

LASER DE PULSOS ULTRACORTOS PARA APLICACIÓN EN METROLOGÍA

Héctor A. Castillo M¹, Rosa M. Lima García², Rafael Quintero Torres²

¹Centro Nacional de Metrología, División de Metrología Dimensional
km, 4.5 carretera a los Cués, El Marqués, Querétaro, México C.P. 76246

²Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada, CFATA UNAM,
Circuito Universitarios S/N, Juriquilla Querétaro, C.P. 76230

Resumen: En el presente trabajo se describe el desarrollo de un láser de pulsos ultracortos con el medio de ganancia Cr:LiSAF, construido con una configuración en X. Los parámetros considerados para el diseño de la cavidad han sido descritos previamente y en este trabajo se reportan resultados de dos aplicaciones para el láser desarrollado; a) Caracterización de absorción e índice de refracción no lineal en CdTe, CS₂ y TiO₂ y b) ensanchamiento espectral por auto modulación en fibras micro estructuradas para uso en peines de frecuencia.

1. INTRODUCCIÓN

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

En la actualidad, algunos laboratorios de metrología primaria en el mundo realizan la medición absoluta de sus patrones de frecuencia óptica, usando sistemas desarrollados recientemente y comúnmente llamados peines de frecuencia. Estos sistemas están basados en láseres de pulsos ultracortos de estado sólido o fibra y emplean fenómenos no lineales como el amarre de modos Kerr Lens mode Locking (KLML) y auto modulación en fibra para cubrir un amplio espectro de frecuencias ópticas.

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

Los peines de frecuencia que operan en la actualidad incluyen generalmente un láser basado en Titanio Zafiro como medio activo, razón por la cual requieren de un láser de bombeo típico a 532 nm y de alta potencia (mayor a 5 watts). Sin embargo, se han reportado sistemas para generación de pulsos ultracortos con altas probabilidad de aplicación metrológica usando el material Cr:LiSAF. [1] Estos láseres Mode Locked Kerr Lens operan con bombeo óptico en 670 nm y potencia menor de 1 W, lo cual representa un ahorro considerable en tamaño, costo y potencia de la fuente de bombeo.

Los láseres basados en Cr:LiSAF tienen algunas características diferentes a los de Titanio zafiro, esencialmente están limitados en la potencia que pueden generar al operar en modo KLML. Por esta razón los esquemas de estabilización del peine pueden resultar más complejos que los usados para los láseres de titanio zafiro.

2. DESARROLLO

En este trabajo se presenta el desempeño y aplicaciones de un láser de pulsos ultracortos, el cual se desarrolló con el medio de ganancia Cr:LiSAF, con una cavidad de configuración en X mostrada en la figura 1. La cavidad fue bombeada por un solo extremo a través del espejo curvo M1, los espejos M1 y M2 tiene un radio de curvatura de -100 mm y el resto de los espejos son planos. Los parámetros considerados para el diseño del láser y la generación de pulsos cortos por medio de Kerr Lens mode Locking son descritos en las referencias [2-4].

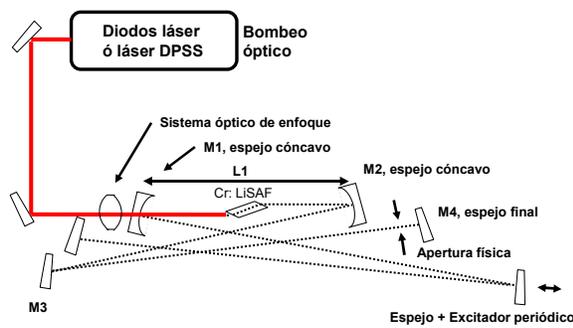


Figura 1. Láser de pulsos ultracortos Kerr Lens Mode Locking con medio de ganancia Cr:LiSAF

El comportamiento de un haz de pulsos ultracortos y un haz en modo continuo siguen esencialmente las mismas reglas de la óptica paraxial sin embargo los pulsos ultracortos son mas sensibles a perturbaciones inherentes a los materiales usados para su conducción por ejemplo lentes, películas de espejos, prismas dispersores, etc. razón por la cual se debe conocer la interacción entre pulsos cortos y materia, que es definida en gran medida por la dispersión del índice de refracción con la distribución espectral de los pulsos.

Específicamente para materiales “normales” la segunda derivada del índice de refracción con respecto a la longitud de onda es positiva y es la explicación a la dispersión de velocidad de grupo (GVD) que se presenta en todo el espectro visible; por esta razón, un pulso adquirirá un ensanchamiento temporal por dispersión al interactuar con un material o viajar a través de él. El valor de dispersión positiva obtenida para un solo paso por 7 mm de cristal de Cr:LiSAF es de 160 fs^2 usando los valores para el índice de refracción del aire calculados por Uemura et al [5].

