

Diseño y Construcción de Cavidades Resonantes para Láseres de Pulsos Ultracortos de Ti:Zafiro y Cr:LiSAF

Héctor A. Castillo M.^a, Rafael Quintero T.^b

^a Centro Nacional de Metrología
km 4,5 Carretera a Los Cués, 76246, Querétaro, México.
hcastill@cenam.mx

^b Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada, Universidad Nacional Autónoma de México
Boulevard Juriquilla 3001, Juriquilla, 76230, Querétaro, México.

RESUMEN

La dependencia en los parámetros para mejorar el desempeño de láseres de pulsos ultracortos está directamente relacionada con el diseño de la cavidad resonante, de las características espectroscópicas del medio de ganancia, la calidad óptica del bombeo y el método para la generación de pulsos. En este trabajo se presenta la metodología usada para el diseño de las cavidades resonantes, así como la evaluación de las cavidades construidas para láseres de pulsos ultracortos con medios de ganancia Cr:LiSAF y Titanio Zafiro (Ti:Za), diseñadas para altas frecuencias de repetición con amarre de modos pasivo y orientadas a los requerimientos metroológicos de peines de frecuencia.

1. INTRODUCCIÓN

La generación de pulsos cortos en láseres ha tenido en las últimas décadas diversas aplicaciones en el micro maquinado de materiales, investigación de reacciones químicas rápidas, espectroscopia ultra rápida y recientemente en metrología primaria de tiempo por mencionar algunas áreas.

Los pulsos ultracortos de mayor utilidad actualmente se encuentran en el intervalo de decenas o centenas de femtosegundos de duración, con lo que se alcanza una acumulación puntual de energía sumamente alta que puede ser utilizada en las aplicaciones antes mencionadas.

Los láseres de pulsos ultracortos dependen del medio de ganancia, a fin de obtener un gran ancho espectral de emisión que permita la coexistencia de numerosos modos longitudinales. Estos modos o frecuencias independientes dentro de la cavidad requieren de un proceso físico para igualar la fase relativa entre los modos de longitud de onda diferente. A este proceso se le conoce como *mode locking* o amarre de modos y da origen a la aparición de pulsos ultracortos provenientes de la cavidad del láser.

Las cavidades resonantes para producir láseres pulsados generalmente se diseñan de acuerdo al mecanismo físico por medio del cual se generarán los pulsos del láser. De tal forma que el *mode locking* puede darse por métodos activos y pasivos. En particular, las cavidades resonantes para generar pulsos por métodos pasivos tienen gran

interés debido a que el proceso de *mode locking*, no requiere energía adicional al bombeo óptico del láser, como en el caso de los métodos activos donde un dispositivo modulador intracavidad "igual" la fase de los modos longitudinales para producir el *mode locking*. En este sentido, los métodos pasivos producen láseres pulsados más robustos y que han generado los pulsos más cortos obtenidos hasta ahora.

Un método pasivo para la generación de pulsos, que involucra un mecanismo no lineal en el mismo medio que produce la ganancia, es el método de *Kerr Lens*, el cual aprovecha el fenómeno Kerr que relaciona la variación del índice de refracción del medio de ganancia con la variación de intensidad del campo electromagnético presente.

El fenómeno de *Kerr Lens* se activa al formarse un gradiente del índice de refracción dentro del medio de ganancia, en la dirección radial al eje óptico debido a la forma Gaussiana del haz de alta intensidad formado por la cavidad en la posición del cristal. La forma que toma el gradiente del índice de refracción produce un efecto de enfoque semejante al de una lente, como se muestra en la Fig.1. Este gradiente de índice de refracción responde al efecto no lineal del cristal (efecto Kerr) y es diferente al posible efecto térmico debido únicamente a la distribución de temperatura generada por la absorción lineal del cristal.

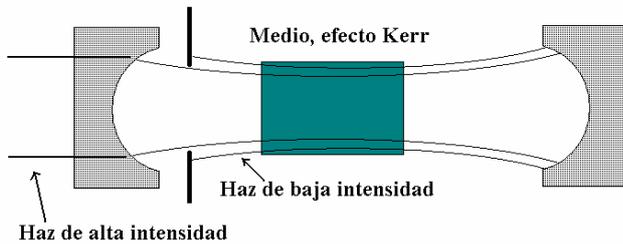


Fig. 1. Esquema del mecanismo de Kerr Lens.

