

Diseño de resonadores ópticos para láseres de estado-sólido de alta potencia

R. Narro, M. Arronte, L. Ponce, E. de Posada y E. Rodríguez

Centro de Investigación en Ciencia Aplicada y Tecnología Avanzada, Unidad Altamira, Km 14.5 Carr. Tampico-Puerto Ind. Altamira 89600, TAMPS, México; robert_ng@hotmail.com

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 11/03/2010.

Sumario. Se presentan métodos y configuraciones para el diseño de resonadores ópticos en láseres de estado-sólido de alta potencia operando en régimen pulsado de generación libre. Para resonadores de alta potencia emitiendo en el modo fundamental, se propone un método para el diseño de resonadores con zonas de estabilidad unidas. En el caso de resonadores multimodo se introducen dos configuraciones que permiten maximizar la eficiencia total del láser a partir de la compensación del astigmatismo inducido por la excitación de medio activo. La primera de las dos configuraciones consiste en un resonador en anillo triangular. Los resultados de esta configuración se discuten teóricamente, mostrando que es posible compensar el astigmatismo de la lente térmica prácticamente en un 100%, sin embargo, sólo se consigue esta corrección en un rango muy estrecho de potencias de bombeo. La segunda de las configuraciones propone un resonador de doble medio activo, rotando 90 grados uno respecto al otro alrededor del eje óptico, donde cada uno de ellos funciona como una lente astigmática con el mismo poder dióptrico. La caracterización experimental de un resonador con doble medio activo de YAG:Nd diseñado según esta última configuración, corrobora los resultados encontrados teóricamente. Se encuentra que durante el intervalo de potencia para el cual se compensa el astigmatismo, la eficiencia se mantiene constante aún con el incremento de la potencia de excitación y el consecuente aumento del poder dióptrico de la lente térmica

Abstract. Methods and configurations for the design of high power solid-state pulsed laser resonators, operating in free running, are presented. For fundamental mode high power resonators, a method is proposed for the design of a resonator with joined stability zones. In the case of multimode resonators, two configurations are introduced for maximizing the laser overall efficiency due to the compensation of the astigmatism induced by the excitation. The first configuration consists in a triangular ring resonator. The results for this configuration are discussed theoretically, showing that it is possible to compensate the astigmatism of the thermal lens virtually in a 100%; however this is only possible for a specific pumping power. The second configuration proposes a dual-active medium resonator, rotated 90 degree one from the other around the optical axis, where each active medium acts as an astigmatic lens of the same dioptric power. The reliability of this configuration is corroborated experimentally using a YAG:Nd dual-active medium resonator. It is found that in the pumping power range where the astigmatism compensation is possible, the overall efficiency is constant, even when increasing the excitation power with the consequent increase of the thermal lens dioptric power.

Palabras claves. Diseño de resonadores 42.60.Da, estabilidad del resonador 42.60.Lh

1 Introducción

Desde la creación del primer láser de estado sólido desarrollado por Maiman en 1960 y hasta la fecha, se han

realizado diversas investigaciones concernientes al estudio y diseño del resonador láser, debido a que desempeña un papel fundamental en la eficiencia y calidad del haz emitido. La mayoría de estas investigaciones se han

enfocado en el diseño de resonadores maximizando la eficiencia y estabilidad de los mismos en el modo fundamental de oscilación. El primer obstáculo que se presenta en los láseres de estado sólido, para alcanzar este resultado, es el efecto de la lente térmica en el medio activo.^{1,2} Una de las primeras propuestas para corregir dicho efecto consiste en compensar la lente positiva del cristal con un componente óptico divergente que puede ser: una lente negativa, un telescopio o un espejo convexo.³⁻⁶ Con estos métodos se puede llegar a obtener un haz monomodo usando potencias relativamente altas, sin embargo las configuraciones obtenidas son eficientes para un valor específico de la distancia focal de la lente térmica. En 1972 se introduce el concepto del resonador dinámicamente estable,⁷ en el que el radio del haz dentro del medio activo se mantiene estacionario con respecto a las variaciones de la lente térmica. Este tema quedó prácticamente estacionario durante algunos años y en 1986 Magni⁸ analiza por primera vez las condiciones de estabilidad del resonador dinámicamente estable en función de la lente térmica formada en el medio activo, formulando un método para el cálculo de resonadores con volumen fundamental expandido y baja sensibilidad a la desalineación. En este tipo de resonadores se ha mostrado que el rango de estabilidad del poder dióptrico ($1/f$) se puede incrementar por un factor de 2 si se unen las zonas de estabilidad.^{2,9} La desventaja de este método para unir las zonas es que la sensibilidad a la desalineación (S_0) de los espejos es muy alta.