La compensación de la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) dentro de la cavidad construida se realizó por medio de dos espejos de penetración variable (chirp mirrors), para obtener una dispersión negativa que compense la dispersión del cristal de Cr:LiSAF con ambos extremos en ángulo de Brewster y 7 mm de camino óptico con concentración de Cr del 0.8 %.

Para realizar una evaluación o medición temporal de los pulsos cortos generados por el láser, hay que considerar que los métodos usados no pueden estar basado en la velocidad de respuesta de detectores, ya que aun los mas rápidos se encuentran en el mejor de los casos, tres ordenes de magnitud en velocidad de respuesta por debajo del ancho del

pulso en femtosegundos. Por esta razón se deben utilizar los propios pulsos para la sincronización y medición de su amplitud y fase.

El dispositivo por excelencia para hacer interactuar dos fuentes de luz y apreciar sus fenómenos ondulatorios como interferencia, y modulación, es el interferómetro de Michelson, con el cual se pueden realizar mediciones de correlación y auto correlación de señales ópticas incluyendo pulsos.

El auto correlador mostrado en la Figura 5.1 fue construido con la finalidad de tener una herramienta para diagnóstico del láser de pulsos ultracortos y puede ser usado para la medición de auto correlación de intensidad de campo o bien interferométrica, de primer o segundo orden dependiendo de la velocidad del detector usado.

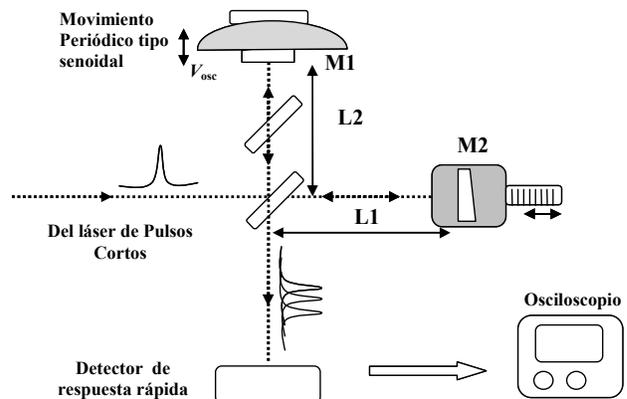


Figura 2. Esquema del auto correlador con interferómetro Michelson construido.

Aun cuando la medición de auto correlación de primer orden donde interactúa la intensidad lineal del campo, brinda información del ancho del pulso que es el parámetro de control principal para el láser, es deseable la medición interferométrica (donde las intensidades el campo dentro del pulso interfieren) para disponer de información de la dispersión y forma del pulso.

Algunas mediciones de auto correlación de intensidad se llevaron a cabo por medio de un osciloscopio conectado a un detector de silicio (foto diodo PIN) de 1 mm^2 de área con tiempo de respuesta menor a 10 ns y con un máximo de sensibilidad a 900 nm. También se verificó que aun con un detector de silicio de área grande (100 mm^2), la señal es observable con polarización inversa de

tensión eléctrica. Las mediciones obtenidas con estos fotodiodos no fueron muy relevantes comparadas con el resultado obtenido con la absorción de dos fotones usando diodos emisores de luz (LED's), lo que permitió la medición de auto correlación de segundo orden [7].

Las mejores respuestas se obtuvieron con LED's rojos de AlGaAs y GaP los cuales emiten por encima de 630 nm de la serie HLMP de Agilent, para los LED azul de GaN ó InGaN no se encontró buena respuesta.

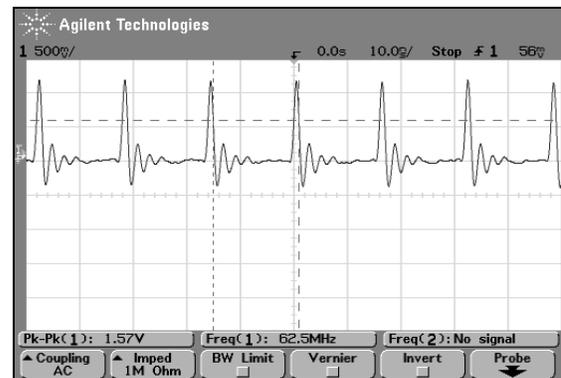
La generación de pares electrón hueco en los materiales semiconductores debido a la generación de segundo armónico en el material o a la absorción directa de dos fotones o ambos mecanismos actuando en conjunto, es responsables de la foto corriente medida en el osciloscopio a partir de la radiación a 850 nm doblada en frecuencia. La eficiencia de esta absorción cambia para las diferentes composiciones de los materiales y es función de la intensidad de la potencia pico que fue enfocada en el diodo con un objetivo de microscopio 10x; los diodos se operaron sin tensión de polarización.

