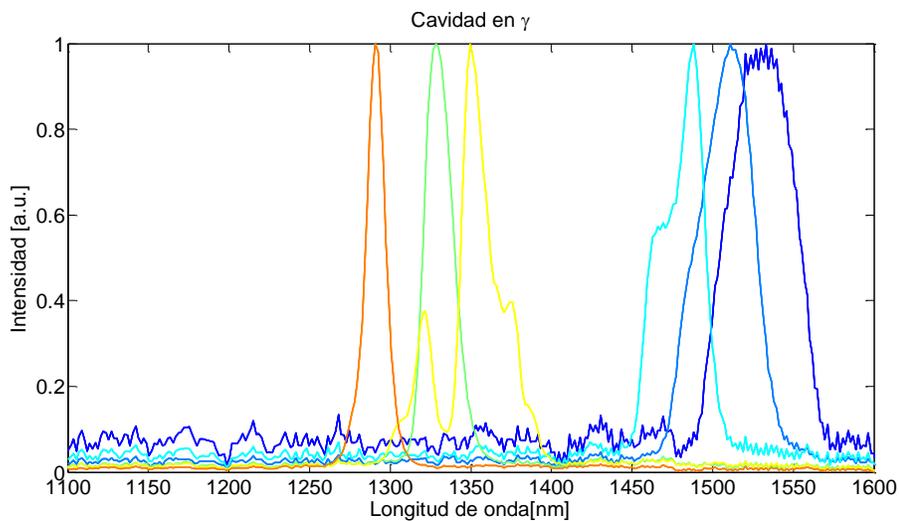


Figura 42. Espectro de la señal del fs-OPO para la cavidad en γ . La sintonización fue realizada modificando la temperatura del cristal.

De la figura anterior se pueden obtener diferentes anchos espectrales a diferentes longitudes de onda centrales, los cuales se muestran en la siguiente tabla.

Longitud de onda central [nm \pm 0.5nm]	Ancho espectral [nm \pm 1nm]	Ancho temporal (LTF) [fs \pm 2fs]	Temperatura [$^{\circ}$ C \pm 0.01 $^{\circ}$ C]
1530.2	51.5	66.9	70.00
1508.6	41.6	80.4	80.00
1481.2	37.6	85.7	100.00
1330.1	20.1	129.1	125.00
1355.0	38.1	70.8	150.00
1291.1	13.7	179.5	200.00

Con la cavidad lineal del OPO en configuración γ genero una señal con una potencia promedio de 120mW con un bombeo de 900mW con lo cual da una eficiencia \sim 13%. Los pulsos de esta señal tuvieron un ancho temporal medido con el autocorrelador de intensidad de $600\text{fs} \pm 8\text{fs}$ @1.3 μm .

Capítulo 4

Cavidades Tipo Anillo

Los resonadores tipo anillo se caracterizan por no tener un espejo final, por tanto el haz no regresa por el mismo camino, en cambio, sigue el recorrido a través de la cavidad en un lazo cerrado. Otra característica destacable de estas cavidades es que presentan una mayor eficiencia con respecto a las cavidades lineales, además de su capacidad de oscilar en las dos direcciones. En este capítulo se analizan diferentes configuraciones de cavidad. Iniciando por la cavidad más simple de armar y analizar, Figura 43, y concluyendo con la más compleja. Al final del capítulo se incluye un resumen de las características más notables, así como las diferencias encontradas en cada configuración.

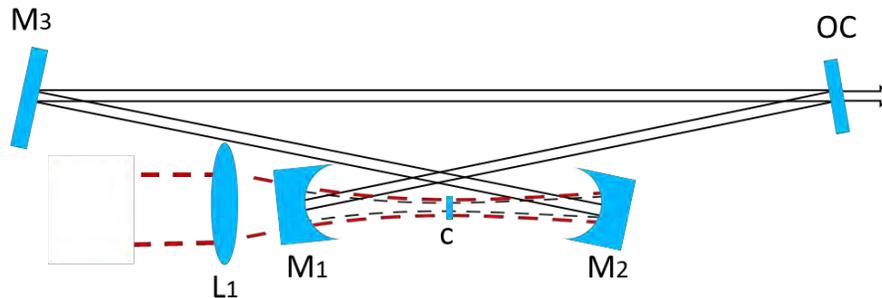


Figura 43. Cavidad tipo anillo de 4 espejos en configuración simple (SFC, Single Folded Cavity). La cual cuenta con una lente de bombeo L_1 ^l con una distancia focal de 50mm, 2 espejos cóncavos (M_1 , M_2)^m con un radio de curvatura de 10 mm y con un recubrimiento dieléctrico anti-reflejante de 750 a 980nm y altamente reflejante de 980 a 1590 nm, un espejo plano (OC)ⁿ con un recubrimiento dieléctrico parcialmente reflejante al 97% de 980 a 1590 nm y un espejo plano (M_3)^o altamente reflejante de 980 a 1590 nm.

^l lente simple newport

^m layertech

ⁿ Layertech

^o Layertech

Como paso anterior a analizar las configuraciones se presenta un experimento realizado para validar el modelo numérico de $V_{eff}(x,y)$. El experimento utiliza la configuración mostrada, variando el ángulo del espejo de bombeo M_1 (θ_1) así como la distancia entre el espejo de bombeo y el cristal (d_1), manteniendo todos los demás parámetros fijos, Figura 44.

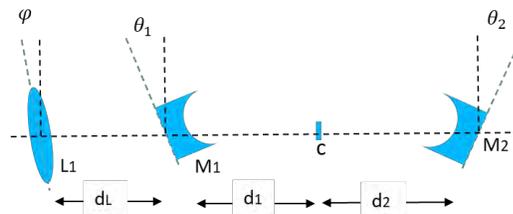


Figura 44. Diagrama de los parámetros variables en la configuración SFC. φ es el ángulo de inclinación de la lente de enfoque, θ_1 ángulo de inclinación del espejo de bombeo, θ_2 el ángulo de inclinación del segundo espejo cóncavo, d_L la distancia de la lente de enfoque y el cristal, d_1 la distancia entre el espejo de bombeo y el cristal y d_2 la distancia entre el cristal y el segundo espejo cóncavo.

Para la validación del modelo teórico, se armó un fs-OPO en la configuración SFC, fijando los parámetros $d_1=50\text{mm}$, $\theta_1=3^\circ$ y $d_L=3.5\text{mm}$, y variando los valores θ_2 y d_2 según los valores de la Tabla 1 y optimizando el fs-OPO con el espejo final (M3) y el espejo de acople (OC).

Tabla 1. Parámetros de la para la generación de los mapas de $V_{eff}(d_a, d_l)$.

Parametros		Potencia de la señal [mW \pm 4]
θ_2 [deg \pm 0.2]	d_2 [mm \pm 0.1]	
3.6	49	36
3.9	49	75
4.4	49	45
4.7	49	60
5	49	82
3.9	50	63
3.9	49.5	58
3.9	48.5	32
3.9	48	50
3.9	47.5	60
4.4	49.5	44
4.4	48.5	40
4.4	48	31

El resultado de la simulacion numerica se presentan en la Figura 45, donde ademas, se presentan los valores de la potencia promedio máximas obtenida en las 13 diferentes pociones indicas en el mapa de V_{eff} .

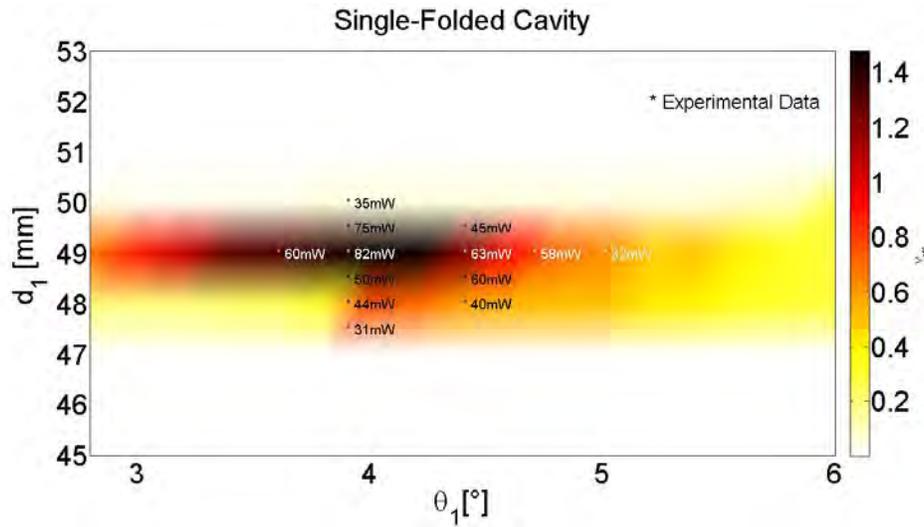


Figura 45. Mapa de $V_{eff}(\theta_1, d_1)$, para la single folded cavity. Los resultados numericos se presentan en la escala Hot-Color y los resultados experimentales se presentan en mW (* dato experimental) correspondientes.

De la figura anterior se observa que los resultados obtenidos con la simulacion son consistentes con el experimento, lo cual indica que el paramentro V_{eff} es capaz de predecir la eficiencia de un fs-OPO.

4.1 Cavity Simple (SFC, Single-Folded-Cavity)



Figura 46.- Fotografías del fs-OPO en configuración SFC

Con lo obtenido en la sección anterior, se concluye que con el valor de eficiencia V_{eff} es posible evaluar la cavidad y así comparar la eficiencia entre dos configuraciones. Por lo que se buscó una configuración la cual generará un haz sin astigmatismo a la salida del OPO. El resultado de esta simulación fue que no es posible encontrar una configuración la cual compense el astigmatismo introducido por los espejos cóncavos, esto debido a las limitaciones físicas del arreglo (tamaño de las monturas, diseño del horno y ancho del cristal). Así que se simuló el mejor acople de modos en función del ángulo de la lente de bombeo. Esta simulación obtuvo que el acople de modos es máximo cuando se coloca la lente de acople a un ángulo de inclinación entre 1° y 2° . En la configuración anterior el ángulo de la lente de enfoque fue modificado y se realizó un barrido entre 0° y 3° , sin embargo, no se observó ninguna mejoría en la eficiencia. Con esto se puede concluir que la inclinación de la lente de enfoque no es un parámetro crítico para la eficiencia, esto es debido al grosor del cristal. A diferencia de los resultados obtenidos en laser de bombeo [], donde el ángulo de la lente de enfoque resulta un parámetro crítico para la eficiencia.

Siguiendo con la idea de la lente de enfoque. Utilizando el parámetro V_{eff} , posible generar un mapa de eficiencia $V_{eff}(x, y)$ en función de cualesquiera dos

parámetros de la cavidad. A continuación, se presenta el mapa de eficiencia $V_{eff}(x,y)$ donde los parámetros seleccionados, $x=d_a=d_1+d_2$ y $y=d_1$, se consideran críticos para el acople de modos. El resto de los parámetros experimentales de la cavidad SFC se dejaron fijos, Figura 47, y se presentan en la Tabla 2.

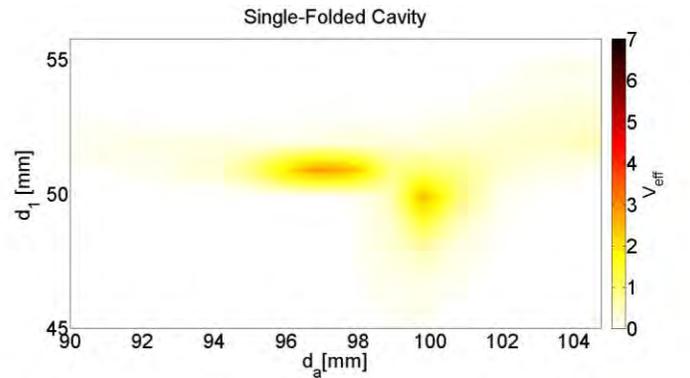


Figura 47. Mapa de $V_{eff}(d_a, d_1)$ donde $d_a=d_1+d_2$ de acuerdo con la Figura 43.

Después de esto, fue utilizado el programa basado Algoritmos Genéticos (GA) [36] para encontrar la configuración más eficiente, siguiendo el valor máximo de V_{eff} como objetivo, los detalles de este programa se anexan en el apéndice C. Los resultados numéricos de $V_{eff}(d_a, d_1)$ después de haber aplicado para la configuración obtenida con GA se presentan a continuación.

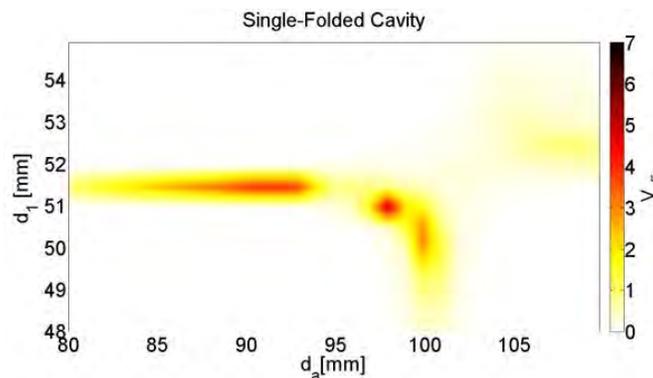


Figura 48. SFC Mapa de $V_{eff}(d_a, d_1)$ después de aplicar GA.

De la figura anterior se observa un valor máximo de $V_{eff}(d_a, d_l) = 4.39 @ d_a = 99.7 \text{ mm}$ y $d_l = 49.6 \text{ mm}$. La región de exploración para V_{eff} es aproximadamente $\Delta d_{1MAXSFC} \approx 4 \text{ mm}$ para d_l y $\Delta d_{aMAXSFC} \approx 20 \text{ mm}$ para d_a .

Tabla 2. Parámetros de la para la generación de los mapas de $V_{eff}(d_a, d_l)$.

Parámetro	θ_1	d_l	θ_2	d_a	V_{eff}
Configuración Inicial	3.0	50.0	3.0	100.5	2.04
Asistido por GA	2.5	49.6	2.5	99.7	4.39

Con este resultado numérico, fue corregida experimentalmente la configuración de la cavidad siguiendo el valor máximo de V_{eff} . Con este procedimiento, y tras la aplicación GA, fue mejorada la eficiencia del fs-OPO en aproximadamente un 10%.

En esta sección se presentan los resultados de la caracterización del fs-OPO en cavidad anillo con configuración “SFC”.

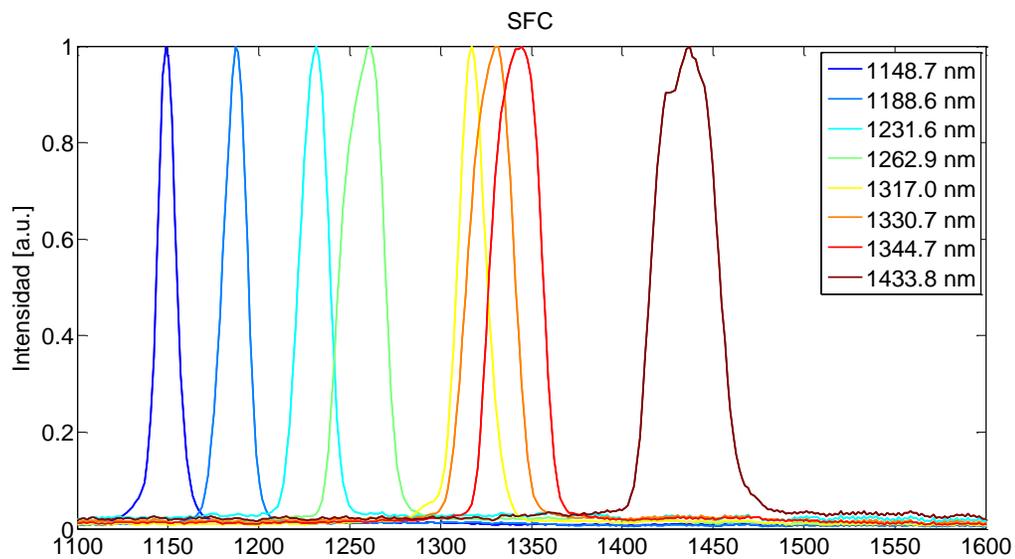


Figura 49. Espectro de la señal del fs-OPO en la configuración SFC. La sintonización fue realizada modificando el tamaño de la cavidad, a una temperatura constante del horno a 175°C.

Se puede observar en la Figura 49, el amplio intervalo de sintonización del fs-OPO. A continuación, se presentan las autocorrelaciones obtenidas para diferentes zonas de sintonización de la señal del fs-OPO, pertenecientes a la tabla 3. Estas autocorrelaciones son presentadas estas debido a que muestran los tres diferentes comportamientos observados en el autocorrelador.