2. DISEÑO DE LA CAVIDAD RESONANTE

La cavidad descrita a continuación se diseño a partir de tres espejos colocados para describir una configuración en forma de “V”, todos los espejos son de alta reflexión a 850 nm (R= 99.9 % a 850 nm +/- 50 nm).

La compensación del astigmatismo producido por la diferencia de camino óptico del haz vertical y horizontal en el cristal, se realiza rotando uno de los espejos curvos de tal forma que el espejo de enfoque M1 tendrá dos longitudes focales para el plano horizontal y vertical, de acuerdo a [1].

La compensación de astigmatismo considera las longitudes efectivas dentro del cristal para las direcciones x e y, que son de la siguiente forma:

$$d_x = d \frac{\sqrt{1+n^2}}{n^2}, \quad d_y = d \frac{\sqrt{1+n^2}}{n^4}, \quad (1)$$

mientras que el espejo esférico girado para un ángulo de incidencia θ , tiene las siguientes distancias focales:

$$f_x = \frac{(R/2)}{\cos\theta}, \quad f_y = (R/2)\cos\theta, \quad (2)$$

donde n el índice de refracción y R la curvatura de los espejos en la cavidad. En el caso de una cavidad en V la corrección de astigmatismo la realiza un sólo espejo curvo por lo que d es la longitud total del cristal en el eje óptico.

Para el caso de un cristal de Cr:LiSAF con índice de refracción $n = 1,41$ de 6 mm de espesor en una cavidad en V con espejos de radio de curvatura 100 mm, el ángulo θ que corrige el astigmatismo en la parte central de su intervalo de estabilidad será de 12,3°.

2.1. Estabilidad de la Cavidad

La estabilidad en la cavidad resonante es el parámetro que asegura que un haz dentro de la cavidad se mantiene dentro de ella después de un recorrido completo o bien que recorre, esencialmente el mismo camino de ida y regreso. Los límites de estabilidad de la cavidad son sumamente importantes, debido a que generalmente solo se puede obtener el *mode locking* en los valores límite de la estabilidad. La estabilidad finalmente depende de las curvaturas de los espejos empleados, la distancia entre ellos, el tamaño y material del cristal así como de la corrección del astigmatismo.

El análisis de estabilidad se realiza utilizando el formalismo de las matrices ABCD para cada uno de los elementos ópticos dentro de la cavidad y propagando las matrices para obtener una matriz resultante que representa la trayectoria completa de ida y regreso. Finalmente se aplica el criterio de estabilidad de acuerdo a [2]:

$$\cos \theta = \frac{1}{2}(A + B). \quad (3)$$

Para valores reales de $\cos\theta$, la Ec. (3) se reduce a:

$$-1 < \frac{1}{2}(A + B) < 1, \quad (4)$$

donde A y B son términos de la matriz ABCD que representa una trayectoria completa dentro de la cavidad e incluye todos sus elementos ópticos.

Para diversos valores de L1 y L2 de acuerdo a la Fig. 2, se puede evaluar la estabilidad y determinar la longitud mínima y máxima estable una vez definida la longitud de camino óptico de M1 a M3.

2.2. Radio del Haz Gaussiano (ω_c) Dentro de la Cavidad

Adicionalmente al valor de estabilidad para una configuración específica en la cavidad, es necesario conocer el radio de propagación del haz Gaussiano sobre el eje óptico a fin de obtener la posición del mínimo en la región del cristal.

Para conocer las propiedades del haz propagándose dentro de la cavidad es necesario resolver la ecuación de onda paraxial a fin de conocer la forma que toma el campo

electromagnético conforme avanza en la dirección z del eje óptico.