El proceso de medición con el autocorrelador se realizó por medio del barrido con el tornillo micrométrico de la mesa que soporta al espejo M2 en uno de los brazos del autocorrelador, mientras el otro tiene un desplazamiento periódico a 60 Hz con amplitud arbitraria. La amplitud del barrido se ajusta de acuerdo al tiempo de barrido del osciloscopio a fin de poder capturar la señal del detector con la resolución adecuada.

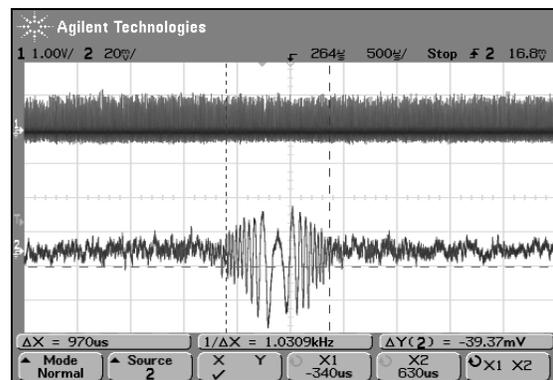
El movimiento periódico generado es del tipo sinusoidal de tal forma que la velocidad máxima se alcanza en el punto medio del desplazamiento y la velocidad cero en los extremos del movimiento. Si el empare de fase entre los brazos L1 y L2 se obtiene cercano al punto medio del desplazamiento, la correlación adquirida con el osciloscopio es de intensidad y es función de la velocidad instantánea en el punto adquirido. Si la correlación de los pulsos se realiza en los extremos del movimiento, la velocidad cercana a cero permite obtener una imagen de la correlación interferométrica. La forma de ambas imágenes dependen de la velocidad a la que fueron adquiridas que es directamente proporcional a la frecuencia de oscilación del excitador (bocina).

El desplazamiento medido corresponde al doble del ancho total del pulso. Si se desea una medición del ancho medio FWHM del pulso, se realiza el mismo procedimiento anterior midiendo en la posición de altura media del pulso. O bien se asume la forma del pulso como secante cuadrada (sech²) o gaussiana y se determina el ancho FWHM del pulso de acuerdo a estas formas.

Para el caso de un pulso calculado en 42 fs de ancho temporal como el mostrado en la figura 3, el desplazamiento medido en el tornillo micrométrico es de 25 μ m. Para una frecuencia de oscilación constante, el ancho temporal del pulso es medido únicamente como función de la velocidad de la luz y la longitud de barrido del micrómetro.



a) pulsos cortos monitoreados con un detector de avalancha en cualquier punto del láser,



b) detección con el autocorrelación de segundo orden.

Figura 3. Interferencia entre pulsos consecutivos en el autocorrelador.

Para 850 nm que corresponde a la frecuencia central del pulso mostrado, el número aproximado de oscilaciones de campo eléctrico es de 15 para el ancho completo de 42 fs, lo que se corrobora en la figura 3.

3. APLICACIONES DEL LÁSER

Una vez que el láser se caracterizó, se empleó en dos aplicaciones con requerimientos de pulsos ultracortos. Una de las aplicaciones, es la caracterización de materiales no lineales y en particular la medición de la absorción no lineal e índice de refracción no lineal, para lo cual es muy conveniente obtener alta potencia pico en los pulsos a la menor frecuencia de repetición posible a fin de evitar los efectos de calentamiento en las muestras.

La expresión mostrada en (1) relaciona la potencia pico P_p y la potencia promedio $\langle P \rangle$ del láser pulsado. Así mismo, para pulsos suficientemente cortos y frecuencia de repetición muy bajas la potencia pico es máxima y a la muestra se le excita con un pulso similar a una delta de Dirac mientras el resto del tiempo no hay energía transferida al material por lo que el experimento de excitación de la muestra se aproxima a un proceso adiabático.

$$P_p = \frac{\langle P \rangle}{\tau f_r} \quad (1)$$

donde τ es el ancho temporal del pulso en femtosegundos y f_r la frecuencia de repetición de los pulsos del láser.