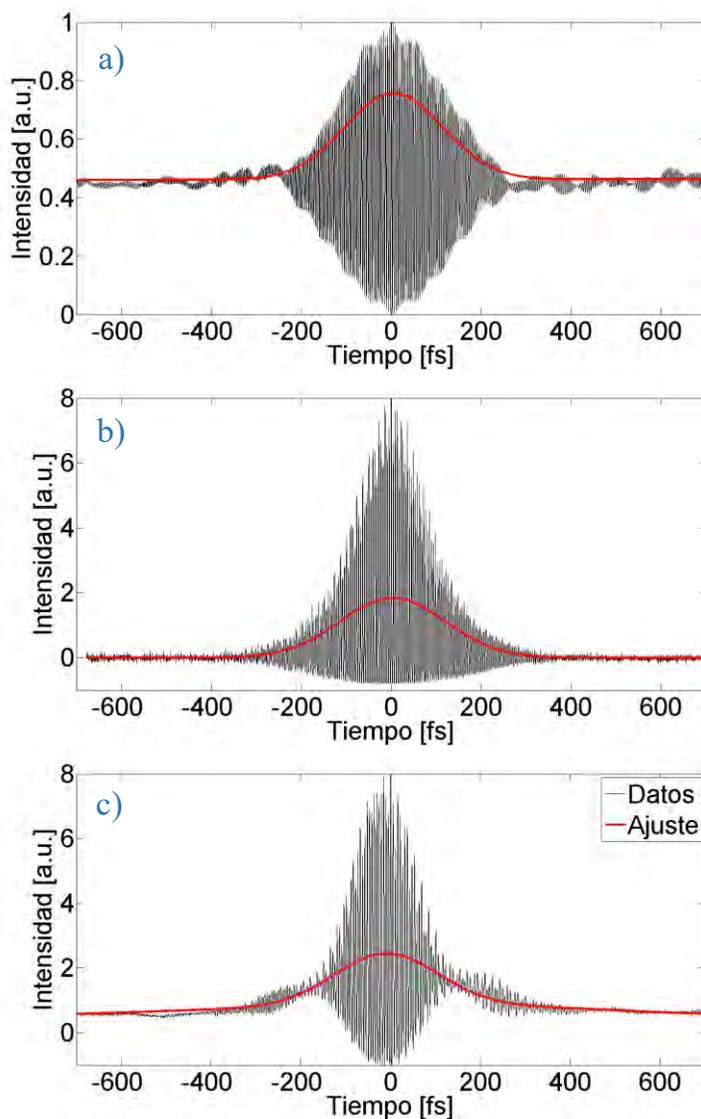


Figura 50. Autocorrelación obtenida en las señales para la señal centrada en:
a) 1231.6 nm b) 1317.0 nm y c) 1433.8 nm.

En la tabla siguiente se presentan los valores numéricos de la caracterización.

Tabla 3. Valores correspondientes a la Figura 49

Longitud de onda central [nm \pm 1nm]	Ancho espectral [nm \pm 2nm]	Ancho temporal (LTF) [fs \pm 4fs]
1148.7	20.5	94.7
1188.6	28.0	74.2
1231.6	35.1	63.5
1262.9	48.5	48.4
1317.0	34.3	74.3
1330.7	52.1	49.9
1344.7	54.3	49.0
1433.8	72.1	41.9

Las gráficas de autocorrelación obtenidas (Figura 50) correspondientes a la sintonización de la Figura 49 se agruparon según su comportamiento. La primera gráfica corresponde a la autocorrelación lineal; esto pasa cuando la respuesta lineal del detector es más grande que la respuesta no lineal. Esto pasa por que el autocorrelador con el cual fue realizada la caracterización temporal tiene la posibilidad de trabajar con dos detectores, esto con la finalidad de ampliar el intervalo de detección. Sin embargo, ambos detectores presentan una respuesta lineal entre 1150nm y 1250nm, por lo tanto, usando este autocorrelador, no es posible estimar el ancho temporal para esa zona de sintonía del fs-OPO. Con esta autocorrelación sólo podemos decir que la señal son pulsos con una duración de unas cuantas centenas de femtosegundos. La siguiente gráfica parece corresponder a una autocorrelación de un pulso sin chirp. Sin embargo el ancho temporal medido mediante el autocorrelador y el obtenido con el LTF no corresponden, por lo que se puede inferir que el pulso tiene chirp. Finalmente, la última gráfica es la autocorrelación de un pulso el cual evidentemente tiene chirp de segundo orden y tercer orden.

Como lo mencionado en la sección anterior, sí un pulso proveniente del fs-OPO tiene chirp. Esto solo puede ser por dos razones, el espejo de acople está introduciendo GDD cuando el pulso lo atraviesa o no hay una compensación de la GDD

intracavidad. En los casos en los que los pulsos tienen chirp es posible corregirlos usando compresores externos. Estos puntos se discuten en la sección 4.1.2.

Posteriormente el fs-OPO fue sintonizado y optimizado para la longitud de onda central de 1300nm, obteniendo los siguientes resultados:

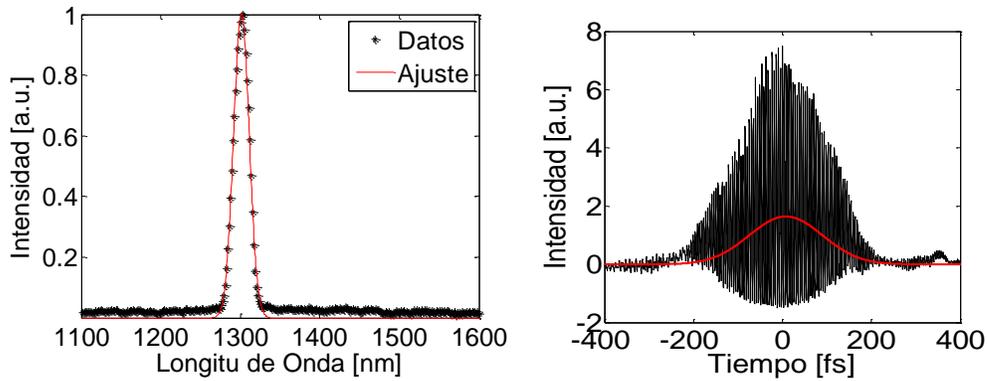


Figura 51. Espectro y autocorrelación para la señal sintonizada a 1302.3 nm con un ancho espectral de $27.7 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$ correspondientes a 89 fs. 143fs

4.1.1 Cavidad Simple con Espejos Metálicos (SFC-M)

Un cambio menor realizado en esta cavidad fue el remplazar el espejo de apoyo (M_3), por un espejo plano con recubrimiento de plata^p, los resultados de dicho experimento se presentan a continuación:

^p thorlabs

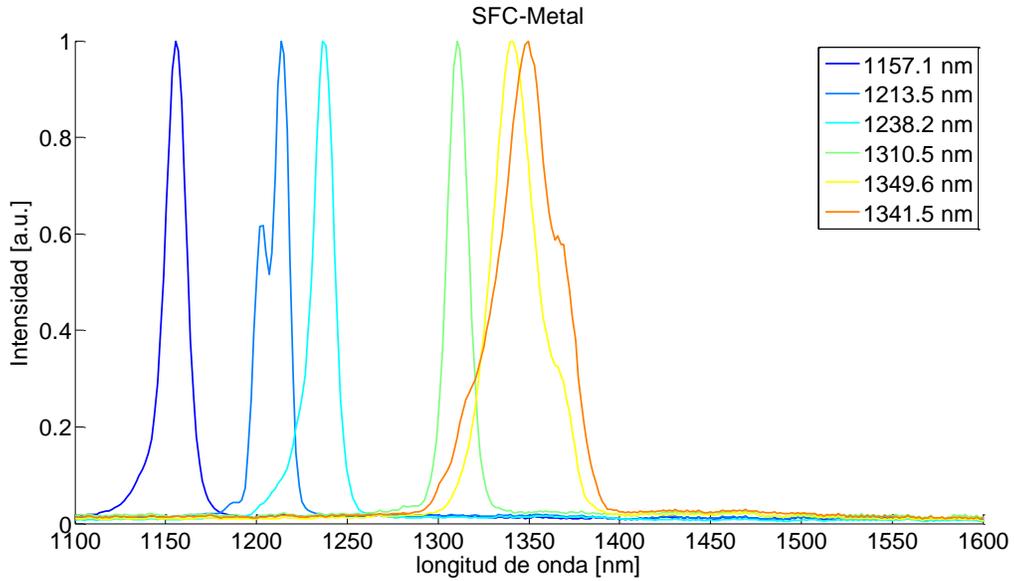


Figura 52. Espectro de la señal del fs-OPO en la configuración SFC. La sintonización fue realizada modificando el tamaño de la cavidad, y la temperatura.

Debido a que la eficiencia del fs-OPO cambia considerablemente si se sintoniza modificando el tamaño de la cavidad o la temperatura, resulta conveniente modificar ambos, calentando el horno a la temperatura correspondiente a la región de sintonía deseada, según la Figura 11.

Tabla 4. Valores correspondientes a la Figura 50.

Longitud de onda central [nm \pm 1nm]	Ancho espectral [nm \pm 2nm]	Ancho temporal (LTF) [fs \pm 4 fs]
1157.1	27.0	73.0
1213.5	36.6	59.1
1238.2	27.1	83.0
1310.5	26.3	96.0
1349.6	88.6	30.2
1341.5	65.9	40.1

4.1.2 Cavity Simple con Control de la GDD (SFC-GDD)

Como se mencionó en secciones anteriores, el pulso presenta un ancho temporal el cual no corresponde al ancho temporal limitado por la transformada de Fourier. Una razón por la cual esto se da es debido al ensanchamiento que se presenta al momento en que el pulso atraviesa el espejo de acople. Sin embargo, este efecto es despreciable. Por lo tanto, el ensanchamiento temporal debe producirse por una mala compensación de la GDD dentro de la cavidad.

Existen diversas formas de controlar la GDD, entre ellas se encuentran arreglos de prismas, de rejillas de difracción o la utilización de espejos con chirp (*CM, chirp mirror*). En esta tesis se realizó el control de la GDD utilizando espejos con chirp y un bloque de vidrio (NFS-15).

Chirp mirrors

Un espejo con chirp, es un espejo con múltiples capas de diferentes recubrimientos dieléctricos, donde cada una de estas capas tienen un espesor determinado, de tal manera que cada interfaz entre los dos materiales contribuye a una reflexión, haciendo que la diferencia de la longitud del camino óptico entre las reflexiones de las interfaces posteriores sea la mitad de la longitud de onda; además, los coeficientes de reflexión para las interfaces tienen signos alternos. Por lo tanto, todos los componentes reflejados de las interfaces interfieren constructivamente, lo que resulta en un elemento altamente reflejante.

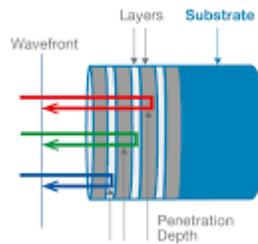


Figura 53. Diagrama de un espejo dieléctrico

El diseño de los espejos con chirp logra que se reflejan las longitudes de onda más cortas en las capas más cercanas a la superficie frontal y que las longitudes de onda más largas entren en las capas más profundas antes de reflejarse. Esto genera un retraso de las longitudes de onda más largas dando como resultado una contribución negativa de la dispersión.

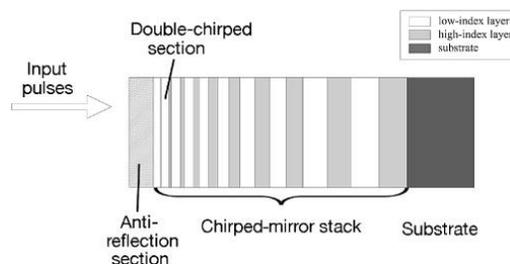


Figura 54. Diagrama de un espejo con chirp

Los espejos con chirp tienen pérdidas muy bajas, lo que los convierte en una excelente opción para la compensación de la dispersión cuando la eficiencia es extremadamente importante. Sin embargo, la cantidad de GVD negativa proporcionada por estos espejos es relativamente baja, especialmente cuando los espejos están diseñados para compensar la GVD en un gran ancho de banda. La alta reflectividad está determinada por el número de pares y por la diferencia del índice de refracción entre los materiales de la capa.

GDD introducida por un bloque de Vidrio (NSF15).

El cálculo de la GDD de un material surge a partir de su ecuación de Sellmeier y utilizando la ecuación (95). A continuación, se presenta una gráfica del índice de refracción de diversos materiales para las longitudes de onda de la señal del fs-OPO (Figura 55).

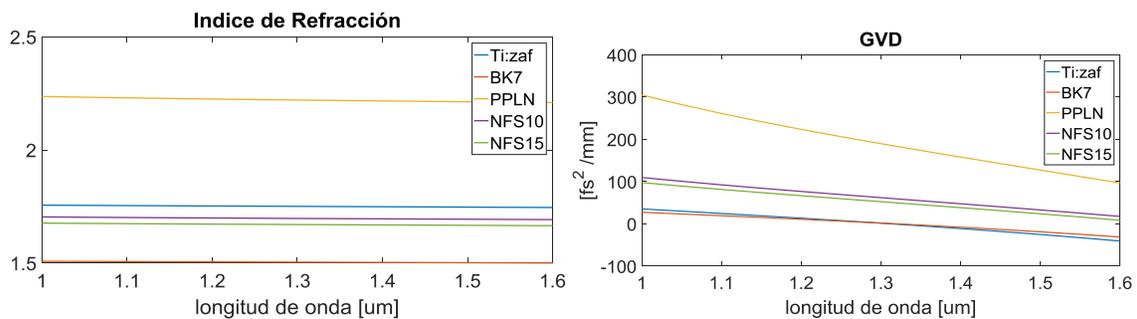


Figura 55. Izquierda; Índice de refracción. Derecha; GVD introducida por diferentes materiales en función de la longitud de onda.

Para el cálculo de la GDD total basta con sumar la contribución que tiene cada uno de los elementos que conforman la cavidad. Los espejos de la cavidad son chip mirror e introducen en total $GDD = -600 \text{ fs}^2 @ 1.3 \mu\text{m}$ y el PPLN introduce una GVD promedio de $190 \text{ fs}^2/\text{mm} @ 1.3 \mu\text{m}$, el cristal PPLN introduce una GDD de $95 \text{ fs}^2 @ 1.3 \mu\text{m}$, por lo tanto la GDD en la cavidad es de $-505 \text{ fs}^2 @ 1.3 \mu\text{m}$, eso impide generar pulsos tan cortos. La compensación de la GDD intracavidad se realizó introduciendo en la cavidad un bloque de NFS15 de 10mm de ancho x 20mm de largo, ver Figura 56.

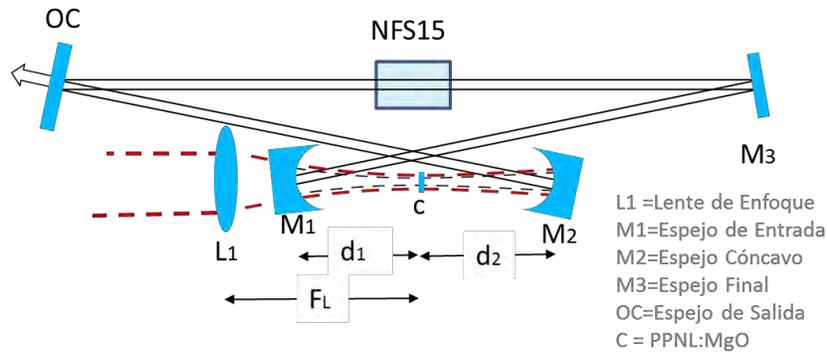


Figura 56. Diagrama de la posición del NFS15 en la cavidad de anillo para compensar la GDD.

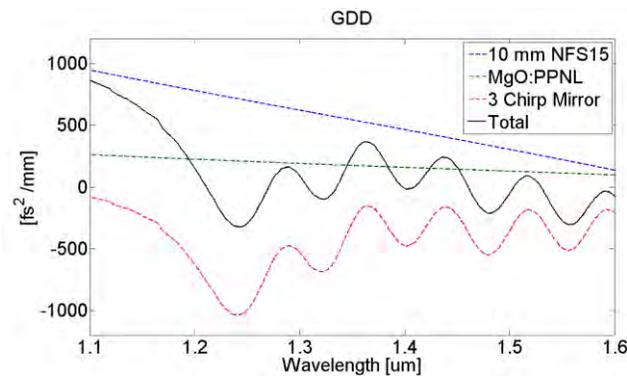


Figura 57. GDD introducida por los elementos de la cavidad.

De la gráfica anterior se observa que si se introduce un bloque de 10mm de NSF15 intracavidad es posible compensar la GDD en varias posiciones de sintonización de la señal del fs-OPO. Siguiendo con el ejemplo, sí el haz atraviesa la placa por el lado de 10mm estaría introduciendo una GDD de $520 \text{ fs}^2 @ 1.3 \mu\text{m}$ mientras que sí atraviesa la placa en el lado de 20mm introduce $1040 \text{ fs}^2 @ 1.3 \mu\text{m}$. Dando una GDD total de $15 \text{ fs}^2 @ 1.3 \mu\text{m}$ y $535 \text{ fs}^2 @ 1.3 \mu\text{m}$ respectivamente. A continuación, se presentan los resultados de esta configuración:

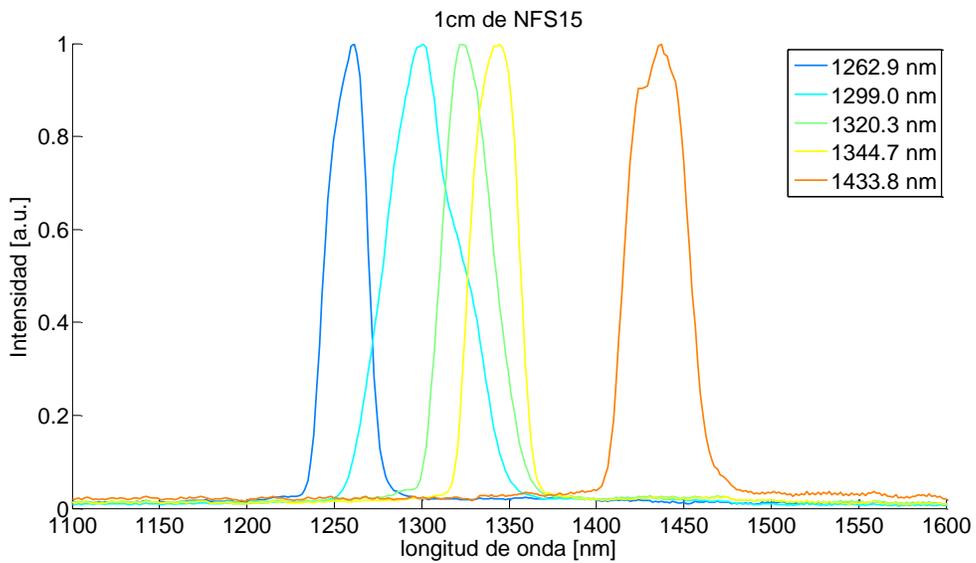


Figura 58. Espectro de la señal del fs-OPO en la configuración SFC compensado la GDD con un 10mm de NFS15. La sintonización fue realizada modificando el tamaño de la cavidad, y la temperatura.