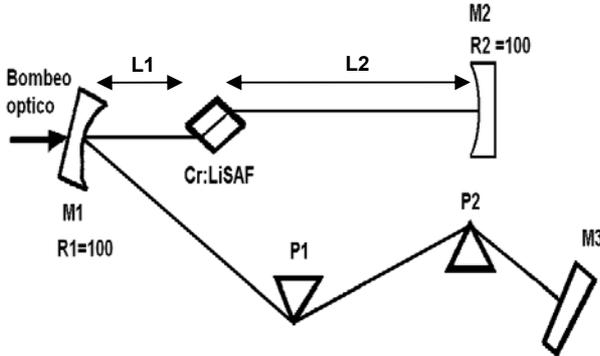


Fig. 2. Cavity resonante de tres espejos.

En particular la propagación de un haz Gaussiano esta caracterizado por el radio complejo:

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

donde $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda y $\omega(z)$ es el radio de haz.

Sin embargo, a fin de realizar el tratamiento matricial de la propagación del haz, es necesaria una transformación de la siguiente forma:

$$q_f = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D}, \quad (6)$$

donde A, B, C y D son términos que describen el sistema óptico, q_i es el radio complejo inicial y q_f el final después de la propagación.

De la Ec. (5) se puede obtener el radio de curvatura R , de la parte real de la expresión y ω_c de la parte imaginaria, una vez realizada la propagación a través de la cavity que se desea evaluar.

El cálculo de ω_c a lo largo de la dirección z se obtiene aplicando las Ecs. (1) a (6), a fin de propagar a lo largo de este eje un haz de perfil Gaussiano con un sólo modo transversal. Esta propagación para la configuración de tres espejos se muestra en la Fig. 3. La línea punteada representa al eje horizontal (y), mientras que la línea discontinua el eje vertical (x) del haz. La posición

cero del eje horizontal de la gráfica corresponde a la superficie del espejo M3 de la Fig. 2.

En la Fig. 3 se muestra el radio para el eje horizontal y vertical del haz a lo largo de la trayectoria dentro de la cavity, la superposición de los trazos para los ejes de propagación confirman la corrección del astigmatismo.

2.3. Compensación de la Dispersión de Segundo Orden

Los modos longitudinales que darán origen a los pulsos están distribuidos en un gran ancho espectral de tal forma que experimentan dispersión positiva al viajar dentro de la cavity. El elemento que mayormente contribuye a la dispersión es el cristal del medio de ganancia y la dispersión producida es proporcional a la longitud de camino óptico dentro del mismo.

A fin de realizar una compensación de la dispersión positiva, se puede introducir dentro de la cavity un par de prismas para el control de la dispersión cromática de segundo orden (*group velocity dispersion* GVD) y de tercer orden (*third order dispersion* TOD). Los prismas P1 y P2 se introducen entre los espejos M1 y M3 de la Fig. 2.

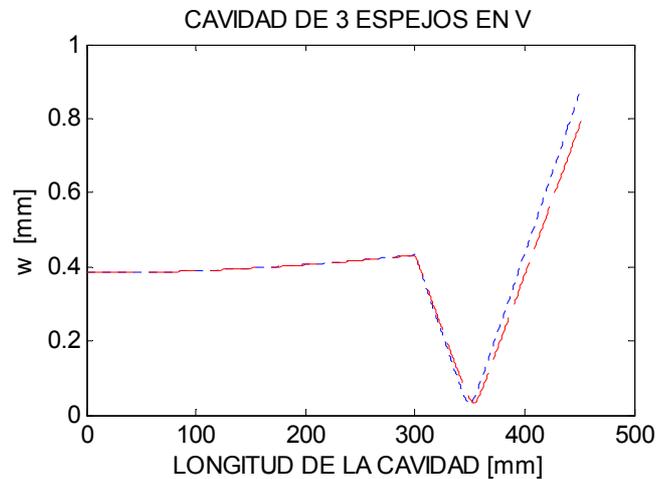


Fig. 3. Radio de un haz de perfil Gaussiano a lo largo del eje óptico (z).