Bajas frecuencias de repetición en un láser KLML implica cavidades resonantes muy largas con la consecuente dificultad en los intervalos de estabilidad del láser y obtención de pulsos cortos. Para cavidades largas, es necesario recurrir a múltiples reflexiones en un mismo espejo con el propósito de alargar lo más posible la cavidad lineal formada. Las pérdidas del láser debidas al número total de reflexiones en la cavidad aumentan, por lo cual es sumamente importante mantener los ángulos de incidencia muy cercanos a 0 grados (incidencia normal a la superficie del espejo).

Se construyeron y optimizaron cavidades lineales de 5 m para una frecuencia de repetición de aproximadamente 30 MHz (definida por la relación $c/2l$ con c la velocidad de la luz y l la longitud entre los extremos de la cavidad) con longitud total de trayecto del pulso intracavidad de aproximadamente 10 m.

Los espejos chirp modelos 10Q20UF.40 Newport usados en esta cavidad para el control de la dispersión GVD son particularmente ineficientes para incidencia fuera de la normal, las pérdidas para ángulos mayores a 5 grados aumentan

considerablemente, reduciendo la potencia intracavidad, por lo que es difícil obtener cavidades de menor frecuencia de repetición. La eficiencia del láser construido para estas mediciones fue moderada debido a las pérdidas de los espejos, obteniéndose una eficiencia de potencia del 11 % para la razón entre la potencia de salida/potencia de bombeo. La potencia de salida en el acoplador óptico se encuentra entre 60 mW y 90 mW con pulsos menores de 100 fs ajustados en ancho temporal por medio de la optimización (aumento o disminución) de la GVD negativa dentro de la cavidad.

Para los pulsos usados en las aplicaciones que se reportan, el ancho temporal medido fue de 70 fs, con un ancho espectral correspondiente de 35 nm. La frecuencia de repetición alcanzada fue de 31 MHz con 80 mW de potencia en KLML.

Los pulsos en el láser fueron iniciados por una vibración constante a baja frecuencia aplicada al espejo con excitador; el modo pulsado puede ser interrumpido a fin de operar el láser en modo CW y conservar la misma potencia promedio. Esta característica permite realizar mediciones con la técnica de Z-Scan usando pulsos ultracortos y referirlas a una medición con la misma potencia promedio sin pulsos [8].

Dos de los parámetros específicos que dan origen a fenómenos no lineales en materiales se han denominado índice de refracción no lineal (n_2) y absorción no lineal (β). Estos parámetros han sido medidos por múltiples técnicas, siendo el Z-scan una de las técnicas más comúnmente usada por su simplicidad y directa interpretación de los fenómenos y resultados.

La técnica de z-scan esta basada en la distorsión del perfil transversal de un haz gaussiano que es transmitido a través de un material con índice de refracción no lineal. La distorsión del perfil transversal del haz es función del valor del índice de refracción no lineal del material así como de su signo y el cambio en el perfil se determina por medio de la intensidad de luz transmitida a través de una apertura fija usada para discriminar la deformación del perfil del haz.

El fenómeno producido con esta técnica es muy similar al lente formado en el efecto Kerr óptico, de tal forma que un haz incidente es enfocado o desenfocado al aproximarse la muestra de material al punto focal del experimento de Z-scan. Si el

índice de refracción no lineal del material es negativo, el desplazamiento de la muestra al punto focal hará converger ligeramente el haz transmitido aumentando la intensidad de luz a través de la apertura fija que ha sido colocada en el eje de propagación del haz. Lo contrario sucede al avanzar la muestra delante de la posición focal, el haz será desenfocado ligeramente disminuyendo la transmitancia a través de la apertura. La descripción original de esta técnica así como los detalles de cálculo de los parámetros cuantitativos se puede encontrar en la referencia [9].

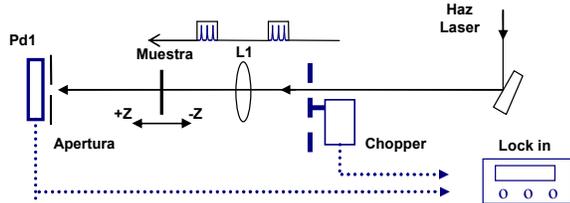


Figura 4 - Arreglo experimental utilizado para medir las propiedades no lineales de los materiales mediante la técnica de z-scan.