En las investigaciones citadas anteriormente se propusieron diversos métodos para el diseño de resonadores de láseres de estado sólido en modo fundamental en los cuales se asumió que el medio activo era excitado de manera homogénea en régimen continuo o a una tasa de repetición de pulsos alta y por lo tanto se comportaba como una lente delgada positiva. Sin embargo, considerar siempre al medio activo como una lente delgada perfecta en el diseño de resonadores de láseres de estado sólido de emisión multimodo puede ser un gran error. En primer lugar, hay que tomar en cuenta que la distribución del bombeo en el medio activo, no siempre es homogénea para todos los sistemas de excitación.¹⁰ En segundo lugar, hay que considerar las propiedades físicas y ópticas del medio activo. Las mediciones de J. E. Hellström y colaboradores¹¹ mostraron que el cristal de Yb:KGW presenta una lente térmica astigmática. Concluyendo que el factor determinante en la geometría de la lente térmica es la deformación térmica del cristal debida a la expansión térmica.

Ya sea por la distribución del bombeo en el medio activo o por las propiedades del cristal, la formación de una lente astigmática es muy probable, mas en los casos de resonadores multimodos. Por tal motivo es de gran importancia el estudio y la generación de nuevos métodos y configuraciones de resonadores que tomen en cuenta este fenómeno.

En este artículo se presentan métodos y configuraciones propuestas por nosotros para el diseño de resonado-

res ópticos en láseres de estado-sólido de alta potencia. En la sección 2 se resume un método para el diseño de resonadores en modo fundamental con zonas de estabilidad unidas, con este método la sensibilidad a la desalineación se encuentra en el punto mínimo cuando f (distancia focal de la lente térmica) es igual a f_0 (distancia focal de la lente térmica para la cual el radio del haz en el medio activo se mantiene estacionario).

Las secciones 3 y 4 están dirigidas al diseño de resonadores multimodo, estos resonadores permiten maximizar la eficiencia total del láser a partir de la compensación del astigmatismo inducido por la excitación de medio activo.

2 Método para el diseño de resonadores con zonas de estabilidad unidas

Un resonador con medio activo presenta dos zonas de estabilidad, las cuales están separadas por una zona de inestabilidad como se muestra en la recta "b" de la Figura 1. En esta zona, la calidad del resonador láser disminuye notablemente. El objetivo general de este método es reducir esta zona de inestabilidad como se aprecia en la recta "a" de la Figura 1, en la cual, la recta que representa la variación de la distancia focal de la lente térmica pasa exactamente por el origen de los ejes coordenados, de esta forma, el intervalo de estabilidad del resonador se duplica como consecuencia de haber unido las zonas de estabilidad en una sola.

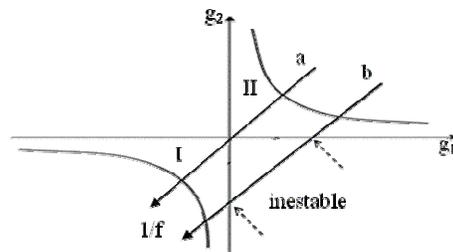


Figura 1. Diagrama de estabilidad de un resonador con lente térmica

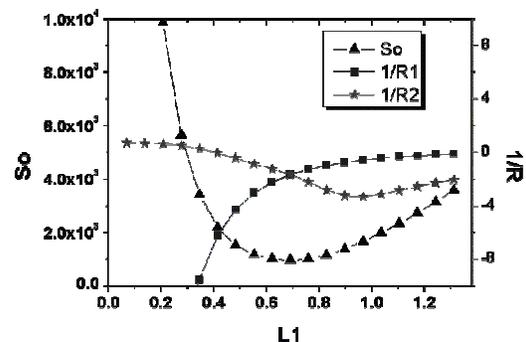


Figura 2. Radios de curvatura $1/R_1$, $1/R_2$ y sensibilidad a la desalineación con respecto a L_1 . El valor de L fue calculado con la ecuación (1). Los parámetros en la curva son: $f_0=0.45\text{m}$; $\lambda=1064\text{nm}$; $L=1.38\text{m}$; $\omega_{30}=1\text{mm}$.