El prisma más cercano al espejo de dobles, produce una dispersión angular de los modos presentes en la cavity, haciendo que el camino óptico de las longitudes de onda cortas sea más largo que el de las longitudes de onda largas, contribuyendo de este modo a la dispersión cromática negativa [3]. Para la obtención de pulsos cortos, el valor de la

dispersión negativa debe compensar la dispersión positiva generada por el cristal y los propios prismas. La selección del material para los prismas permite además compensar parcialmente la dispersión de tercer orden de tal forma que para diferentes materiales se requerirá diferente distancia entre prismas y se obtendrá compensación parcial de TOD.

La distancia entre el espejo curvo M1 y el espejo plano M3 se puede ajustar de acuerdo a la frecuencia de repetición que se desea obtener para los pulsos, en el caso de cavidades lineales la frecuencia de repetición está dada por $c/2L$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío y L la longitud total de la cavidad. La frecuencia de repetición afecta la potencia pico dentro de la cavidad debido a que la energía intracavidad en régimen de emisión continua se distribuye en los pulsos para el régimen de *mode locking*, de tal forma que la potencia pico del campo eléctrico intracavidad disminuye cuando la frecuencia de repetición aumenta. Para el caso de diseños de alta frecuencia de repetición, una de las mejores opciones son las cavidades de anillo, las cuales pueden ser compensadas con espejos de penetración variable (*chirp mirrors*) [4] en lugar del par de prismas descrito en la Fig. 2.

2.4. Sensibilidad de Kerr

De acuerdo a *Magni et al*, [5], la probabilidad de obtener pulsos (*Kerr Lens Mode Locking*), está relacionada con el coeficiente no lineal del medio de ganancia, la potencia pico y la posición del cristal y se define de la siguiente manera:

$$\delta = \left(\frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial p_N} \right)_{p=0} \approx \left(\frac{\omega_{NL} - \omega_L}{\omega_L} \right) p_N^{-1}, \quad (7)$$

donde ω_{NL} es el radio de la evaluación no lineal de la cavidad, ω_L de la evaluación lineal y p_N la potencia normalizada. Para valores negativos del parámetro δ existe mayor posibilidad de que el láser cambie de emisión continua a emisión de pulsos cortos. La Ec. (7), es evaluada usando una apertura rígida en una posición dada de la cavidad resonante, en las cavidades diseñadas la apertura física se coloca a 5 mm del espejo M3.

3. RESULTADOS

Las cavidades resonantes que se describen en este trabajo, están diseñadas para un láser de estado sólido con un medio de ganancia de Cr:LiSAF y

Ti:Za, ambos cristales tienen forma de barra plana, que para el caso del Cr:LiSAF es de 2 mm de espesor por 4 mm de ancho y 6 mm de camino óptico. El cristal de Ti:Za tiene las mismas dimensiones pero con el camino óptico de 8 mm; ambos cristales tienen ángulos de Brewster en sus extremos.

El cristal de Cr:LiSAF tienen ancho espectral de emisión de 180 nm con emisión pico en 850 nm; mientras que en el Ti:Za la emisión pico está en 790 nm, con un ancho medio de 230 nm [1].

3.1. Cavidad en Configuración en "V" de Cr:LiSAF

Conforme a la metodología expuesta, se construyó una cavidad resonante basada en el cristal Cr:LiSAF que es bombeado ópticamente a través de uno de sus espejos por un arreglo lineal de diodos láser a 670 nm con una potencia máxima de 1 watt.

El tamaño del arreglo de diodos es de 200 μm x 1 μm y tiene incorporado un micro lente cilíndrico para corregir la divergencia vertical. La divergencia del haz después de la lente de corrección es de 2 grados en el eje vertical y 10° en el eje horizontal, el haz está polarizado linealmente en el plano horizontal.

Para realizar el enfoque en la posición del cristal se colocó un arreglo muy compacto de solo tres elementos, el primero es un lente esférico con distancia focal de 4,5 mm, el cual se colocó a la salida del diodo láser y en la posición del foco. A 300 mm del láser se colocó un lente esférico de distancia focal 200 mm y a 360 mm un lente esférico de distancia focal 75 mm. Este sistema óptico de bombeo permite variar el tamaño y la posición de haz enfocado en el cristal por medio del desplazamiento axial del lente esférico. El haz de bombeo se introdujo en la cavidad a través del espejo M1 como se muestran en la Fig. 2 y se logró un tamaño mínimo de haz en la posición del cristal de 100 μm x 40 μm , medido por medio de cámara CCD, [6]

Los espejos de enfoque M1 y M2 tienen radios de curvatura de 100 mm, el espejo M3 es un espejo plano. Todos los espejos son de alta reflexión a 850 nm.