Las mediciones se realizaron de acuerdo al diagrama presentado en la figura 4. El haz láser fue enfocado por un lente esférico o esférico con una longitud focal de 13 mm y 25 mm respectivamente (L1). La muestra es analizada cerca del punto focal utilizando la variación de la fluencia óptica con el movimiento de la muestra a lo largo del eje óptico. La apertura se encuentra frente a Pd1 y ambos a una distancia de 40 cm sobre el eje óptico, la variación de intensidad en Pd1 es debida a la absorción no lineal y la refracción no lineal, mezclando los procesos rápidos y lentos de la respuesta de la muestra. Para aclarar la importancia de los efectos térmicos y electrónicos se realizaron diversas mediciones con el láser en modo pulsado KLML y en CW usando el chopper mecánico en diferentes ciclos de trabajo. En todos los casos la longitud de onda del láser fue ajustada a 850 nm.

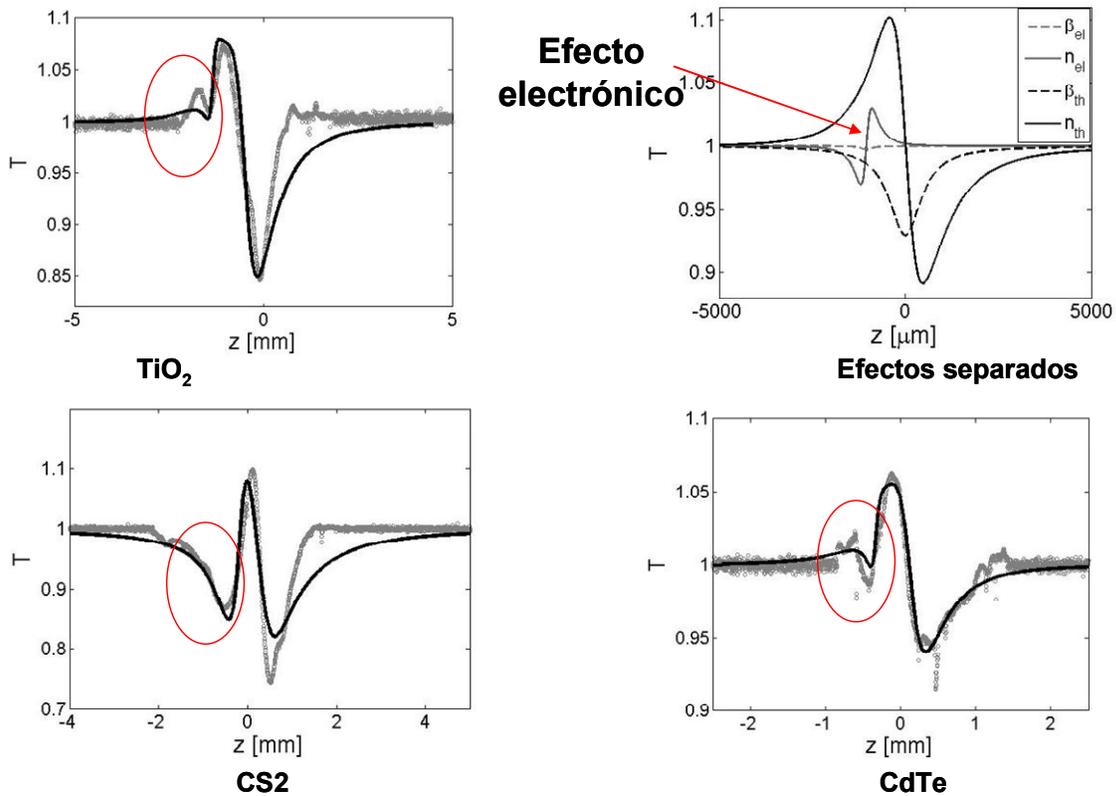


Figura 5. Mediciones de Z-scan para muestras de CdTe, CS₂ y TiO₂ coloidal. La superior derecha, muestra los efectos separados electrónicos (subíndice el) y térmicos (subíndice th), la absorción β y el índice de refracción n₂. La suma de todos estos efectos conforma la línea continua de las mediciones que fue ajustada a los datos experimentales [8]

La potencia promedio en el detector fue filtrada y adquirida con el amplificador Lock-In, referenciado a la frecuencia del chopper mecánico y sincronizado con el movimiento motorizado de la muestra a lo largo del eje óptico (distancia z). El ciclo de trabajo más adecuado en el chopper fue de 1/60 permitiendo reducir la componente térmica de la señal en esta relación, manteniendo constante la potencia pico del láser. El uso del amplificador lock-in y la alineación cuidadosa de las muestras disminuye el ruido con lo que se obtiene una reproducibilidad de las mediciones del 2 %.