Tabla 5. Valores correspondientes a la Figura 58

Longitud de onda central	Ancho espectral	Ancho temporal (LTF)
1262.9	25.5	92
1299.0	48.2	51
1320.3	31.6	81
1344.7	30.1	88
1433.8	38.1	79

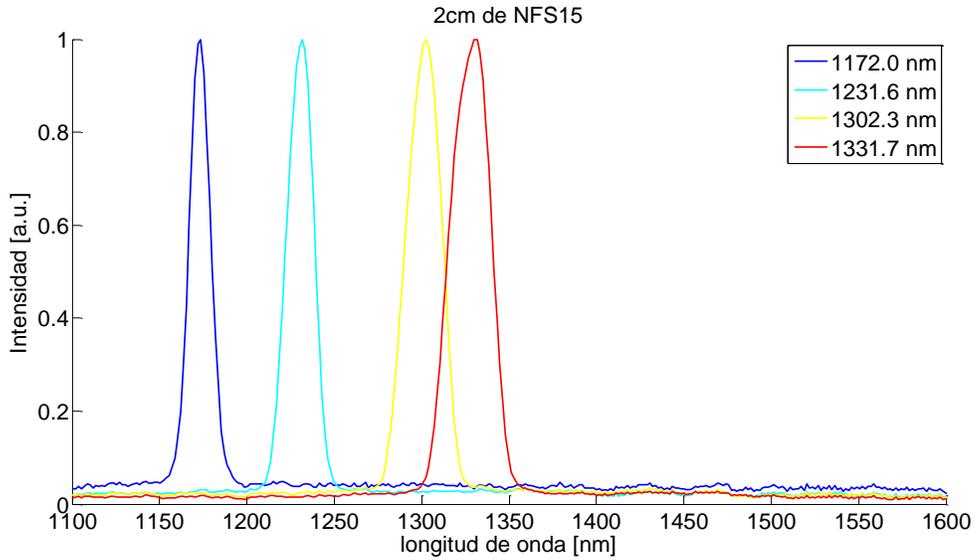


Figura 59. Espectro de la señal del fs-OPO en la configuración SFC compensado la GDD con un 20mm de NFS15 . La sintonización fue realizada modificando el tamaño de la cavidad, y la temperatura.

Tabla 6. Valores correspondientes a la Figura 59

Longitud de onda central [nm ± 1nm]	Ancho espectral [nm ± 2nm]	Ancho temporal (LTF) [fs ± 4fs]
1172.0	13.2	155
1231.6	19.3	117
1302.3	22.8	113
1331.7	26.4	100

Por otro lado, la señal se centró en 1300nm y fue optimizada, a continuación se presenta el ensanchamiento del espectro debido a la compensación de la GDD.

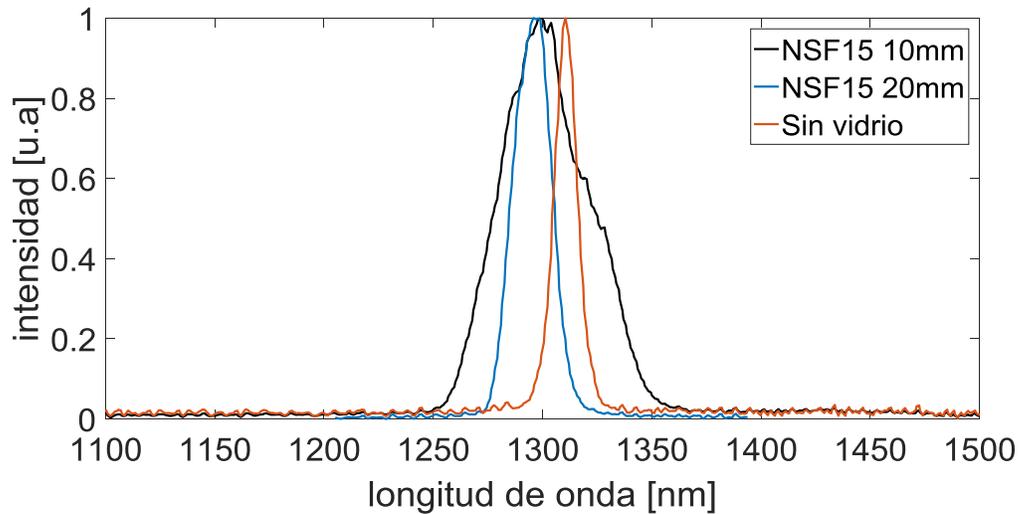


Figura 60. Espectros obtenidos al introducir 10mm (negro) y 20mm (azul) de NSF15 en la cavidad del OPO.

De la Figura 60 se observa que existe un ensanchamiento en el espectro de la señal. Lo cual indica que la cavidad está soportando más modos, es decir, hay una mejor compensación de la GDD, con esto los anchos obtenidos fueron 49nm @1304.5nm para el vidrio de 10mm, 21.5nm @1295.3nm para el vidrio de 20mm y 13nm @1310.5nm sin vidrio. El OPO fue bombeado con pulsos de 39fs (medidos con el autocorrelador) con un ancho espectral de 27nm @815nm.

4.2 Cavity de Doble Foco (*TFC, Two-Folded-Cavity*)

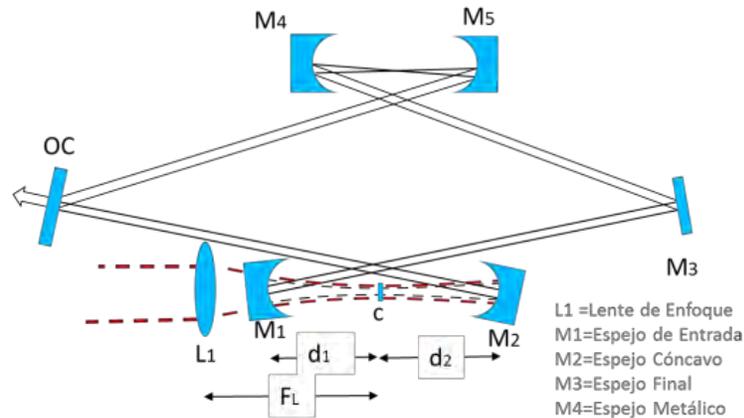


Figura 61. Diagrama de la configuración de la cavidad doble foco (*TFC, Two Folded Cavity*). La cavidad consta de 6 espejos. 2 espejos cóncavos (M_1, M_2) con un radio de curvatura de 100 mm y con un recubrimiento dieléctrico anti-reflejante de 750 a 980nm y altamente reflectante de 980 a 1590 nm, un espejo plano (OC) con un recubrimiento dieléctrico parcialmente reflectante al 97% de 980 a 1590 nm, un espejo plano (M_3) altamente reflectante de 980 a 1590 nm y dos espejos cóncavos (M_4, M_5) con radio de 50 mm y con recubrimiento de plata.

Siguiendo el procedimiento descrito para la cavidad SFC, fue realizado para la configuración de doble foco (TFC), Figura 61. En este caso $x = d_b$, y $y = d_1$, manteniendo el resto de los parámetros constantes. Los valores números de los parámetros para la generación del mapa $V_{eff}(d_a, d_1)$ se presentan en la Tabla 7. Los resultados de $V_{eff}(d_b, d_1)$ se muestran en la Figura 62 antes y después de aplicar GA.

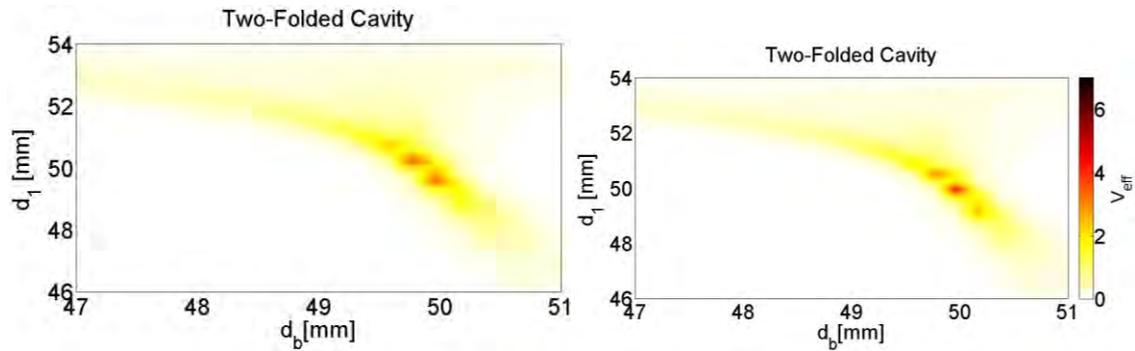


Figura 62. Mapa de $V_{eff}(d_b, d_1)$ para la configuración TFC. Izquierda; configuración inicial. Derecha; después de aplicar GA.

Para la configuración TFC se observa en la Figura 62 valor máximo de $V_{eff}(d_{bMax}, d_{1Max}) = 4.14$ @ $d_{bMax} = 50.0$ mm y $d_{1Max} = 50.0$ mm. La región de exploración para V_{eff} es aproximadamente $\Delta d_{1MAXTFC} \approx 5$ mm para d_1 y $\Delta d_{bMAXTFC} \approx 3.5$ mm para d_b .

Tabla 7. Parámetros de la para la generación de los mapas de $V_{eff}(d_b, d_1)$

Parámetro	θ_1 (deg)	d_1 (mm)	θ_2 (deg)	d_2 (mm)	θ_4 (deg)	θ_5 (deg)	d_b (mm)	V_{eff}
Configuración Inicial	3	50.0	3	50.0	3	3	50.0	1.31
Asistido por GA	2.5	50.0	2.5	49.6	1	1	50.0	4.14

En esta sección se presentan los resultados de la caracterización del fs-OPO en cavidad anillo con configuración TFC.

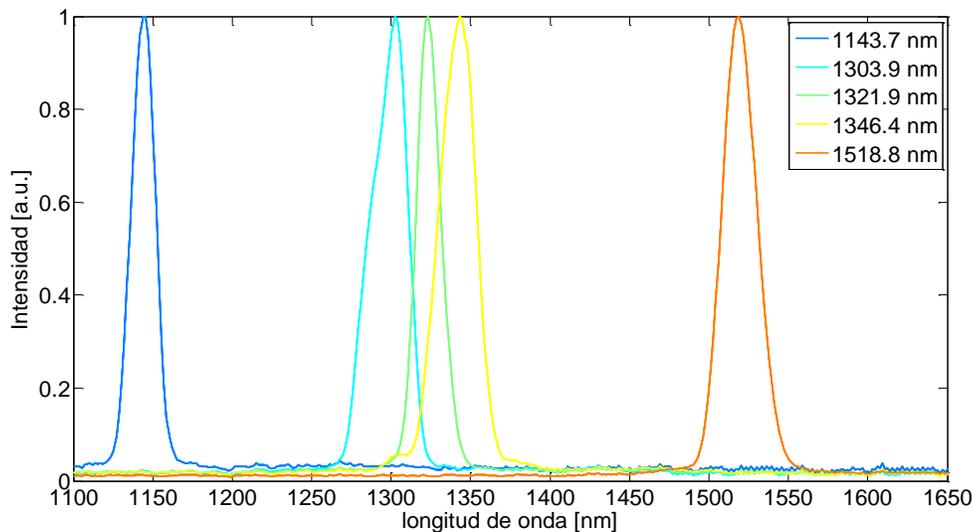


Figura 63. Espectro de la señal del fs-OPO en la configuración TFC. La sintonización fue realizada modificando el tamaño de la cavidad, y la temperatura.

En la figura anterior se aprecia el amplio intervalo de sintonización del fs-OPO. En la tabla siguiente se presentan los valores numéricos de la sintonización.

Tabla 8. Valores correspondientes a la Figura 63.

Longitud de onda central [nm \pm 1nm]	Ancho espectral [nm \pm 2nm]	Ancho temporal (LTF) [fs \pm 4fs]
1143.7	20.7	93
1303.9	33.4	75
1321.9	21.4	120
1346.4	32.2	83
1518.8	30.5	111

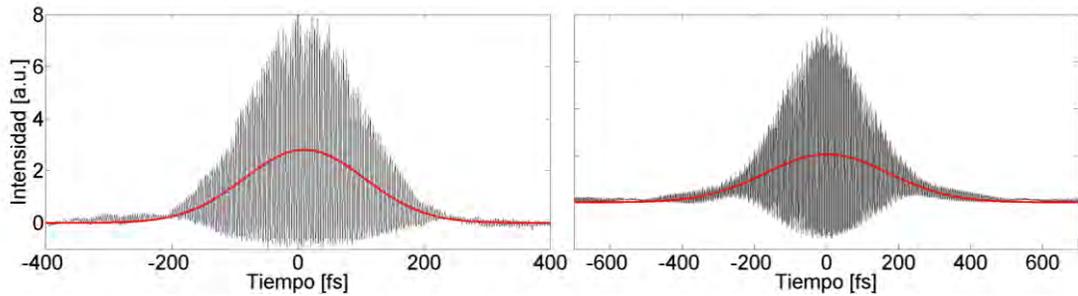


Figura 64. Autocorrelaciones para la señal del fs-OPO. Izquierda; corresponde a un pulso de 110fs. Derecha; corresponde a un pulso de 130fs.

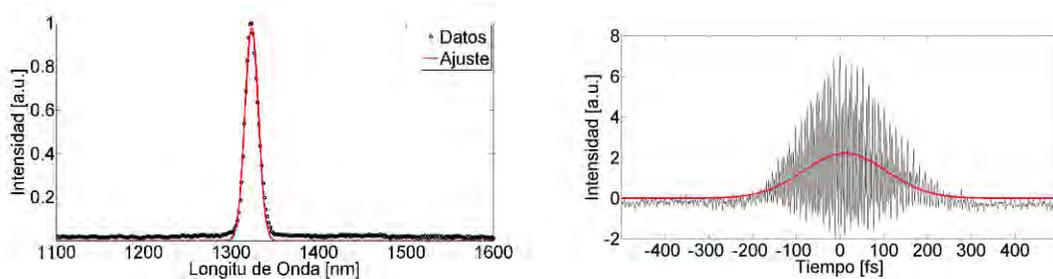


Figura 65. Espectro y Autocorrelación de la señal del fs-OPO centro en 1321.9nm con un ancho espectral de 21.4nm. La autocorrelación indica un pulso de 150fs.

De acuerdo con trabajos anteriores de cavidades láser, [37] en las configuraciones de cavidad similares a SFC, la única forma de obtener un cambio en la cintura del haz es ajustando la separación del espejo (M_1) y la posición del cristal (d_1). Sin embargo, en esta cavidad, un cambio en la separación de los espejos M_4 y M_5 tiene como resultado un cambio en el tamaño y la posición de la cintura del haz. En consecuencia, no es posible optimizar el tamaño del punto de señal mientras se mantiene fija su posición en el cristal. Por otro lado, con el TFC es posible cambiar el tamaño de la cintura del rayo en el cristal sin mover su posición solo cambiando la separación de los espejos plegados secundarios. Como resultado, se puede optimizar la superposición entre los haces de bombeo y los haces de señal de forma independiente. En un TFC, la acción combinada de (M_1 - M_2) y (M_3 - M_4) proporciona un ajuste mejor y más preciso para controlar el bombeo, signar y la eficiencia, así como mejorar el área de la región de

estabilidad en comparación con SFC. Los cálculos numéricos, presentados en la Figura 48 y en la Figura 62, demuestran que el área de la región de estabilidad para el TFC es aproximadamente el doble que en el SFC.

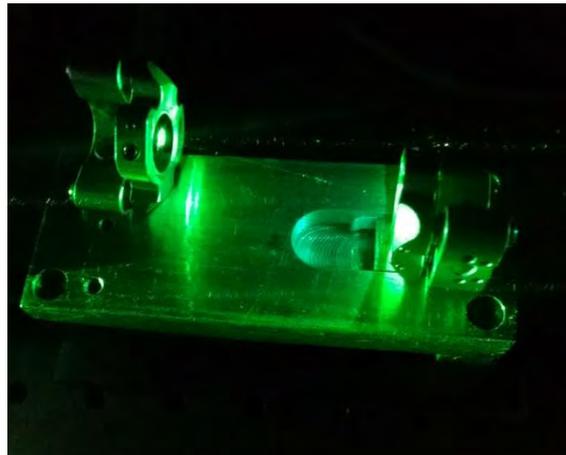


Figura 66. Fotografía del segundo foco en la configuración TFC.

4.3 Cavity de Bombeo Directo (DPC, Direct-Pumped Cavity)

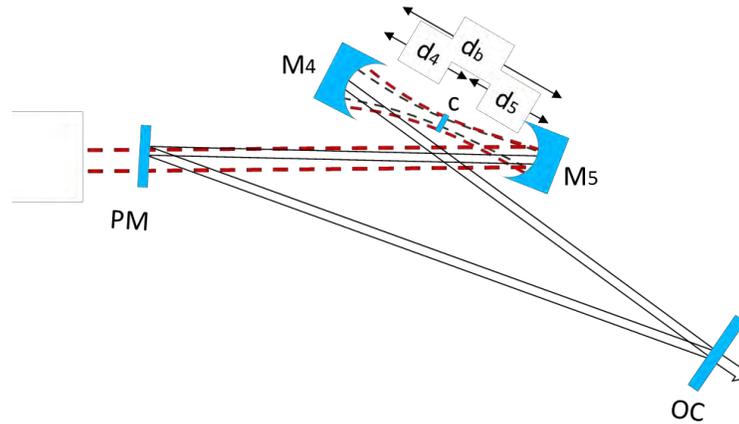


Figura 67. Diagrama de la configuración de la cavidad DPC. La cavidad consta de 4 espejos. 2 espejos cóncavos (M4, M5) con un radio de curvatura de 50 mm y con un recubrimiento metálico de plata, un espejo de bombeo plano con recubrimiento dieléctrico anti-reflejante de 750 a 980nm y altamente reflejante de 980 a 1590 nm, un espejo plano (OC) con un recubrimiento dieléctrico parcialmente reflejante al 97% de 980 a 1590 nm.