Debido a que el enfoque de la cavidad se desea en la posición del cristal, el espejo M2 debe situarse a una longitud nominal de 100 mm del punto de enfoque en el cristal y el espejo M1 a 50 mm; está

configuración permite que la longitud al espejo M3 pueda ser lo suficientemente larga (300 mm) para la inserción del par de prismas para la compensación de la GVD.

En la Fig. 4, se muestra la posición de enfoque del haz intracavidad calculado con el formalismo antes descrito, compensado por astigmatismo. La posición de enfoque de la cavidad es necesaria para determinar la posición del cristal y del enfoque del bombeo a fin de optimizar el acoplamiento de modos transversales entre el haz de bombeo y el haz intracavidad [7].

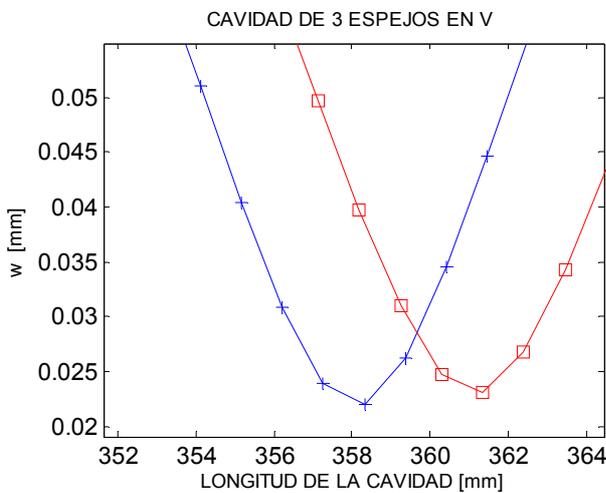


Fig. 4. Radio de haz Gaussiano en la posición del cristal, cavidad en V con medio de ganancia Cr:LiSAF.

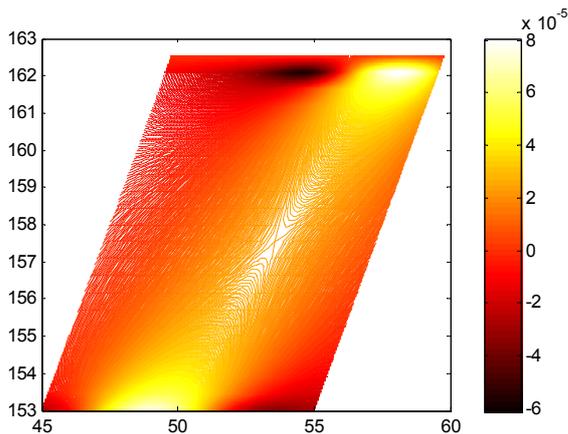


Fig. 5. Sensibilidad de Kerr para cavidad en V con medio de ganancia Cr:LiSAF.

En el eje vertical de la Fig. 5 se observa el intervalo de estabilidad para esta cavidad, en el eje horizontal

la distancia entre el espejo M1 al cristal y en la escala de grises se indican los valores de sensibilidad de Kerr. Los trazos mas oscuros en la gráfica indican un δ negativo por lo tanto son las regiones de mayor probabilidad para obtener *Kerr Lens*. Para esta configuración en particular, la región donde se pueden obtener pulsos cortos se concentra en la parte superior del intervalo de estabilidad cuando los espejos M1 y M2 se encuentran cerca de su posición mas alejada y la cavidad aún es estable.

3.2. Cavidad Lineal en “V” de Ti:Za

El arreglo para la cavidad de tres espejos en “V” basada en el medio de ganancia Ti:Za, es muy similar a la empleada con Cr:LiSAF. Sin embargo es necesario recalculer la corrección por astigmatismo, así como los límites de estabilidad que han variado ligeramente por el cambio de índice de refracción del cristal. El cristal de Ti:Za tiene un límite de saturación al menos dos veces mayor que el cristal de Cr:LiSAF por lo tanto puede ser bombeado ópticamente con una mayor potencia sin causar saturación de la ganancia, produciendo de esta manera mayor fluorescencia del cristal a la longitud de onda de emisión y consecuentemente mayor potencia intracavidad.