Una caracterización detallada de un material no lineal requiere una alta potencia pico y láseres de muy baja frecuencia de repetición en el orden de Hz lo que implica una costosa infraestructura de láseres en el laboratorio, sin embargo con la disponibilidad actual de láseres de pulsos cortos de bajo costo en el régimen de femtosegundos es posible asistir en la caracterización no lineal de los materiales siguiendo la física de interacción de luz con la materia; identificando los diversos fenómenos involucrados como: corrimiento de la nube electrónica, orientación molecular, respuesta de grupos de moléculas al campo eléctrico, generación de portadores, efectos acústicos y efectos térmicos lineales. Evaluando la posible aportación de todos estos efectos a la respuesta no lineal del material se puede obtener una correlación como la mostrada en las mediciones realizadas, en donde se determina el umbral de respuesta para ciertos fenómenos y confirma que aun para 50 kW de potencia pico con frecuencia de repetición alta de 31 MHz se puede obtener la respuesta no lineal de CdTe, CS₂ y TiO₂, como se muestra en la figura 5.

En las mediciones realizadas se observa la traza de Z-scan clásica con los efectos electrónicos indicados con los círculos, el resto de la señal de la traza corresponde a los efectos térmicos que son esperados para las mediciones con frecuencia de repetición alta que transfieren temperatura a la muestra por la alta fluencia enfocada cerca del punto focal donde se realiza la medición. Los resultados cuantitativos y detalles del modelo empleado para la medición de CdTe, CS₂ y TiO₂ se pueden encontrar en la referencia [8]

La segunda aplicación ensayada para el láser es la generación de ensanchamiento espectral con fibras microestructuradas, con esta técnica se puede realizar la optimización de los pulsos cortos del láser midiendo el ensanchamiento máximo alcanzado para las diferentes compensaciones de dispersión

de GVD de la cavidad. La optimización del ensanchamiento espectral es importante para la construcción de peines de frecuencia aprovechando el amplio espectro producido por las fibras y aplicado a la calibración de láseres una vez caracterizado y controlado el peine de frecuencias.

La generación de luz blanca o amplio espectro por medio de auto modulación en la fibra microestructurada, depende principalmente de la potencia acoplada y del ancho de los pulsos ultracortos confinados dentro de ella [10]. El máximo ensanchamiento para los peines de frecuencia utilizados en metrología se obtiene utilizando fibras con núcleos de alrededor de 1 μm y potencia acoplada de 200 mW a 500 mW con pulsos de alrededor de 100 fs; si el ancho de pulso es reducido a la mitad se requerirá la mitad de la potencia acoplada. Las potencias de 200 mW a 500 mW acopladas en fibra únicamente se han logrado para láseres de KLML en Ti:zafiro y aun no hay reportes de potencia similares alcanzadas para láseres KLML de Cr:LiSAF.

El problema principal para obtener el ensanchamiento espectral por auto modulación en una fibra micro estructurada es el acoplamiento de la máxima potencia posible dentro de la fibra cuando la potencia del láser pulsado es limitada como es el caso del láser de Cr:LiSAF. El ensanchamiento espectral obtenido aun con potencias modestas en estos láseres ha mostrado la capacidad de generar peines de frecuencia en un intervalo que cubren los picos de emisión de 530 nm y 1060 nm [11], por lo que pueden aplicarse esquemas de doblado de frecuencia para la determinación del Offset común de los pulsos (*carrier envelop offset*, CEO) así como la medición de la frecuencia de repetición, parámetros con los cuales se completa adecuadamente un peine de frecuencias para realizar mediciones de frecuencia óptica absoluta.

Los peines de frecuencias generados con Cr:LiSAF pueden resultar menos atractivos que los basado en láseres de Ti:Za debido principalmente a la baja potencia promedio que se puede obtener en KLML, sin embargo pueden ser un valioso instrumento de medición para la comparación de frecuencias ópticas de láseres estabilizados utilizando un láser patrón a 633 nm lo que permitiría la medición diferencial por medio de batido de frecuencias de láseres en el visible como los HeNe a 543 nm y 594 nm, los cuales forman parte de interferómetros de bloque patrón en metrología dimensional.