Para mejorar la eficiencia y simplificar el diseño de la cavidad, fue retirada la lente de enfoque de bombeo y el haz fue enfocado directamente con el espejo curvo (M_1). Esta cavidad fue nombrada DPC, Figura 67. En este caso, el haz de bombeo pasa a través del PM, que consiste en un espejo plano con un recubrimiento de HR para señal y recubrimiento AR para el bombeo con una incidencia normal.

La principal ventaja de esta cavidad es que tanto el bombeo como señal se enfocan con el mismo elemento óptico, reduciendo la cantidad de grados de libertad y la dificultad de alineación. El diseño permite que el bombeo y señal se propaguen en el mismo eje óptico, que la posición focal sea la misma para ambos haces, con lo cual se mejora la superposición entre ambos haces. Los parámetros para la generación del mapa $V_{eff}(d_a, d_l)$ se presentan en la Tabla 9. Los resultados de $V_{eff}(d_b, d_l)$ se muestran en la Figura 68 antes y después de aplicar GA.

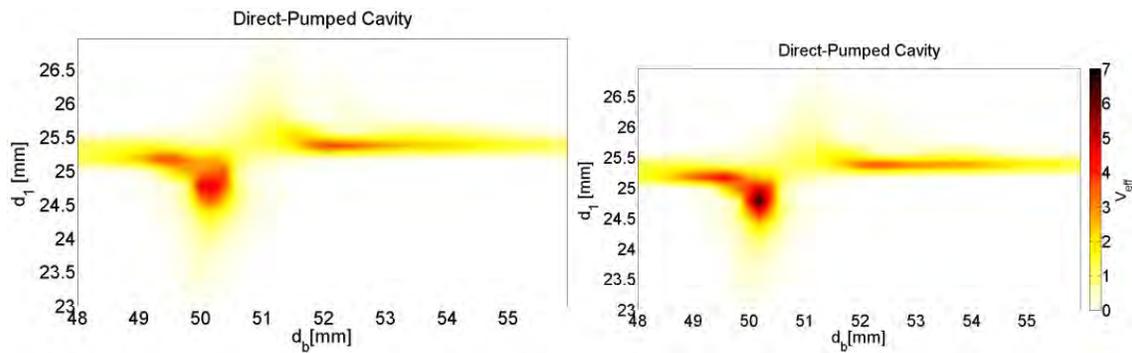


Figura 68. Mapa de $V_{eff}(d_b, d_l)$ para la configuración DPC. Izquierda; configuración inicial. Derecha; después de aplicar GA.

Para la configuración DPC se observa en la Figura 68 un valor máximo de $V_{eff}(d_b, d_l) = 6.83 @ d_b = 50.1 \text{ mm}$ y $d_l = 24.8 \text{ mm}$. La región de exploración para V_{eff} es aproximadamente $\Delta d_{1MAXDPC} \approx 2 \text{ mm}$ para d_l y $\Delta d_{aMAXDPC} > 8 \text{ mm}$ para d_b .

Tabla 9. Parámetros de la para la generación de los mapas de $V_{eff}(d_b, d_l)$

Parámetro	θ_4 (deg)	d_4 (mm)	θ_5 (deg)	d_b (mm)	V_{eff}
Inicial	4.5	25.0	4.5	50.0	2.98
GA	4	24.8	4	50.1	6.83

En este trabajo fue obtenido experimentalmente, una eficiencia del 30.5% y un umbral de bombeo de 142 mW @ 810 nm y un umbral de energía de pulso por la longitud del cristal de 0.26 nJ*mm², el más bajo reportado hasta ahora[]. Algunos autores han sugerido que el nivel umbral de bombeo podría reducirse a menos de 50 mW, pero no se ha demostrado experimentalmente [9]. A continuación, se presentan los resultados de esta cavidad:

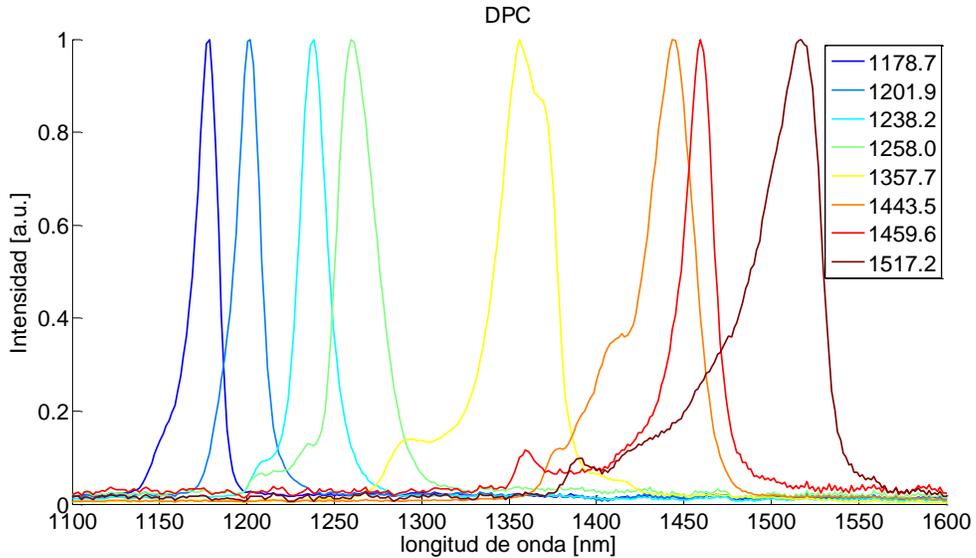


Figura 69. Espectro de la señal del fs-OPO en la configuración DPC. La sintonización fue realizada modificando el tamaño de la cavidad, y la temperatura.

Tabla 10. Valores correspondientes a la Figura 69

Longitud de onda central [nm \pm 1nm]	Ancho espectral [nm \pm 2nm]	Ancho temporal (LTF) [fs \pm 4fs]
1178.7	20.2	101
1193.6	19.7	106
1201.9	22.6	94
1238.2	24.3	93
1258.0	34.1	68
1357.7	46.8	58
1443.5	51.8	59
1459.6	32.1	98
1517.2	69.0	49

Posteriormente fue sintonizada la cavidad en 1300nm y se caracterizo la señal, los resultados se presentan en la Figura 70.

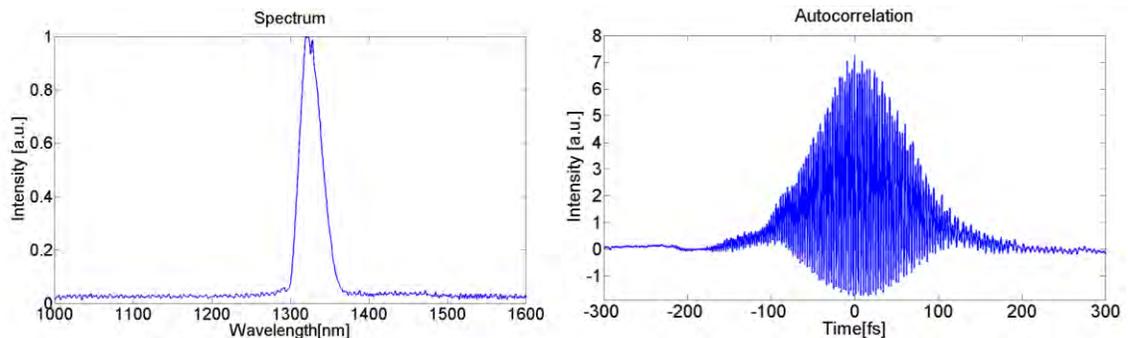


Figura 70. Espectro y Autocorrelación de la señal. La señal esta centrada en 1320.1nm con un ancho espectral de 34nm lo cual corresponde a un pulso de

75.3fs (BL). De lado derecho tenemos la autocorrelacion del mismo pulso con un ancho temporal correspondiente a 95fs.

Por otra parte, gracias a la utilización de espejos con recubrimiento metálico (plata) tanto la señal como el acompañante son reflejados y colimados por el espejo (M_4), logrando obtener un haz de salida donde es posible aprovechar ambas frecuencias. Además se observó un incremento en los haces visibles. Para poder aislar el haz de salida, se utilizó un filtro pasa bajas frecuencias @1000nm, para eliminar el haz remanente del bombeo así como las mezclas de frecuencias, y un espejo dicróico @1600 nm, para separar el acompañante de la señal, ver Figura 71.

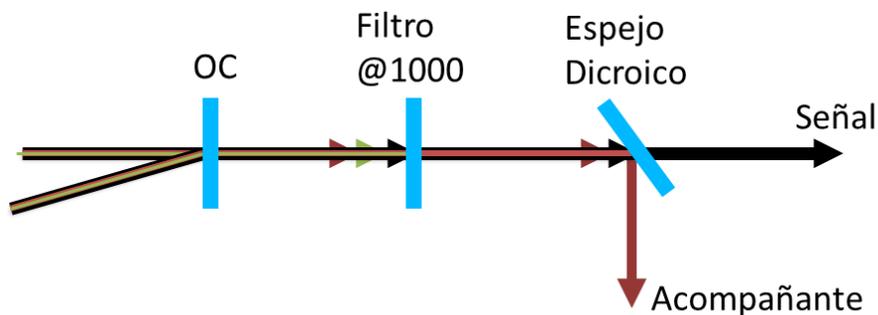


Figura 71. Arreglo experimental utilizado para separar la señal.

Para esta configuración la máxima potencia de salida fue de 350mW bombeado con 1W, sin embargo esta señal incluye a la señal, el acompañante, parte del bombeo que no es convertido paraméricamente y las mezclas de las frecuencias (visibles). Después del filtro se obtuvo una potencia de 270mW y después del espejo dicroico se obtuvieron potencia de 65mW 200mW. Además con esta cavidad se logró reducir el umbral de bombeo hasta 142 mW.

Debido al aumento en la potencia de la señal fue posible obtener señales de autocorrelación más claras, como las que se presentan a continuación, además, fueron

medidos pulsos los cuales su ancho temporal estaban muy cerca del ancho temporal minimo (BL) .

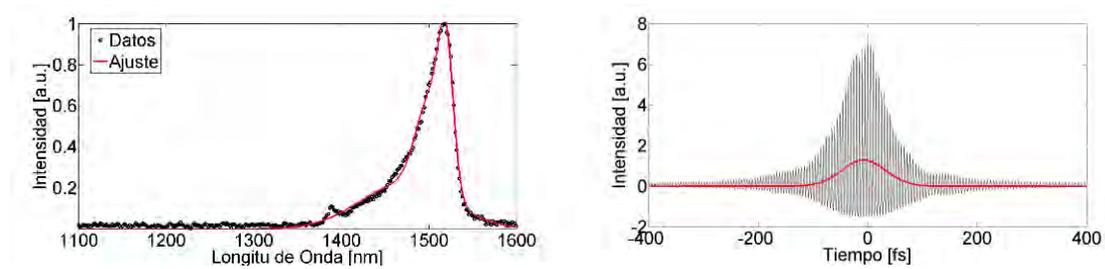


Figura 72. Espectro y autocorrelacion de la salida. La señal esta centrada en 1517.2nm con un ancho espectral de 69.0nm lo cual corresponde a un pulso de 49fs (BL). De lado derecho tenemos la autocorrelacion del mismo pulso con un ancho temporal de 89fs.

De la grafica anteriores se observa $\Delta\nu\Delta\tau = 0.81$, lo cual corresponde a un pulso con poco chirp. Ademas en esta cavidad fue evidente la aparicion de otros efectos, como la automodulacion de la fase. Así como la estructura mas compleja de los pulsos, como se muestra en la Figura 73.

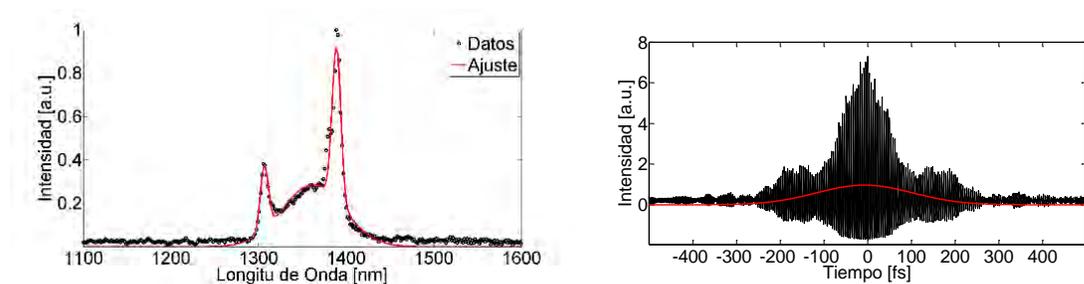


Figura 73. Espectro y autocorrelacion de la salida. La señal esta centrada en 1390.2nm con un ancho espectral de 84nm. De lado derecho tenemos la autocorrelacion del mismo pulso con un ancho temporal de 200fs .

4.3.1 Automodulacion de Fase (SPM)

Como se mencionó en la sección anterior otro comportamiento observado fue la automodulacion de fase, la cual puede ser es generada por diversos efectos que tiene el tensor de la suseptividad electrica de tercer orden del cristal, como el efecto fotoreflactivo o el fototérmico. Esto trae como resultado un cambio en el indice de refracción, conocido como efecto Kerr óptico:

$$n(I) = n_0 + n_k I \quad (98)$$

donde I es la intensidad del pulso, n_0 es el indice de refracción lineal del medio y n_k es el indice de refracción Kerr. Esta variación en el indice de refracción trae como consecuencia una variación en el vector de direccion k , ahora si tenemos un pulso sin chirp $\phi(t) = 0$, entonces la frecuencia instantania (52) para la señal estaria determinada por:

$$\omega_{inst}(t) = \frac{\partial}{\partial t} (\omega_{0s}t - k_s z) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\omega_{0s}t - \frac{2\pi}{\lambda_{0s}} n(I)z \right) \quad (99)$$

entonces:

$$\omega_{inst}(t) = \omega_{0s}t - \frac{2\pi z}{\lambda_{0s}} \frac{\partial}{\partial t} n(I) \quad (100)$$

Esto trae como consecuencia un ensanchamiento del espectro en función de la potencia de bombeo. Este efecto fue observado en la señal del fs-OPO, ver Figura 74.

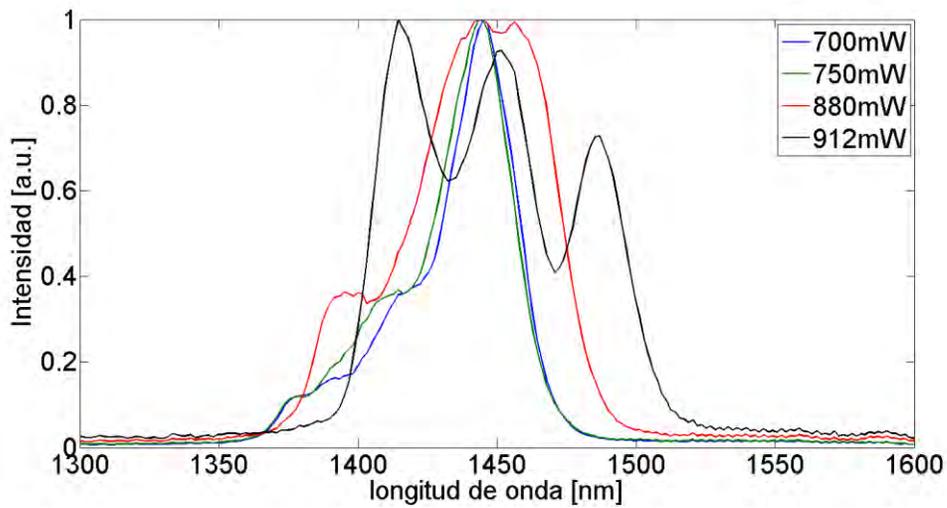


Figura 74. Ensanchamiento por automodulación de fase (SFM) se mantuvo una sintonización constante, el horno se mantuvo a 150°C.

Tabla 11. Valores correspondientes a la Figura 74.

Potencia de bombeo [mW±1mW]	Longitud de onda central [nm±2nm]	Ancho espectral [nm±4nm]	Ancho temporal (BL) [fs±4fs]
700	1443.5	48.0	63.8
750	1443.5	51.7	59.2
880	1445.1	74.7	41.1
912	1450.7	106.6	27.7

4.3.2 Cavity de Bombeo Directo con Separación de la señal (DPC-S)

Una modificación menor realizada en esta cavidad fue introduciendo un par de espejos planos, ver Figura 75, a la cavidad DPC.

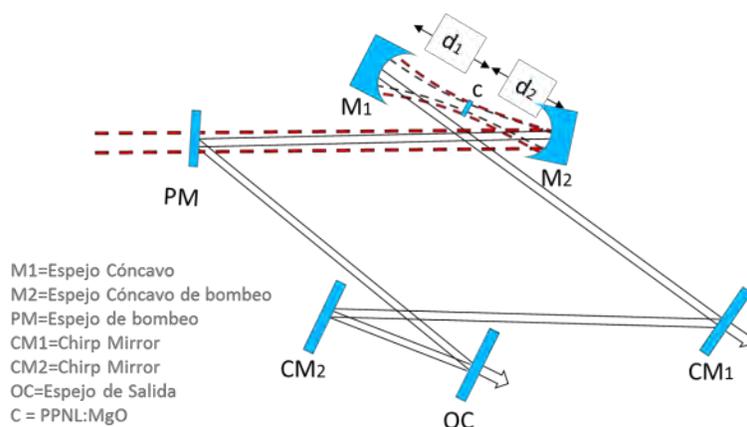


Figura 75. Diagrama de la configuración de la Cavity de Bombeo Directo con Separación de la señal (DPC-S) para la separación de la señal. La cavidad consta de dos espejos extra (CM_1 y CM_2) a la configuración DPC estos espejos corresponden a un par de espejos planos con recubrimiento altamente reflejante de 1000 a 1600 nm.