El sistema de bombeo empleado para Ti:Za tiene características ópticas muy superiores a los diodos empleados para Cr:LiSAF, ya que en este caso fue usado un DPSS láser (*Diode pumped solid state laser*), emitiendo a 532 nm modelo Verdi V8. El haz de bombeo fue enfocado con un solo lente esférico de distancia focal 75 mm, Y se obtuvo un radio mínimo de enfoque en la posición del cristal de 25 μ m.

Las dimensiones empleadas en la cavidad, de acuerdo a la Fig. 2 fueron las siguientes; distancia de M1 a cristal 55 mm, de M2 a cristal 100 mm, M1 a espejo final 365 mm, se usaron el mismo tipo de espejos de alta reflexión que en la cavidad de Cr:LiSAF.

El intervalo de estabilidad resultó de 9 mm con un ángulo de corrección de astigmatismo $\delta = 12,8$ grados para la región superior del intervalo de estabilidad. La frecuencia de repetición estimada para esta cavidad es de 284 MHz y de acuerdo a los modelos, la región de máxima sensibilidad Kerr se encuentra muy cerca del limite superior de estabilidad con el cristal colocado a aproximadamente 55,5 mm del espejo M1.

Con las condiciones anteriores, se logró que el láser operara en régimen de *mode locking*, emitiendo a 815 nm con potencia 6 mW con todos los espejos de la cavidad de alta reflexión (cavidad cerrada). El ensanchamiento medio (FWHM) de los pulsos, medido con analizador de espectros óptico es de 6,0 nm, lo que es equivalente a 160 fs de ancho temporal del pulso, si se verifica que el haz intracavidad es Gaussiano y no tiene GVD.

5. CONCLUSIONES

La metodología empleada para el diseño de las cavidades láser ha funcionado adecuadamente de acuerdo a los resultados confirmados para los límites de estabilidad.

Para el caso de la cavidad con medio de ganancia Cr:LiSAF, el pobre acoplamiento del haz de bombeo y el haz intracavidad produce múltiples modos transversales que impiden la operación continua del láser en régimen pulsado, por lo que es necesario mejorar la calidad del bombeo a fin de obtener un menor radio del haz enfocado en el cristal.

Aun cuando la cavidad basada en Ti:Za ha operado satisfactoriamente, es necesario aumentar la frecuencia de repetición evaluando cavidades de anillo de pequeñas dimensiones con un mejor control de la dispersión, lo que permitirá disminuir el ancho temporal de los pulsos.

Con los resultados obtenidos, no es posible realizar una comparación adecuada del desempeño de los láseres de Cr:LiSAF y Ti:Za, debido a que las condiciones de bombeo para Cr:LiSAF no permiten un acoplamiento óptimo al modo transversal fundamental del haz intracavidad, lo que limita la generación pulsos estables así como la potencia intracavidad.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue parcialmente soportado por DGAPA-UNAM (apoyo IN-118406) y por las divisiones de Metrología Dimensional y Metrología de Tiempo y frecuencia del Centro Nacional de Metrología.

REFERENCIAS

- [1] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering Springer series in optical sciences*, (1999).
- [2] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford, (1997).

- [3] J. C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press, (2006).
- [4] A. Bartels and H. Kurz, *Opt. Lett.* 27 (2002), 1839-1841.
- [5] V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, A. Monguzzi, *J. Opt. Soc. Am. B*, 12 (1995), 476-485.
- [6] Castillo M. Quintero T., *Improvement of the operation parameters for a Cr: LiSAF Ultrashort-Pulse Laser*, *Laser Physics*, 18 (2008), 246-252.
- [7] Castillo M. Quintero T., *Pump efficiency and beam quality control in an end-pumped Cr:LiSAF laser*, *Laser Physics*, 18 (2008), 625-631.