Los métodos tradicionales para la calibración de los láseres patrón en metrología dimensional han sido los lambdómetros de alta exactitud, o láseres patrones estabilizados por espectroscopia saturada específicamente a la longitud de onda que se desea calibrar. Sin embargo las mediciones diferenciales usando un láser a 633 nm como referencia y un peine de frecuencia de bajo costo no estabilizado basado en un láser de pulsos ultracortos de Cr:LiSAF, es una posible aplicación de interés

El espectro ensanchado obtenido con el láser construido acoplado a una fibra micro estructurada de 1.7 μm de diámetro de núcleo, cubre desde el amarillo intenso al infrarrojo cercano 590 nm a 940 nm y fue el máximo ensanchamiento obtenido con el aumento de dispersión negativa, con lo que se puede concluir que la compensación óptima de la dispersión de velocidad de grupo (GVD) para el cristal de Cr:LiSAF de 7 mm y 0,8% de Cr se obtiene con 3.5 incidencias en los espejos de penetración variable usados de acuerdo con los datos mostrados en la figura 6.

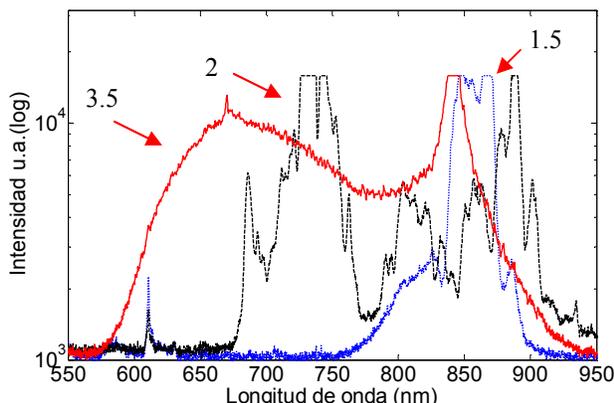


Figura 6. Ensanchamiento espectral como función del número de incidencias en espejos de penetración variable, Línea continua 3.5, discontinua 2, punteada 1.5.

El efecto del ensanchamiento espectral como función de la potencia acoplada a la fibra se puede observar en la figura 7 donde se muestran dos espectros con la misma configuración del láser con 26 mW y 45 mW acoplados a través de la fibra, por lo que es evidente el ensanchamiento espectral como función de la potencia acoplada.

4. CONCLUSIONES

Con los resultados obtenidos, se demostró las potenciales aplicaciones de los pulsos cortos en

metrología de frecuencias ópticas, específicamente para posibles mediciones diferenciales entre láseres estabilizados usando el peine de frecuencia estabilizado únicamente en frecuencia de repetición.

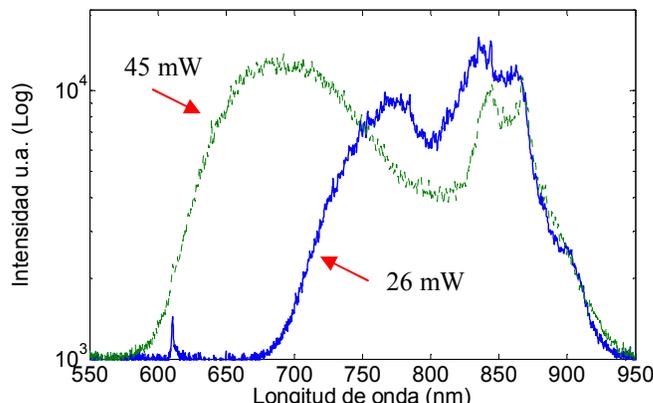


Figura 7 línea continua 26 mW acoplados, en línea punteada 45 mW acoplados a través de la fibra.

El ensanchamiento espectral demostrado para pulsos con el láser de Cr:LiSAF confirman la necesidad de aumentar la potencia promedio del láser de bombeo hasta el límite de saturación del cristal para alcanzar el ancho espectral necesario, que cubra los patrones primarios para metrología dimensional y eventualmente en metrología de tiempo y frecuencia.

Las mediciones realizadas con el autocorrelador de segundo orden para el ancho temporal de los pulsos fueron confirmadas indirectamente por medio del ensanchamiento espectral en fibras conseguido con muy baja potencia promedio acoplada, lo que implica que el ancho temporal conseguido para las diversas configuraciones ensayadas ofrece pulsos optimizados con ancho temporal menor de 50 fs.

Se demostró la compensación y optimización de la dispersión de velocidad de grupo GVD en el láser de Cr:LiSAF por medio de la respuesta espectral en fibras, con lo que se confirma la posibilidad de utilizar espejos Chirp para cavidades muy cortas de alta frecuencia de repetición encaminadas a peines de frecuencia mas eficientes.

El trabajo a futuro con cavidades de alta frecuencia de repetición y ensanchamiento espectral usando Cr:LiSAF, se dirigirá a la evaluación de la capacidad de medición diferencial de frecuencias ópticas en el visible teniendo como referencia, por ejemplo, un láser a 633 nm y usando el peine de Cr:LiSAF para la medición de la frecuencia de láseres estabilizados a 543 nm o 594 nm.