La característica más notable de esta cavidad es que el acompañante es separado de la señal en el espejo CM_1 , el cual sirve como espejo de salida para el acompañante. De esta manera el fs-OPO tiene dos salidas sintonizables, una entre 1.1 μm y 1.6 μm y la otra de 1.6 μm a 2.9 μm . Con esta cavidad se logró obtener con una potencia de bombeo de 730 mW una potencia de salida de 210 mW de la señal y 85 mW del acompañante.

Por otra parte los espejos extras introducidos fueron un “par de espejos con chirp” (DCM, double chirp mirrors), estos espejos tienen la característica de que además de que introducen cierta cantidad de GDD en cada rebote, están diseñados de tal manera que minimizan la oscilación de la GDD en una gran ancho de banda.

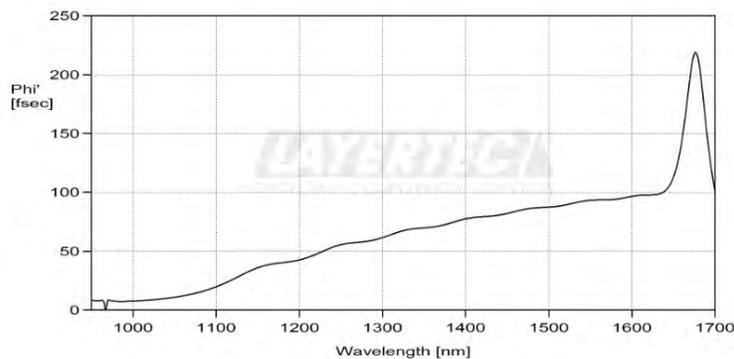


Figura 76. GDD introducido por el par de chirp mirrors (CM_1 y CM_2)[].

Sin embargo, al desconocer la GDD introducida por los espejos metálicos no es posible obtener la GDD intracavidad.

4.4 Degeneración de la señal

Un efecto observado en la diferente configuración fue el conocido como degenerado. Un se conoce como degenerando cuando presenta más de un estado posible de energía, en el caso de los fs-OPO se dice que es degenerando cuando la señal y el acompañante se encuentran en la misma frecuencia central, en ese caso ambos pulsos son indistinguibles, dando como resultado un único pulso más eficiente y con mayor ancho de banda. Además un fs-OPO el cual trabaja en el régimen degenerado, es capaz

de generar pulsos con anchos temporales más cortos que los pulsos utilizados como bombeo. Esta condición fue observada para la configuración SFC, ver Figura 77.

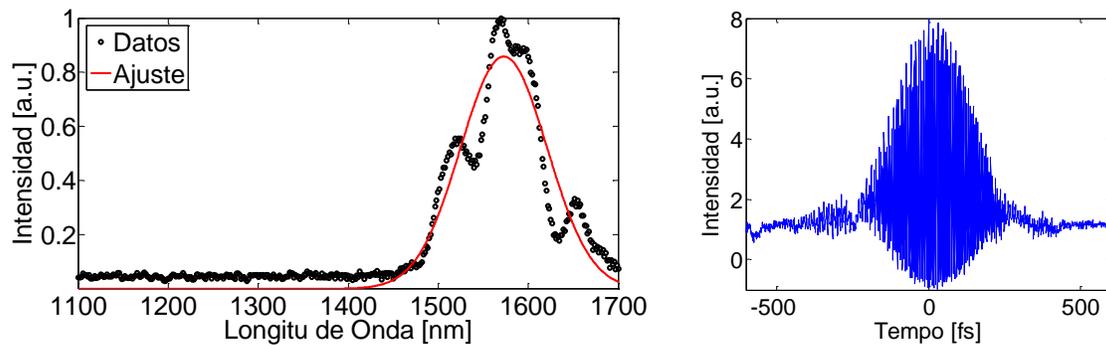


Figura 77. Espectro y autocorrelación de la señal degenerada del fs-OPO en la configuración SFC.

De la figura anterior se puede observar un ancho espectral de 140nm @1580nm correspondiente a un pulso de 26fs y una potencia del pulso degenerado de 180mW. Este ancho espectral mucho mayor a los presentados incluso con SPM. En este experimento la potencia de bombeo fue de 900mW @813nm con un ancho espectral de 28 nm correspondientes a 34.7fs

A continuación, se presentan diversas graficas de la transición del régimen Singly fs-OPO al degenerado para la configuración DPC. El primer caso fue obtenido con la configuración correspondiente a la Figura 67, mientras que los siguientes dos fueron obtenidos con la configuración de la Figura 75:

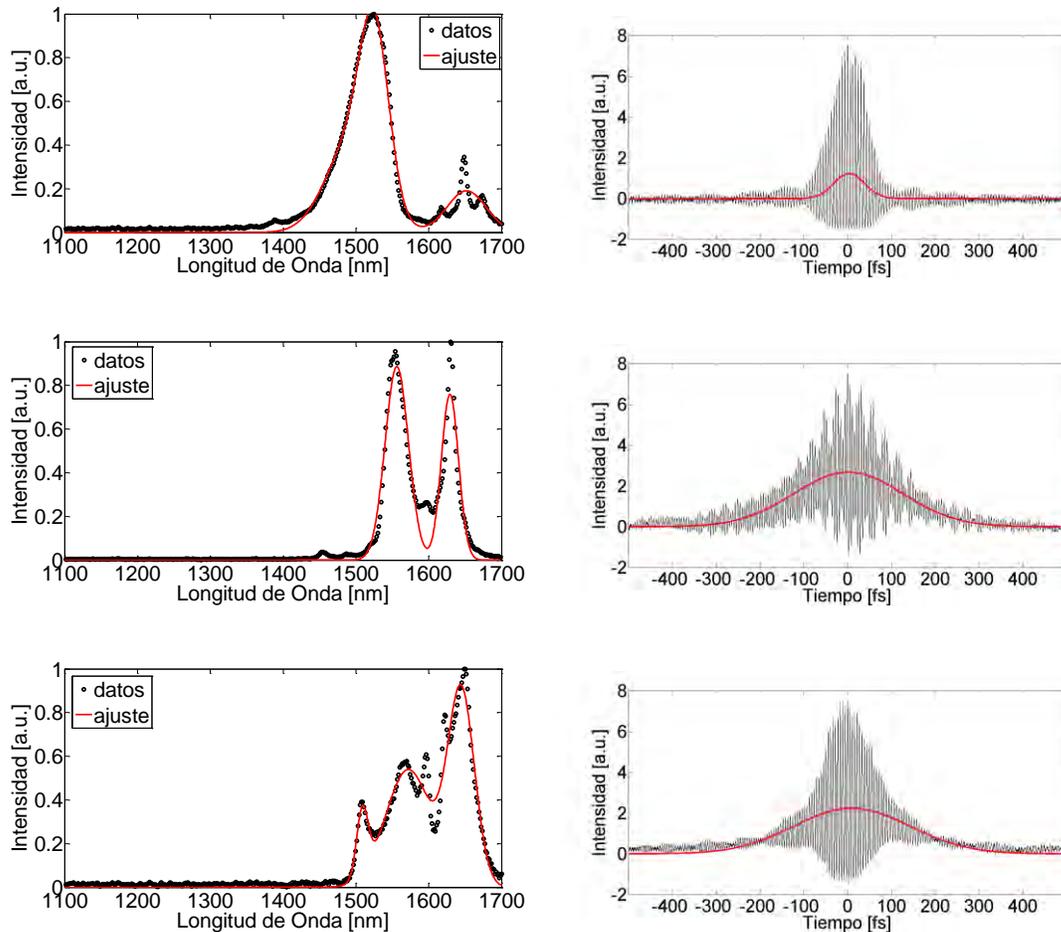


Figura 78. Degeneración de la señal.

De las gráficas anteriores se puede observar la transición del estado singly resonant fs-OPO al régimen degenerado. En el primer caso a) se observa como la autocorrelación presenta una serie de oscilaciones, la cual es característica cuando tienes múltiples pulsos, esto debe ser debido a que en la señal se mezclaba los pulsos de la señal y los del acompañante. En la gráfica b) se muestra como el espectro aparecen traslapados los espectros de la señal y del acompañante, sin embargo, la autocorrelación se presenta con una modulación, esto indica que los pulsos se encuentran muy juntos, pero la señal y el acompañante aún son pulsos independientes, en el caso c) se observa un espectro completamente indistinguible así como la autocorrelación típica de un solo pulso, con lo cual podemos suponer que se encuentra

el fs-OPO en el régimen degenerando. En este caso el ancho espectral es de casi 120nm, y una potencia de salida de 220mW obtenidos con un 850mW @808nm con un ancho espectral de 25nm correspondientes a 38.4fs.

A continuación, se presentan un par de espectros generados con la configuración DPC:

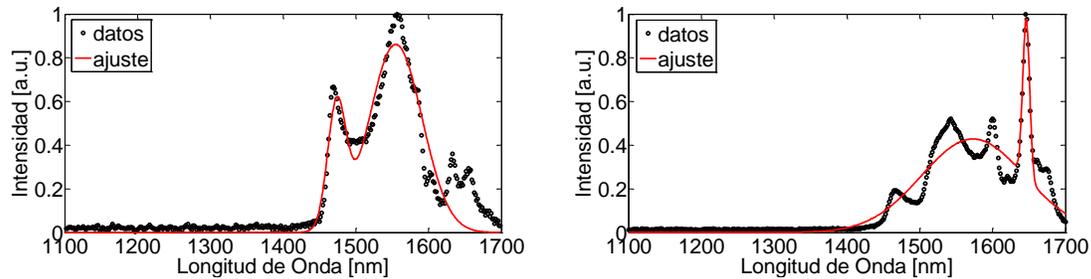


Figura 79. Espectros generados con el fs-OPO en el régimen degenerado.

Las gráficas anteriores fueron corresponden a: Izquierda; un pulso centrado en 1580nm con un ancho espectral de 95nm correspondiente a 38.6fs en el límite de Fourier. Derecha; un pulso centrado en 1585nm con un ancho espectral de 140nm correspondiente a 26.4fs en el límite de Fourier.

4.5 Conclusiones

En este capítulo se presentó la instrumentación de tres configuraciones de cavidad tipo anillo de un Oscilador Óptico Paramétrico de femtosegundos, cada una de las configuraciones fueron analizadas utilizando como medio de comparación el parámetro de eficiencia V_{eff} . Con la utilización de este parámetro se logó aumentar la eficiencia del sistema en un 10%. El fs-OPO produce pulsos en un intervalo de sintonía entre 1.1 μ m -1.6 μ m para la señal y 1.6 μ m -2.9 μ m para el acompañante.

Con la configuración DPC el astigmatismo no puede ser compensado, sin embargo, la eficiencia del sistema aumenta debido a la mejora en el acople de los modos y a la mejoría en el enfoque, además esta cavidad es menos susceptible a errores de alineación del has de enfoque debido a que se reducen la cantidad de óptica.

Se logró una eficiencia máxima de conversión de 35%, para la señal, correspondiente a una potencia promedio de 260mW \pm 5mW, así como la capacidad de generar pulsos con un ancho espectral de 50nm \pm 1nm correspondientes a 42fs \pm 4fs en LFT. Además, se logró obtener una potencia umbral de bombeo de 146mW, lo cual corresponde a una potencia pico por longitud del cristal de 0.25mW/mm, la cual es el valor mínimo hasta ahora reportado [2]. Con la configuración DPC-S se pudo aprovechar el acompañante, obteniendo una potencia de 210mW para la señal y 85mW para el acompañante.

Se observó un ensanchamiento de la señal, producido por automodulación de fase dentro del cristal obteniendo anchos espectrales de 120nm. Además, el fs-OPO tiene la capacidad de funcionar en el régimen degenerando generando pulsos con un ancho espectral de 200nm @1600nm.

Debido a que el fs-OPO utiliza un cristal no lineal de 0.5mm de longitud y se realizó un experimento para la compensación de la GVD intracavidad, con lo cual se observó un ensanchamiento máximo del espectro de la señal de 80nm.

En la siguiente tabla se presenta una comparación de las potencias experimentales de salida y potencia umbral entre las configuraciones de cavidad SFC, TFC y DPC.

Tabla 12. Resultados experimentales para las anteriores cavidades.

Configuración de cavidad	SFC	SFC-M	SFC-GDD	TFC	DPC	DPC-S	Fs-OPO degenerado
Potencia de bombeo [mW]	800	800	930	800	900	850	900
Potencia de salida [mW]	115	100	80	60	300	210 85	220
Potencia umbral [mW]	440	---	518	615	142	220	---
Ancho espectral [nm]	72 140*	88	48	33	69 120*	106	200
Ancho temporal [fs] (BL)							
Ancho temporal Medido [fs]	88	92	75	130	89	85	150

*Observados con SPM

Finalmente, para comparar la eficiencia alcanzada y otros parámetros como el ancho del pulso, la potencia de salida y el umbral de energía del pulso, en la siguiente tabla se presentan el estado del arte de alta eficiencia, bajo umbral para longitudes de cristal de PPLN comparable en fs-OPO, logrados a partir de otros grupos de investigación.

Tabla 13. Estado del arte de la eficiencia de los fs-OPO.

Autor	Grupo	Ancho temporal [fs]	Potencia de bombeo [mW] Tasa de repetición [MHz]	Longitud del cristal [mm]	Potencia de la señal [mW] Eficiencia [%]	Potencia umbral [mW]	$C_{p,th}$ ** [nJ/mm]
Samuel T. Wong [38] (2008)	Stanford University, USA	70	900 ^a 80	1	250 32	140	7.00
Karl A. Tillman [1] (2003)	Heriot-Watt University, UK	900	780 ^a 104	20 ^c	257 35	14.4* 50.0	11.08* 38.46
Marc Jankowski [39] (2017)	Stanford University, USA	50	950 ^b 250	1	437 46	175	2.80
Esta Tesis (2018)	UNAM, Mexico	50	930 ^a 135	0.5	260 35	142	2.10

^a Ti:Sapphire laser, ^b Yb-fiber laser @1045 nm, ^c AKTiOPO₄, *El espejo de acople fue remplazado por un HR.

**asumiendo la misma sección transversal.

Bibliografía

1. Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Third Edition, Academic Press, Inc. Orlando, USA (2008).
2. Karl A. Tillman, Derryck T. Reid, David Artigas, Jonas Hellström, Valdas Pasiskevicius, and Frederik Laurell, "Low-threshold, high-repetition-frequency femtosecond optical parametric oscillator based on chirped-pulse frequency conversion," *J. Opt. Soc. Am. B*, 20, 1309-1316 (2003).
3. L. Xu, D. Shepherd, D. J. Richardson, and J. H. Price, "Idler-Resonant Femtosecond Optical Parametric Oscillator with High Mid-Infra-Red Beam Quality," in *CLEO: 2014, OSA Technical Digest* (online) (Optical Society of America, 2014), paper SM11.2.
4. Xuan Luo, Jean-Claude Diels and Ladan Arissian, Self-stabilization of an Intracavity Pumped fs Optical Parametric Oscillator, *CLEO '14, USA*, 2014-06-08 - 2014-06-13
5. Tobias Steinle, Florian Mörz, Andy Steinmann, and Harald Giessen, "Ultra-stable high average power femtosecond laser system tunable from 1.33 to 20 μm ," *Opt. Lett.* 41, 4863-4866 (2016).
6. Liang Xu, Xin Zhong, Jiangfeng Zhu, Hainian Han, and Zhiyi Wei, "Efficient femtosecond optical parametric oscillator with dual-wavelength operation," *Opt. Lett.* 37, 1436-1438 (2012).
7. A. Esteban-Martin, O. Kokabee, and M. Ebrahim-Zadeh, "Efficient, high-repetition-rate, femtosecond optical parametric oscillator tunable in the red," *Opt. Lett.* 33, 2650-2652 (2008).
8. R. A. McCracken and D. T. Reid, "4.3-cycle Near-Infrared Pulses from a Degenerate 1-GHz Optical Parametric Oscillator," in *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest* (2016) (Optical Society of America, 2016), paper STh1P.4.
9. S. Chaitanya Kumar, Junxiong Wei, J. Debray, Vincent Kemlin, B. Boulanger, Hideki Ishizuki, T. Taira, and M. Ebrahim-Zadeh, "High-power, widely tunable, room-temperature picosecond optical parametric oscillator based on cylindrical 5% MgO:PPLN," *Opt. Lett.* 40, 3897-3900 (2015).
10. K. C. Burr, C. L. Tang, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate". *Appl. Phys. Lett.* 70, 3341-3343, (1997).
11. S. D. Butterworth, P. G. R. Smith, and D. C. Hanna, "Picosecond Ti:sapphire-pumped optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO₃," *Opt. Lett.* 22, 618-620 (1997).
12. M. V. O'Connor, M. A. Watson, D. P. Shepherd, D. C. Hanna, J. H. V. Price, A. Malinowski, J. Nilsson, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, and L. Lefort, "Synchronously pumped optical parametric oscillator driven by a femtosecond mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.* 27, 1052-1054 (2002).
13. L. Lefort, K. Puech, S. D. Butterworth, G. W. Ross, P. G. R. Smith, D. C. Hanna, and D. H. Jundt, "Efficient, low-threshold synchronously-pumped parametric oscillation in periodically-poled lithium niobate over the 1.3mm to 5.3mm range". *Optics Communications*, 152(1-3): p. 55- 58, (1998).
14. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Ti-Sapphire Laser". *Optics Letters*, 16(1): p. 42-44, (1991).
15. J. M. Evans, D. E. Spence, W. Sibbett, B. H. T. Chai, and A. Miller, "50-fs Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Cr:LiSrAlF₆ Laser". *Opt. Lett.*, 1992. 17(20): p. 1447-1449.
16. V. P. Yanovsky, F. W. Wise, A. Cassanho, and H. P. Jenssen, "Kerr-Lens Mode-Locked Diode-Pumped Cr:LiSGAF Laser". *Optics Letters*, 20(11): p. 1304-1306. (1995).