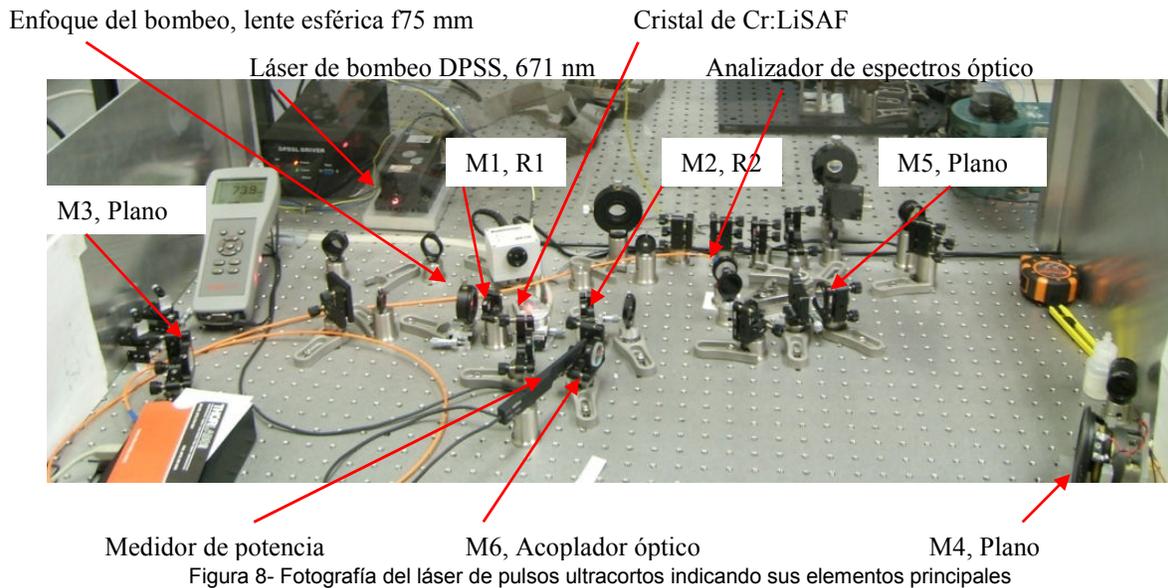


Figura 8- Fotografía del láser de pulsos ultracortos indicando sus elementos principales

REFERENCIAS

[1] R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, and T. W. Hänsch, *White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser*, OPTICS LETTERS, (2001), Vol. 26, No. 17.

[2] Castillo M. Quintero T., *“Improvement of the operation parameters for a Cr: LiSAF Ultracort-Pulse Laser”*, Laser Physics, 18 (2008), 246-252.

[3] Castillo M. Quintero T., *“Pump efficiency and beam quality control in an end-pumped Cr:LiSAF laser”*, Laser Physics, 18 (2008), 625-631.

[4] Castillo M. Hector A. *“CONSTRUCCIÓN DE UN LASER DE PULSOS ULTRACORTOS PARA APLICACIONES EN METROLOGÍA”*, Tesis de doctorado, Posgrado de Ingeniería UNAM (2010)

[5] Sadao U, Kenji T. *“Development of a diode-pumped Kerr-Lens Mode-Locked Cr:LiSAF Laser”*, IEEE Journal of Quantum Electronics, 39 (2003)

[6] S. A. Payne, W. F. Krupke, L. K. Smith, W. L. Kway, L. D. DeLoach, and J. B. Tassano, *“752 nm wing-pumped Cr : LiSAF laser,”* IEEE J.Quantum Electron., 28,1188–1196 (1992).

[7] D. T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. E. Sleat, and W. Sibbett, *“Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses”*, Optics Letters, 22 (1997).

[8] Castillo-Matadamas, H. A. , Lima-García, R. M. and Quintero-Torres, *‘Ultrafast nonlinear optical properties of TiO2 nanoclusters at 850 nm’*, *Journal of Modern Optics*, 57 (2010) 1100-1106.

[9] Mansoor Sheik-Bahae, et all, *“Sensitive Measurement of optical nonlinearities using a single beam”*,IEEE Journal of Quantum Electronics, 26, 760 (1990)

[10] William J. Wadsworth, *“Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source”*, J. Opt. Soc. Am. B, 19 (2002),2148-2455

[11] R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, and T. W. Hänsch, *White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser*, OPTICS LETTERS, 26 (2001).