17. A. Sennaroglu, C. R. Pollock, and H. Nathel, "Continuous-Wave Self-Mode-Locked Operation of a Femtosecond Cr⁴⁺:YAG Laser". *Optics Letters*, 19(6): p. 390-392. (1994).
18. I. N. Duling, "Subpicosecond All-Fiber Erbium Laser". *Electronics Letters*, 27(6): p. 544-545. (1991).
19. N. Coluccelli, G. Galzerano, L. Bonelli, A. Di Lieto, M. Tonelli, and P. Laporta, "Diode-pumped passively mode-locked Yb:YLF laser", Vol. 16, No. 5 / *Opt. Exp.* 2922, (2008).
20. Mario Mangold, Valentin J. Wittwer, Christian A. Zaugg, Sandro M. Link, Matthias Golling, Bauke W. Tilma, and Ursula Keller, "Femtosecond pulses from a modelocked integrated external-cavity surface emitting laser (MIXSEL)" *Optics Express*, Vol. 21, Issue 21, pp. 24904-24911, (2013)
21. Antonio Agnesi, Alessandro Greborio, Federico Pirzio, Elena Ugolotti, Giancarlo Reali, Sun Young Choi, Fabian Rotermund, Uwe Griebner, and Valentin Petrov, "Femtosecond Nd:Glass Lasers Pumped by Single-Mode Laser Diodes and Mode Locked With Carbon Nanotube or Semiconductor Saturable Absorber Mirrors", *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. 18, NO. 1, (2012).
22. A. A. Lagatsky, C. T. A. Brown, W. Sibbett, "Highly efficient and low threshold diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser", Vol. 12, No. 17 / *OPTICS EXPRESS* 3928, (2014)
23. S. Ricaud, A. Jaffres, K. Wentsch, A. Sukanuma, B. Viana, P. Loiseau, B. Weichlet, "Yb:CALGO thin-disk femtosecond oscillator", *IEEE*, 978-1-4799-0594-2/13/ (2013).
24. M. Jankowski, A. Marandi, C. Phillips, R. Hamerly, K. Ingold, R. Byer, and M. M. Fejer, "Femtosecond Temporal Simulton Formation in Optical Parametric Oscillators," in *Nonlinear Optics*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2017), paper NTu1B.3.
25. *Handbook of Nonlinear Optics*, Richard L. Sutherland, Marcel Dekker inc, New York, (2003).
26. *Nonlinear Optics (Third Edition)*, edited by Robert W. Boyd, Academic Press, Burlington, (2008).
27. S. Guha, Fei-Jain Wu and J. Falk, "The effects of focusing on parametric oscillation," in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, no. 5, pp. 907-912, (1982).
28. J. E. Bjorkholm, "Some effects of spatially nonuniform pumping in pulsed optical parametric oscillators", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-7, pp. 109-118 (1971).
29. Gustavo Castro-Olvera, Jesus Garduño-Mejía, Martha Rosete-Aguilar, Carlos J. Roman-Moreno, "Mode coupling enhancement by astigmatism compensation in a femtosecond laser cavity," *Proc. SPIE 9950, Laser Beam Shaping XVII, 99500W* (2016).
30. O Gayer, Z Sacks, E Galun, A Arie, "Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃", *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 91, 343 (2008).
31. David E. Zelmon, David L. Small, and Dieter Jundt, "Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide-doped lithium niobate," *J. Opt. Soc. Am. B*, 14, 3319-3322 (1997).
32. D. T. Reid, J. M. Dudley, M. Ebrahimzadeh, and W. Sibbett, "Soliton formation in a femtosecond optical parametric oscillator," *Opt. Lett.* 19, 825-827 (1994).
33. Jianhua Chang, Chuang Zhang, Zaihong Tao, Yixian Ge, "Multiwavelength midinfrared difference frequency generation based on a uniform grating periodically poled lithium niobate," *Opt. Eng.* 52(9) 096107 (2013).
34. *An Introduction to Genetic Algorithms*, Mitchell Melanie. Cambridge, MA: MIT Press. ISBN 9780585030944. (1996)
35. J. Garduño-Mejia, M. Mohebi, and N. Jamsbi, "The role of cavity design in a bi-directional Kerr lens mode locked ring Ti:Sapphire laser," *Opt. Commun.* 207, 307-314 (2002).

36. J. Garduño-Mejía, M. Mohebi, N. Jamasbi, "Direction of propagation of the beam in a unidirectional Kerr lens mode locked Ti:Sapphire ring laser" *Optics Communications*, 171, 263–269 (1999).
37. Samuel T. Wong,* Tomas Plettner, Konstantin L. Vodopyanov, Karel Urbanek, "Self-phase-locked degenerate femtosecond optical parametric oscillator" *OPTICS LETTERS*, Vol. 33, No. 16 / August 15, (2008).
38. B. C. Collings, M. L. Mitchell, L. Boivin, and W. H. Knox, A 1021 channel WDM. system. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2000. 12(7): p. 906-908.
39. T. Yamamoto, K. R. Tamura, and M. Nakazawa, 1.28 Tbit/s-70-km OTDM femtosecond-pulse transmission using third- and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator. *Electronics and Communications in Japan Part I-Communications*, 2003. 86(3): p.68
40. L. Boivin, M. Wegmueller, M. C. Nuss, and W. H. Knox, 110 channels x 2.35 Gb/s from a single femtosecond laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1999. 11(4): p. 466-468.
41. M. Fermann, A. Galvanauskas, and G. Sucha, eds. *Ultrafast Lasers, Technology and Applications*. 2003, Marcel Dekker: New York, Basel.
42. W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, 2-Photon Laser Scanning Fluorescence Microscopy. *Science*, 1990. 248(4951): p. 73-76.
43. J. H. Strickler, W. Denk, and W. W. Webb, 2-Photon Excitation in Laser Scanning Microscopy. *Biophysical Journal*, 1990. 57(2): p. A374-A374.
44. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, Optical Coherence Tomography. *Science*, 1991. 254(5035): p. 1178-1181.
45. M. R. Hee, E. A. Swanson, D. Huang, J. A. Izatt, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, Optical Coherence Tomography. *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, 1992. 33(4): p. 722-722.
46. M. D. Perry, B. C. Stuart, P. S. Banks, M. D. Feit, V. Yanovsky, and A. M. Rubenchik, Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials. *Journal of Applied Physics*, 1999. 85(9): p. 6803-6810.
47. A. Luft, U. Franz, A. Emsermann, and J. Kaspar, A study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling. *Applied Physics A - Materials Science & Processing*, 1996. 63(2): p. 93-101.
48. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, 60-fsec Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Ti-Sapphire Laser. *Optics Letters*, 1991. 16(1): p. 42-44.
49. J. M. Evans, D. E. Spence, W. Sibbett, B. H. T. Chai, and A. Miller, 50-Fs Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Cr:LiSrAlF₆ Laser. *Optics Letters*, 1992. 17(20): p. 1447-1449.
50. V. P. Yanovsky, F. W. Wise, A. Cassanho, and H. P. Jenssen, Kerr-Lens Mode-Locked Diode-Pumped Cr:LiSGaF Laser. *Optics Letters*, 1995. 20(11): p. 1304-1306.
51. A. Seas, V. Petricevic, and R.R. Alfano, Generation of Sub-100-Fs Pulses from a CW Mode-Locked Chromium-Doped Forsterite Laser. *Optics Letters*, 1992. 17(13): p. 937-939.
52. A. Sennaroglu, C. R. Pollock, and H. Nathel, Generation of Tunable Femtosecond Pulses in the 1.21-1.27mm and 605-635nm Wavelength Region by Using a Regeneratively Initiated Self-Mode-Locked Cr:Forsterite Laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994. 30(8): p. 1851-1861.
53. A. Sennaroglu, C. R. Pollock, and H. Nathel, Continuous-Wave Self-Mode-Locked Operation of a Femtosecond Cr⁴⁺:YAG Laser. *Optics Letters*, 1994. 19(6): p. 390-392.

55. I. N. Duling, Subpicosecond All-Fiber Erbium Laser. *Electronics Letters*, 1991. 27(6): p. 544-545.
56. R. H. Page, K. I. Schaffers, L. D. DeLoach, G. D. Wilke, F. D. Patel, J. B. Tassano, S. A. Payne, W. F. Krupke, K. T. Chen, and A. Burger, Cr²⁺ doped zinc chalcogenides as efficient, widely tunable mid-infrared lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1997. 33(4): p. 609-619.
57. T. H. Maiman, Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby. *Physical review letters*, 1960. 4(11): p. 564-566.
58. A. L. Schawlow, and C.H. Townes, Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, 1958. 112(6): p. 1940-1949. 0 R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank . Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking, *Appl. Phys. Lett.* 38 (9),1 May 1981
59. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, 60-fsec Pulse Generation from a Self- Mode-Locked Ti- Sapphire Laser. *Optics Letters*, 1991. 16(1): p. 42-44.
60. J. M. Evans, D. E. Spence, W. Sibbett, B. H. T. Chai, and A. Miller, 50-Fs Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Cr:LiSrAlF₆ Laser. *Opt. Lett.*, 1992. 17(20): p. 1447-1449;
61. A. Miller, P. LiKamWa, B. H. T. Chai, and E. W Van Stryland., Generation of 150-fs tunable pulses in Cr:LiSrAlF₆, 17(3)*Opt. Lett.*, 1992
62. V. P. Yanovsky, F. W. Wise, A. Cassanho, and H. P. Jenssen, Kerr-Lens Mode- Locked Diode-Pumped Cr:LiSGAF Laser. *Optics Letters*, 1995. 20(11): p. 1304- 1306.
63. A. Seas, V. Petricevic, and R.R. Alfano, Generation of Sub-100-Fs Pulses from a CW Mode-Locked Chromium-Doped Forsterite Laser. *Optics Letters*, 1992. 17(13): p. 937-939.
- 64.
65. A. Sennaroglu, C. R. Pollock, and H. Nathel, Continuous-Wave Self-Mode- Locked Operation of a Femtosecond Cr⁴⁺:YAG Laser. *Optics Letters*, 1994. 19(6): p. 390-392.
66. I. N. Duling, Subpicosecond All-Fiber Erbium Laser. *Electronics Letters*, 1991. 27(6): p. 544-545.
67. R. H. Page, K. I. Schaffers, L. D. DeLoach, G. D. Wilke, F. D. Patel, J. B.
68. Tassano, S. A. Payne, W. F. Krupke, K. T. Chen, and A. Burger, Cr²⁺ doped zinc chalcogenides as efficient, widely tunable mid-infrared lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1997. 33(4): p. 609-619.
69. N. Coluccelli, G. Galzerano, L. Bonelli, A. Di Lieto, M. Tonelli, and P. Laporta, Diode-pumped passively mode-locked Yb:YLF laser, 2008 / Vol. 16, No. 5 / *Opt. Exp.* 2922
70. Mario Mangold, Valentin J. Wittwer, Christian A. Zaugg, Sandro M. Link, Matthias Golling, Bauke W. Tilma, and Ursula Keller, Femtosecond pulses from a modelocked integrated external-cavity surface emitting laser (MIXSEL) *Optics Express*, Vol. 21, Issue 21, pp. 24904-24911, 2013
71. Antonio Agnesi, Alessandro Greborio, Federico Pirzio, Elena Ugolotti, Giancarlo Reali, Sun Young Choi, Fabian Rotermund, Uwe Griebner, and Valentin Petrov, Femtosecond Nd:Glass Lasers Pumped by Single-Mode Laser Diodes and Mode Locked With Carbon Nanotube or Semiconductor Saturable Absorber Mirrors, *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. 18, NO. 1, 2012
72. A. A. Lagatsky, C. T. A. Brown, W. Sibbett, Highly efficient and low threshold diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser, Vol. 12, No. 17 / *OPTICS EXPRESS* 3928 , 2014
73. S. Ricaud, A. Jaffres, K. Wentsch, A. Suganuma, B. Viana, P. Loiseau, B. Weichlet, "Yb:CALGO thin-disk femtosecond oscillator", *IEEE* , 978-1- 4799-0594-2/13/ 2013
74. W. H Lousiell, *Coupled Mode and Parametric Electronics*. 1960, New York: Wiley.
75. 22. J. A. Giordmaine, and R.C. Miller, Tuneable Coherent Parametric Oscillation In LiNbO₃ at Optical Frequencies. *Physical Review Letters*, 1965. 14(24): p. 973-976.

76. D. C. Edelstein, E. S. Wachman, and C.L. Tang, Broadly Tunable High Repetition Rate Femtosecond Optical Parametric Oscillator. *Applied Physics Letters*, 1989. 54(18): p. 1728-1730.
77. W. S. Pelouch, P. E. Powers, and C.L. Tang, Ti-Sapphire-Pumped, High-Repetition-Rate Femtosecond Optical Parametric Oscillator. *Optics Letters*, 1992. 17(15): p. 1070-1072.
78. P. E. Powers, C. L. Tang, and L.K. Cheng, High-Repetition-Rate Femtosecond Optical Parametric Oscillator Based on RbTiOAsO₄. *Optics Letters*, 1994. 19(18): p. 1439-1441.
79. P. E. Powers, C. L. Tang, and L.K. Cheng, High-Repetition-Rate Femtosecond Optical Parametric Oscillator Based on CsTiOAsO₄. *Optics Letters*, 1994. 19(1): p. 37-39.
80. P. E. Powers, S. Ramakrishna, C. L. Tang, and L. K. Cheng, Optical Parametric Oscillation With KTiOAsO₄. *Optics Letters*, 1993. 18(14): p. 1171-1173.
81. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan, Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. *Physical Review A*, 1962. 127(6): p. 1918-1939.
82. M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, 1st-Order Quasi-Phase Matched LiNbO₃ Wave-Guide Periodically Poled by Applying an External-Field for Efficient Blue 2nd-Harmonic Generation. *Applied Physics Letters*, 1993. 62(5): p. 435-436.
83. K. C. Burr, C. L. Tang, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 1997. 70(25): p. 3341-3343.
84. J. D. Bierlein, and H. Van Herzeele, Potassium Titanyl Phosphate - Properties and New Applications. *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 1989. 6(4): p. 622-633.
85. T. Kartaloglu, K. G. Koprulu, O. Aytur, M. Sundheimer, and W. P. Risk, Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO₄. *Optics Letters*, 1998. 23(1): p. 61-63.
86. L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, and W. R. Bosenberg, Multigrating quasiphasematched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO₃. *Optics Letters*, 1996. 21(8): p. 591-593.
87. M. A. Arbore, A. Galvanauskas, D. Harter, M. H. Chou, and M. M. Fejer, Engineerable compression of ultrashort pulses by use of second-harmonic generation in chirped-period-poled lithium niobate. *Optics Letters*, 1997. 22(17): p. 1341-1343.
88. M. A. Arbore, O. Marco, and M. M. Fejer, Pulse compression during second-harmonic generation in aperiodic quasi-phase-matching gratings. *Optics Letters*, 1997. 22(12): p. 865-867.
89. P. Loza-Alvarez, D. T. Reid, P. Faller, M. Ebrahimzadeh, and W. Sibbett, Simultaneous secondharmonic generation and femtosecond-pulse compression in aperiodically poled KTiOPO₄ with a RbTiOAsO₄- based optical parametric oscillator. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 1999. 16(9): p. 1553-1560.
90. T. Beddard, M. Ebrahimzadeh, T. D. Reid, and W. Sibbett, Five-optical-cycle pulse generation in the mid infrared from an optical parametric oscillator based on aperiodically poled lithium niobate. *Optics Letters*, 2000. 25(14): p. 1052-1054.
91. D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham, and A. Zalkin, Optical, Mechanical and Thermal Properties of Barium Borate. *Journal of Applied Physics*, 1987. 62: p. 1968-1983.
92. T. R. Zhang, H. R. Choo, and M. C. Downer, Phase and Group Velocity Matching for Second Harmonic Generation of Femtosecond Pulses. *Applied Optics*, 1990. 29: p. 3927-3933.

93. D. C. Edelstein, E. S. Wachman, and C. L. Tang, Broadly Tunable High Repetition Rate Femtosecond Optical Parametric Oscillator. *Applied Physics Letters*, 1989. 54(18): p. 1728-1730.
94. E. C. Cheung, and J. M. Liu, Theory of a Synchronously Pumped Optical Parametric Oscillator in Steady-State Operation. *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 1990. 7(8): p. 1385-1401.
95. S. Guha, F. J. Wu, and J. Falk, The Effects of Focusing on Parametric Oscillation. *Ieee Journal of Quantum Electronics*, 1982. 18(5): p. 907-912.
96. M. Dunn, and A.I. Ferguson, Coma Compensation in off-axis Laser Resonators. *Optical Communications*, 1977. 20: p. 214-219.
97. A. E. Siegman, Physical Properties of Gaussian Beams, in *Lasers*. 1986, University Science Books: Sausalito. p. 663- 665.
98. A. E. Siegman, *Lasers*. 1986, Sausalito: University Science Books.
99. J. Garduño- and Stephen R. Meech, “Stability analysis of non-symmetric femtosecond-cavity-dumped solid state oscillator” *Optics Communications*, 259, p 840, 2006.
100. “The role of cavity design in a bi-directional Kerr lens mode locked ring Ti:Sapphire laser”, *Optics Communications*, 207, p. 307, 2002.
101. M. Mohebi ,J. Garduno, N. Jamasbi, “Bidirectional action of a titanium sapphire ring laser with mode locking by a Kerr lens”, *Journal of Optical Technology*, 69, Issue 5,p 312, 2002.
102. J. Garduño, M., Nooshin Jamasbi, M. Mohebi, “Direction of propagation of the beam in a unidirectional Kerr Lens Mode Locked Ti:Sapphire ring laser”, *Optics Communications*, 171, p 263, 1999.
103. T. Beddard, W. Sibbett, D.T. Reid, J. Garduño, M. Mohebi and N. Jamasbi, “High average power, 1 MW peak power self-modelocked Ti:sapphire oscillator”. *Optics Letters*, 24 No 3, p. 163, 1999
104. J. Garduño-Mejía, A. Greenaway and D.T. Reid, “Designer femtosecond pulses using adaptive optics”, *Optics Express*, 11, p 2030, 2003
105. Antonio A. Rodriguez-Rosales, Omar G. Morales-Saavedra*, Carlos J. Roman and Roberto Ortega-Martinez. Variations of nonlinear refractive index in Dye-doped liquid crystals by local and nonlocal mechanisms. *Optical Materials*, Vol. 31, Issue: 2,, pp. 350-360, 2008.
106. Omar G. Morales-Saavedra*, Rosalba Castaneda, J. Ocotlan-Flores, Carlos Roman-Moreno, Roberto Ortega-Martinez and Gerhard Pelzl. Chlorine-substituted bent-core LC-based sonogel hybrid materials: synthesis and optical properties. *J. of Mol. Cryst. Liq. Cryst. Vol. 488*, pp. 56-73, 2008. DOI: 10.1080/15421400802240193.
107. J. A. Diaz-Ponce, O. G. Morales-Saavedra*, M. F. Beristain-Manterola, J. M. Hernandez-Alcantara and T. Ogawa. Effect of Metal Salts on the Optical Properties of Polydiacetylenes. *Journal of Luminescence*, Vol. 128, pp. 1431-1441, 2008, DOI: 10.1016/j.jlumin.2008.01.013.
108. Omar G. Morales-Saavedra*, Rosalba Castaneda, Jose G. Banuelos and MPD Carreon-Castro. Preparation of Fullerene (C60) Based SiO2 Sonogel Hybrid Composites: UV Laser Induced Photo-Polymerization, Morphological, and Optical Properties. *Journal Of Nanoscience and Nanotechnology*, JNN; Vol. 8, Issue: 7, pp. 3582-3594, JULY 2008. DOI: 10.1166/jnn.2008.161.
109. Omar G. Morales-Saavedra*, L. Castaneda, J. G. Banuelos and R. Ortega-Martinez. Morphological, optical and nonlinear optical properties of Fluorine-Indium doped zinc oxide thin films. *International Journal of Laser Physics*, Vol. 18, Issue: 3, pp. 283-291, 2008. DOI: 10.1134/S1054660X08030158.

110. Orozco Arellanes, M. J, Cudney R. S., Construcción y caracterización de un oscilador óptico paramétrico con nIovato de litio periódicamente polarizado, Rev. Mex. Fís., 47(5):460-466 (2001).
111. Orozco Arellanes, M. J, Cudney R. S., Indirectly-seeded optical parametric generation in periodically poled lithium niobate, Optics Express, 11:20-26 (2003).
112. O.V. Kolokoltsev, C.L. Ordoñez-Romero, N. Qureshi, R. Ortega-Martinez V. Grimalsky, "Optical characterization of thermal-stress induced by spin waves in thin-film ferrimagnetic structures", Solid State Communications 142 137 (2007).
113. C. L. Ordoñez-Romero, O. V. Kolokoltsev, V. Grimalsky, N. Qureshi, R. Ortega-Martinez, "Observation of Indirect Parallel Pumping of Magneto-Elastic Modes in Layered YIG/GGG Structures", Solid State Communications 141 33 (2006).

Apéndices

A. Pulsos Ultracortos

Un pulso ultracorto es un paquete de ondas electromagnéticas, con duración que va de unos cuantos femtosegundos hasta decenas de picosegundos, estos pulsos se logran producir mediante mecanismos puramente ópticos [8]. Una diferencia significativa entre un haz de luz coherente continuo y uno ultracorto, radica principalmente en que los primeros, producen una onda coherente continua de luz casi monocromática, mientras que los segundos generan un tren de pulsos coherentes de luz con un ancho de banda que van desde algunos cuantos nanómetros hasta centenas de nanómetros, eso trae como consecuencia que cuando un pulso se propaga en cualquier material, este modifica su forma debido a que cada frecuencia que compone el pulso viaja a una velocidad distinta en el medio.

En ocasiones es más sencillo trabajar el campo eléctrico en el dominio de las frecuencias, para lo cual se utiliza la transformada de Fourier en el dominio del tiempo, con lo cual obtenemos:

$$\mathcal{F}(E(t)) = \mathcal{E}(\omega) = \sqrt{S(\omega)}e^{-i\varphi(\omega)} \quad (\text{A1})$$

Donde:

$$S(\omega) = |\mathcal{E}(\omega)|^2 \quad (\text{A2})$$

$$\varphi(\omega) = -\arctan\left(\frac{\text{Im}[\mathcal{E}(\omega)]}{\text{Re}[\mathcal{E}(\omega)]}\right) \quad (\text{A3})$$

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

a. chirp temporal

El término que no depende del tiempo, ϕ_0 , es conocido como *Fase absoluta*, e indica la diferencia de fase que hay entre la onda portadora y la envolvente del pulso. Este término toma importancia, cuando los pulsos tienen un par de oscilaciones del campo electromagnético, es decir, anchos temporales menores a 10fs @ 800nm [6], ver Figura A1. Modificación del campo eléctrico para un pulso de 30fs (izquierda) y 5fs (derecha) @800nm, en función de diferentes fases absolutas. Figura A1.

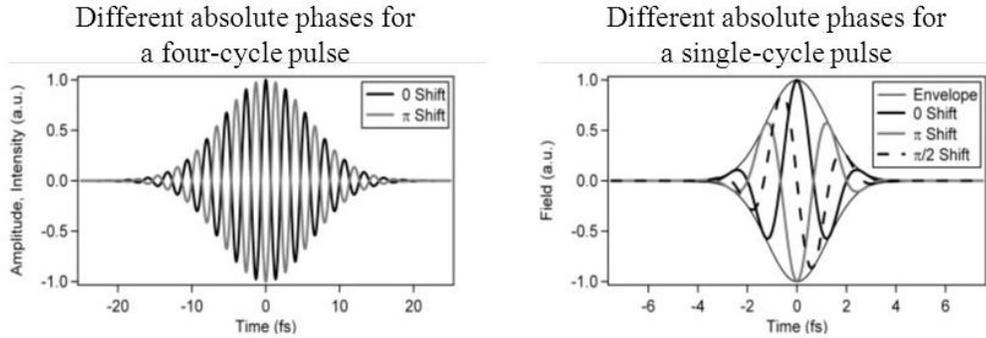


Figura A1. Modificación del campo eléctrico para un pulso de 30fs (izquierda) y 5fs (derecha) @800nm, en función de diferentes fases absolutas.

El primer término dependiente del tiempo $(t - t_0)\phi_1$, es conocido como *corrimiento de tiempo o frecuencia*, este término está relacionado con el retraso que tiene la frecuencia portadora del pulso al viajar en el medio material y al viajar en el vacío.

Entonces para el este término tenemos:

$$\omega_{inst}(t) = \frac{\partial}{\partial t} (t - t_0)\phi_1 = \phi_1 \quad (\text{A4})$$

Esto genera una variación constante de todas las frecuencias que conforman al pulso. Lo cual implica un retraso constante en todo el pulso.

$$\int_{-\infty}^{\infty} E(t - t_0)e^{-i\omega(t-t_0)\phi_1} dt = \mathcal{E}(\omega) e^{-i\omega t_0\phi_1} \quad (\text{A5})$$

El segundo término dependiente del tiempo $\frac{1}{2}(t - t_0)^2\phi_2$, introduce una variación cuadrática de la fase temporal con respecto al tiempo, y analizando la frecuencia instantánea tenemos:

$$\omega_{inst}(t) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (t - t_0)^2\phi_2 = (t - t_0)\phi_2 \quad (\text{A6})$$

Esto indica que la variación cuadrática en la fase temporal introduce una variación lineal en la frecuencia instantánea. Éste término también es conocido como *Chirp Lineal*. Al analizar el pulso en el dominio de las frecuencias, podemos considerar un pulso Gaussiano $\sqrt{I(t)} = Ae^{-\alpha t^2}$ con fase temporal cuadrática $\phi(t) = -\beta\omega_0 t^2$, entonces por (47) tenemos:

$$E(t) = Ae^{-\alpha t^2} e^{i\beta\omega_0 t^2} \quad (\text{A7})$$

Donde A , α y β son constantes positivas de normalización. Recordando (A1) entonces el dominio de las frecuencias es:

$$\mathcal{F}[E(t)] = \mathcal{E}(\omega) = B e^{i\gamma\omega^2} \quad (\text{A8})$$

Donde B es una constante positiva de normalización. Entonces de (A1) y (A8) tenemos que $\varphi(\omega) = i\gamma\omega^2$, por tanto una variación cuadrática en la fase temporal implica una fase cuadrática en la fase espectral, además dicha variación es de signo opuesto. Esta fase ϕ_2 puede ser positiva o negativa, en el caso en que la fase se positiva, las frecuencias más cortas (azules) se adelantaran con respecto a las más largas (rojas).

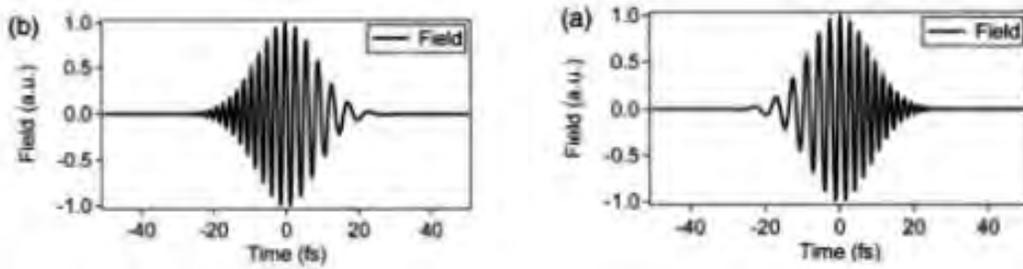


Figura A2. Modificación del campo eléctrico para un pulso con ϕ_2 negativo (izquierda) y ϕ_2 positivo (derecha).

El tercer término dependiente del tiempo $\frac{1}{3!}(t - t_0)^3 \phi_3$ introduce una variación cubica de la fase con respecto al tiempo y una variación cuadrática con respecto a la frecuencia instantánea $\omega_{inst} = \frac{1}{2}(t - t_0)^2 \phi_3$, por lo cual es conocido como *Chirp Cuadrático*, y ocasiona que la frecuencia central se adelante o atrase cada vez más con respecto a las frecuencias más lejanas que conforman el pulso.

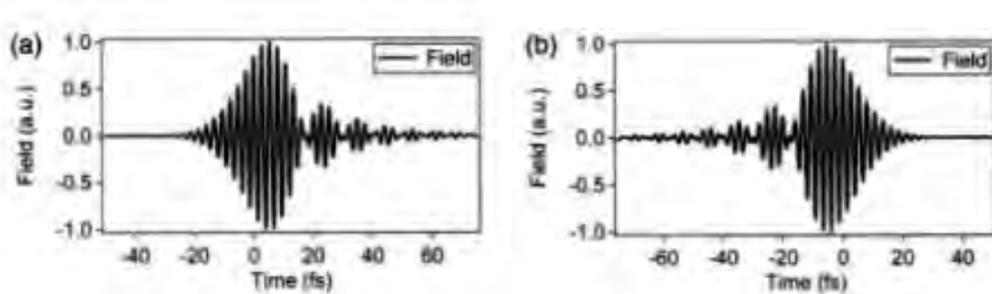


Figura A3. Modificación del campo eléctrico para un pulso con ϕ_3 negativo (izquierda) y ϕ_3 positivo (derecha).

De esta manera es posible analizar cada uno de los términos y conocer el efecto que tienen sobre el pulso. Cabe destacar que mientras mayor sea el término, éste introducirá formas cada vez más complejas en el pulso.

b. Generación de pulsos ultracortos

La generación de los pulsos ultracortos funciona básicamente por el acoplamiento de dos efectos: la automodulación de fase (SFM) y la compensación de la dispersión de grupo (GVD). En estos láseres, hay una competencia entre la emisión continua (CW) y la emisión pulsada (ML), de tal manera que el proceso de emisión pulsada comienza con la emisión en modo continuo del láser (CW). Para la elaboración de esta tesis se utilizó un láser de titanio zafiro como sistema de bombeo para el fs-OPO, cuyo funcionamiento se describe a continuación.

4.5.1 Laser de titanio zafiro

La operación de este láser comienza con una emisión continua (CW). Por otro lado, debido a la existencia de perturbaciones o ruido en el sistema, es posible que se generen picos de mayor intensidad que la emisión continua, si esta perturbación viaja alrededor de la cavidad, hasta llegar al cristal de Ti:Zaf la elevada susceptibilidad de

3er orden $\chi^{(3)}$ del Ti:Zafiro, combinado con la alta intensidad del láser tiene como resultado un cambio en el índice de refracción del medio dado por:

$$n(I) = n_0 + n_{12}I \quad (\text{A9})$$

Donde

$$n_{12} = \frac{6\chi^{(3)}}{8\epsilon_0 c n_0} \quad (\text{A10})$$

Donde n_0 es el índice de refracción lineal del material y n_{12} es el coeficiente Kerr del cual depende únicamente las propiedades del material, para el Ti:Zaf el coeficiente es positivo. Por otro lado debido a que la luz del láser tiene un perfil Gaussiano, la parte central del haz experimenta un índice de refracción mayor que en los extremos. El resultado es entonces que el haz tiende a enfocarse en la dirección transversal, a medida que se propaga el haz por el cristal, este efecto es conocido como autoenfocamiento, ver Figura A4

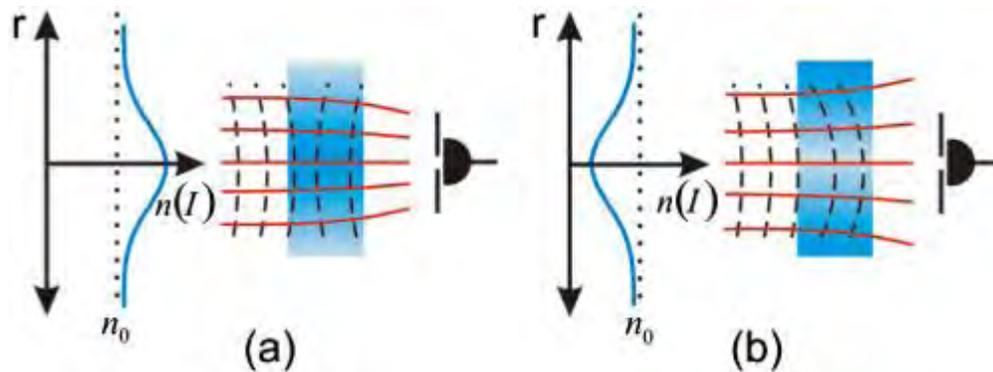


Figura A4. Autoenfocamiento por efecto Kerr Óptico. a) Índice kerr positivo, b) Índice kerr negativo

El efecto de autoenfocamiento será mayor para la perturbación en comparación del haz continuo. El efecto es reforzado progresivamente, mientras la perturbación atraviesa el cristal, esto generara una mayor saturación en el cristal, lo cual favorece la amplificación de estos picos, hasta el momento en que es suprimida la operación continua, como se ve en la Figura A5. Esto es conocido como modulación de ganancias por apertura suave.

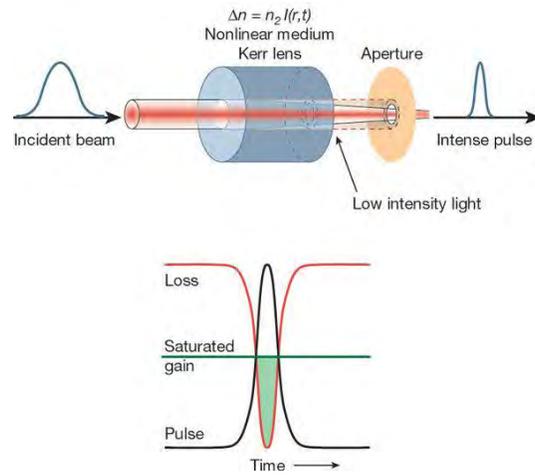


Figura A5. Modulación de ganancia por apertura suave.

Esto deja solamente que la perturbación se propague (pulso), iniciando así la operación pulsada. Por otro lado, si consideramos que el efecto Kerr Óptico es prácticamente instantáneo [], habrá una variación en el camino óptico dentro del material, $l_{co} = \Delta n (I)L$, lo cual produce un cambio de fase correspondiente a:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L n_{12} I(t)}{\lambda} \quad (A11)$$

Esta variación temporal produce un ensanchamiento espectral conocido como automodulación de fase (SFM).

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0 n_{12}}{2c} \chi^{(3)} \frac{\partial}{\partial t} I(t) \quad (\text{A12})$$

Debido a que este efecto sucede conforme el pulso atraviesa el cristal de ti:zaf, el cual es un material altamente dispersivo, se produce un desfase de las frecuencias que conforman el pulso, para compensar este desfase, es necesario introducir un compresor intracavidad, esto se puede generar con pares de prismas, rejilla de difracción o chirp mirrors. El arreglo experimental que se utiliza en el laser de ti:zaf que se utilizó para la elaboración de esta tesis consta de un arreglo de dos prismas, como se ve en la Figura A6.

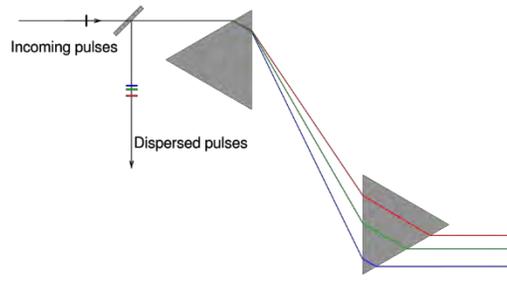


Figura A6. Compresor de dos prismas.

El compresor consiste en un arreglo de cuatro prismas dispersivos, estos prismas se diseñan de tal forma que deben ser colocados de tal manera que el ángulo de Brewster coincide con el ángulo de mínima desviación, de esta manera se minimizan las pérdidas. En este arreglo, es posible reemplazar los dos últimos prismas por un espejo plano. La dispersión total introducida por los prismas se calcula como:

$$D = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 l_{co}}{L d \lambda^2} \quad (\text{A13})$$

Donde l_{co} es la longitud de camino óptico, L es la distancia que recorre la luz. De esta manera la dispersión introducida por el cristal de ti:zaf es compensada por el arreglo de prismas, permitiendo así que se propague el pulso sin destruirse a través de toda la cavidad, formando así un tren de pulsos, cuyo tiempo de separación está determinado por:

$$\Delta t_{step} = \frac{2mL}{c}, m \in \mathbb{Z} \quad (\text{A14})$$

Este es el tiempo que el pulso tarda en recorrer la cavidad.

B. Aplicación del programa al laser de Ti:Za

Se mejoró el programa de análisis de la cavidad del láser de ti:zaf el con el cual se encontró la configuración necesaria para aumentar el acople de modos entre el haz laser y del de bombeo en el cristal. Este trabajo fue presentado en el “SPIE Optics + Photonics”, en San Diego, California.

Además se hizo un programa para encontrar el ángulo necesario del cristal para compensar el astigmatismo generado por los espejos, así como el ángulo de la lente de enfoque para obtener una mejor acople de modos en el cristal.

El Laser de Ti:Zaf se utiliza como laser de bombeo, este láser fue construido en el laboratorio, anteriormente el láser funcionaba con una potencia de salida de 200mW, bombeada con 5W @532nm y un ancho de banda de 20nm (correspondiente a 50 fs teóricamente), con una duración de 70fs medido con un autocorrelador de franjas, además el perfil de haz tenia astigmatismo.

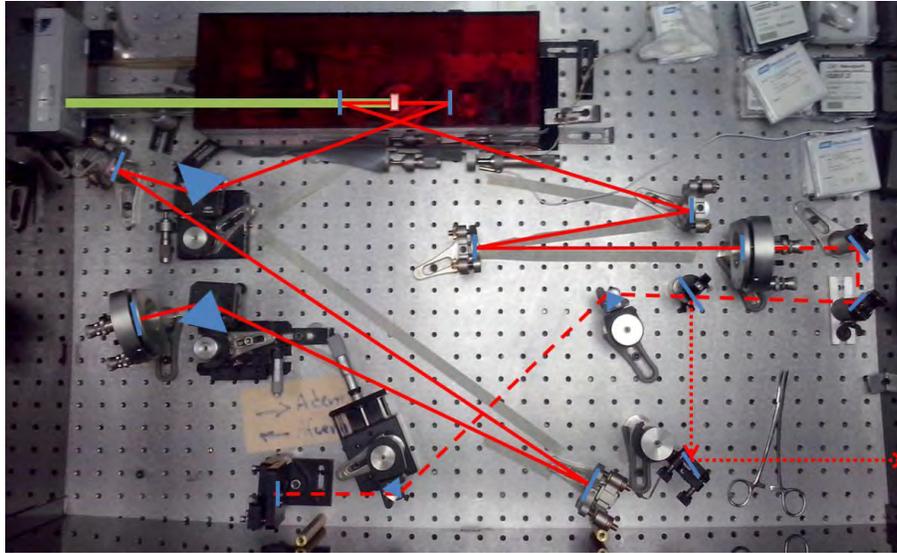


Figura A7. Fotografía de la cavidad previa del láser de Ti:Zaf, la línea continua indica la trayectoria del haz dentro de la cavidad, la línea punteada larga la trayectoria del haz en el compresor, y la línea punteada corta el haz de salida.

Al estudiar esta cavidad y en colaboración con el grupo de la Dra. Rosete se encontró la configuración ideal para la compensación del astigmatismo en el haz, así que, los valores obtenidos se introdujeron al programa y se obtuvo el ángulo $\varphi = 10.7^\circ$ necesario para compensar el astigmatismo del haz de bombeo en el cristal de Ti:Zaf.

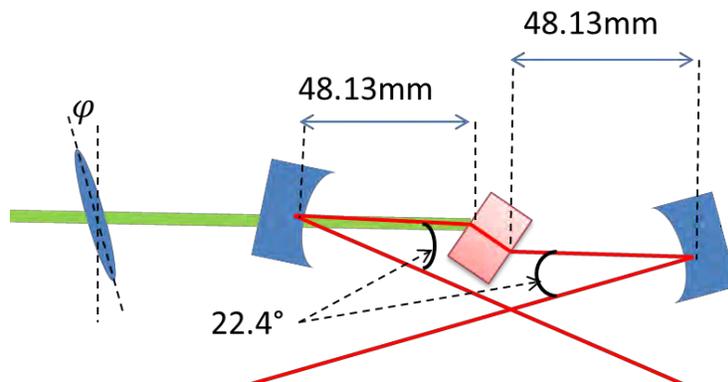


Figura A8. Diagrama de la configuración necesaria para compensar el astigmatismo en la has del láser de Ti:Zaf.

Finalmente se rearmó la cavidad colocando los elementos con los valores teóricos, logrando una potencia de salida de hasta 1W en CW y 800 mW en modo pulsado @810nm, bombeado con 5W @532nm (eficiencia de 20% y 16% respectivamente) y un ancho de banda de 50nm a FWHM (correspondiente a 20fs).

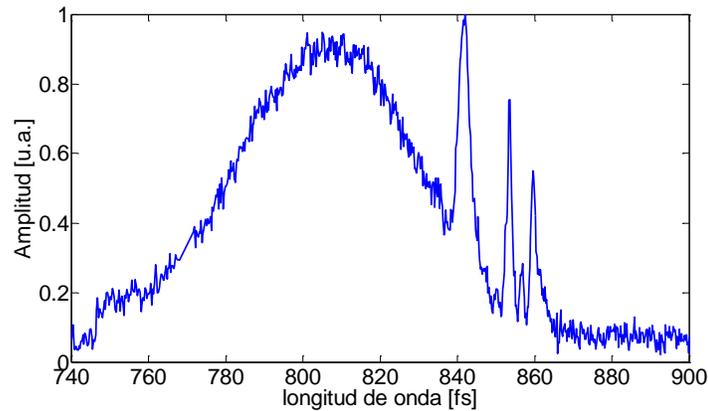


Figura A9.- Espectro de emisión en la zona de estabilidad.

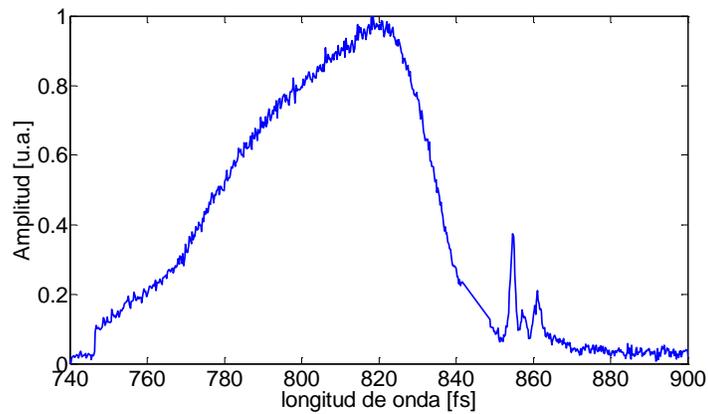


Figura A10. Espectro de emisión del láser de Ti:Zaf en la zona inestable.

Con estos resultados se comprueba la eficiencia y utilidad de los modelos numéricos que se están desarrollando para predecir y mejorar la eficiencia de operación por medio de la alineación y variación de parámetros geométricos.

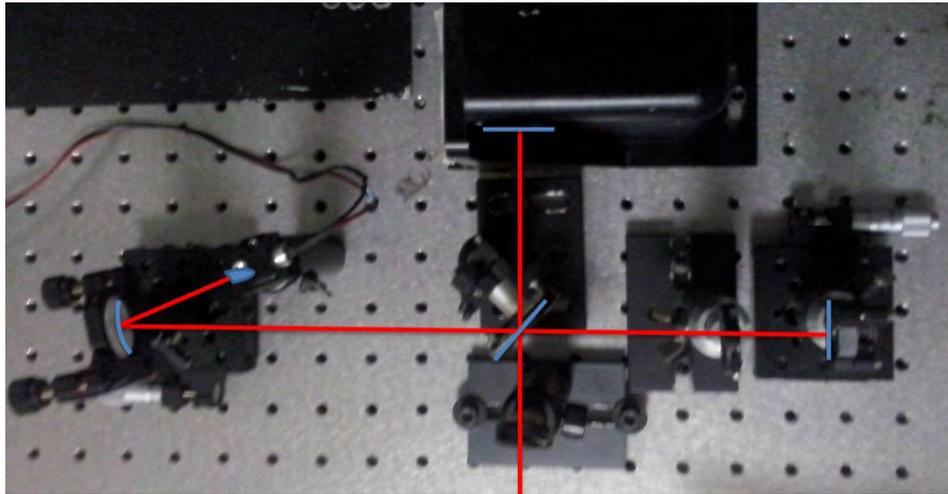


Figura A11. Fotografía del autocorrelador construido para la medición de los pulsos del Ti:Zaf.

Posteriormente se colocó un compresor externo (fig. 15) y se armó un autocorrelador de franjas (fig. 14) con lo cual se obtuvieron los siguientes resultados:

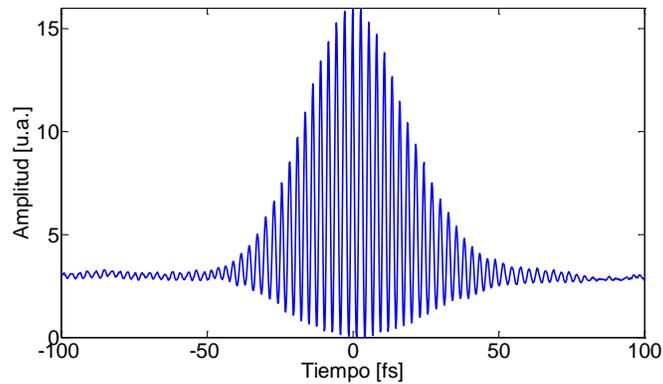


Figura A12. Autocorrelación correspondiente al espectro de la figura 13.

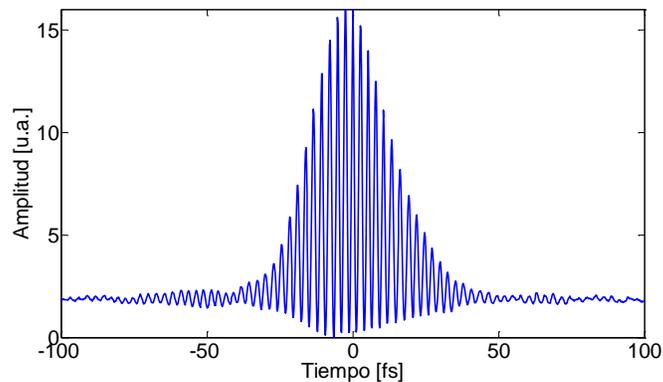


Figura A13. Autocorrelación correspondiente al espectro de la figura 14.

De las imágenes anteriores se observa un cambio en el ancho temporal (menos franjas), esto es debido a que la operación del láser puede cambiarse modificando la cantidad de dispersión introducida por los prismas, con lo cual cambia el ancho temporal, y con ello el espectro de emisión. En la imagen 15 la zona de emisión es la más estable (dura períodos de varias horas pulsando de la misma manera, hasta que eventualmente por el atrapamiento de polvo y su deposición en las superficies de los espejos baja la eficiencia), mientras que la imagen 16 se encontraba en una zona menos estable. Sin embargo el ancho temporal de la segunda imagen es de 20 fs contra 30fs del primer caso.

Por otro lado debido a las limitaciones físicas del compresor (tamaño de los prismas), el espectro se salía de los prismas, por lo que se decidió cambiar por prismas de N-SF10, haciendo el arreglo más compacto, y obteniendo a la salida del compresor una pérdida del 10%.

a. Modificación del láser de Bombeo

Para que el OPO funcione se requiere acoplar la tasa de repetición del sistema de bombeo con la del OPO, la tasa de repetición del laser de bombeo al inicio del semestre era de 54Hhz, lo cual indicaba una cavidad aproximada de 5.5m. Esto complicaba en gran medida el diseño y construcción de la cavidad del OPO ya que los espejos finales debían colocarse en los extremos de la mesa, además mientras mayor distancia entre espejos cualquier error de alineación se afecta en mayor medida. Por estas razones se decidió modificar la cavidad del laser de bombeo.

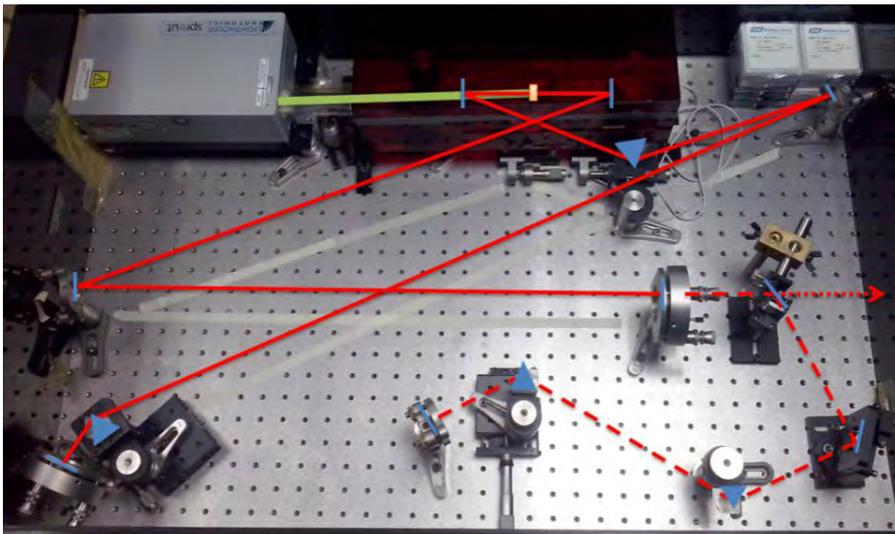


Figura A14. Fotografía de la cavidad anterior del láser de Ti:Zaf, la línea continua indica la trayectoria del haz dentro de la cavidad, la línea punteada larga la trayectoria del haz en el compresor, y la línea punteada corta el haz de salida.

Para poder disminuir drásticamente la cavidad del laser de bombeo se cambiaron los prismas de silicio por los SF-10, los cuales tienen una mayor dispersión por lo que la separación entre prismas disminuyo de 110cm a 30cm, obteniendo así una cavidad de 2.7m, ver figura A15.

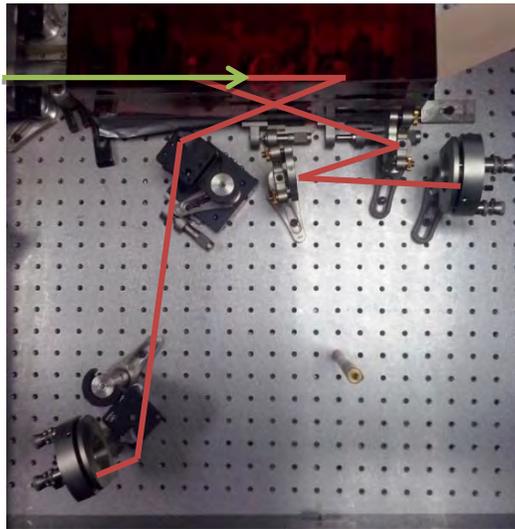


Figura A15. Fotografía de la cavidad actual del láser de Ti:Zaf.

b. Acople de modos Ti:zaf

Por otro lado y regresando al trabajo realizado en la cavidad del ti:zaf, modifiqué el programa que determina la posición de la lente de enfoque para evaluar la mejor configuración según el acople entre haces de bombeo y del ti:zaf dentro del cristal.

Este trabajo fue enviado al “SPIE Optics + Photonics 2016”, en San Diego, California.

El título del trabajo fue: “*Mode coupling enhancement by astigmatism compensation in a femtosecond laser cavity*”, y fue presentado en modalidad de poster y publicado el extenso en las memorias del congreso (*Proc. SPIE 9950, Laser Beam Shaping XVII, 99500W (September 27, 2016)*). Además por presentar este trabajo me dieron el “*Newport Research Excellence Awards*”.

En este trabajo simuló la propagación del haz de bombeo hasta llegar al cristal de ti:zaf así como el haz del ti:zaf dentro de la cavidad y partiendo de la configuración necesaria para obtener un haz de salida sin astigmatismo ver figura 8. El programa rota la lente de enfoque hasta obtener el máximo acople entre ambos haces dentro del cristal de ti:zaf, ver figura A16.

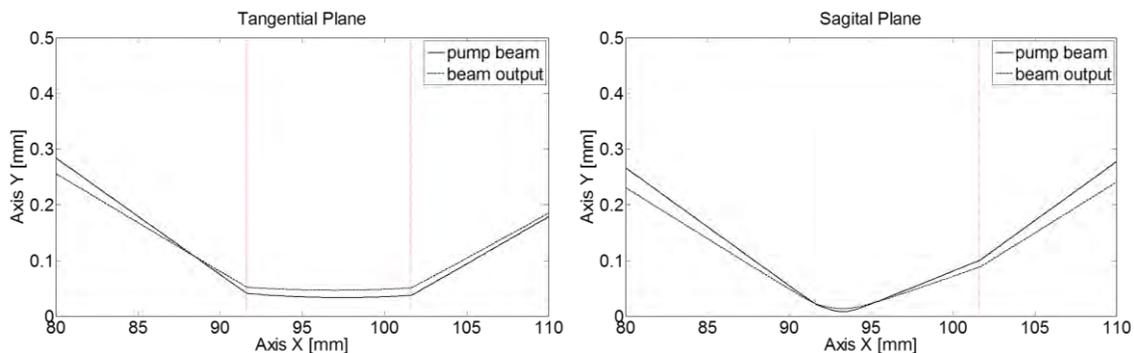


Figura A16. Acople de modos en el cristal de Ti:Zaf

Finalmente se determinó que el ángulo necesario para obtener el máximo acople de modos es de $\varphi = 9.1^\circ$ con lo cual se llega a un acople de 90.7% para el plano tangencia y 78.6% para el plano sagital.