Haciendo un análisis de las ecuaciones utilizadas en la ref. [8], se determinaron las siguientes dos condiciones necesarias para lograr unir las zonas de estabilidad:

$$L \geq \frac{4}{k} \quad (1)$$

$$L_1 = \frac{L \pm (L^2 - 4L/k)^{\frac{1}{2}}}{2} \quad (2)$$

donde L es la longitud total del resonador, L_1 es la distancia del plano principal del medio activo al espejo; λ es la longitud de onda del láser; ω_{30} es el valor estacionario del radio del haz en el medio activo y k es el parámetro de unión, cuando $f = f_0$

$$k = \frac{1}{f_0} + \frac{2\lambda}{\pi\omega_{30}^2} \quad (3)$$

En el caso particular de $L=4/k$, se obtiene un resonador simétrico en el cual $R_1=R_2=R$ (R_i es el radio de curvatura del espejo i), $L_1=L_2=L$ y con una sensibilidad a la desalineación ubicada en el punto mínimo (figura 2).

3 Resonador triangular

En esta sección se propone una configuración de resonador en anillo triangular para compensar el astigmatismo de la lente térmica en el medio activo. Con este tipo de configuración se puede obtener una lente astigmática equivalente a la del medio activo, controlando el radio de curvatura de un espejo cóncavo y el ángulo de incidencia sobre el mismo.

Caso general. El diseño de este resonador se muestra en la Figura 3 en la cual el medio activo (lente f_1) funciona como una lente astigmática con un poder dióptrico proporcional a la potencia de bombeo. Los planos principales para distancias focales suficientemente grandes están ubicados (según la aproximación de primer orden) dentro del cuerpo del medio activo real a una separación constante de $l/2n$, donde: l es la longitud del medio activo y n es su índice de refracción.¹² La lente f_1 ha sido convenientemente orientada según los ejes del astigmatismo.

El espejo cóncavo de distancia focal f_2 puede reducirse a una lente simple astigmática para incidencia "no normal"¹³.

Utilizando los principios físicos para la definición de resonadores estables,¹² se genera el sistema matricial ABCD para un recorrido completo dentro del resonador. En la Tabla I, se describen las matrices ABCD que representan a cada elemento del sistema descrito en la Figura 3. Donde: f_1 representa la lente térmica del medio activo con distancias focales f_x y f_y . f_2 es la distancia focal del espejo cóncavo. L_i son las distancias entre el espejo cóncavo y los planos principales del medio activo

De esta forma, la matriz equivalente a un recorrido completo dentro del resonador es simplemente el producto de cada una de las matrices ABCD que representan el sistema, como se muestra en la siguiente ecuación:

$$MT_1 = Mf_2 \cdot ML_2 \cdot Mf_1 \cdot ML_1 \quad (4)$$

El resultado de este sistema matricial es una matriz de 4 x 4 y sus elementos se identificarán como se muestra en la ecuación (5)

$$MT_1 = \begin{bmatrix} A_{xx} & A_{xy} & B_{xx} & B_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} & B_{yx} & B_{yy} \\ C_{xx} & C_{xy} & D_{xx} & D_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} & D_{yx} & D_{yy} \end{bmatrix} \quad (5)$$

Tabla I Representación matricial de algunos componentes ópticos	
ML_i : Distancia en el espacio libre $i=1,2,M$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 & L_i & 0 \\ 0 & 1 & 0 & L_i \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	MR_i : Espejo esférico con curvatura $R_i; i=1,2$ $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{2}{R_i} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{2}{R_i} & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Mf₁ : Lente con distancia focal f_1 $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_x} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{f_y} & 0 & 1 \end{bmatrix}$	ML : Lente con distancia focal f (rotada 90 grados) $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_y} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{f_x} & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Mf₂ : Lente delgada con inclinación $\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \frac{-1}{f_2 \cos \theta} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \frac{-\cos \theta}{f_2} & 0 & 1 \end{bmatrix}$	

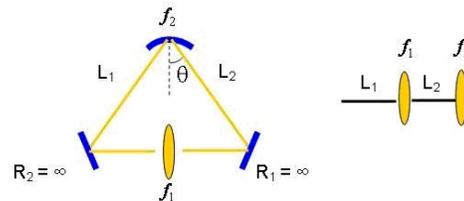


Figura 3. Resonador triangular

La condición de estabilidad se define como:¹⁴

$$-1 < \frac{A_{xx} + D_{xx}}{2} < 1 \quad (6)$$

$$-1 < \frac{A_{yy} + D_{yy}}{2} < 1 \quad (7)$$

donde: A_{xx} , D_{xx} , A_{yy} y D_{yy} son los elementos resultantes de la matriz MT_1 . El radio ω_0 y la posición z de la cintura del haz son en general diferentes en el plano sagital y tangencial para un haz astigmático,¹⁵ como se observa en las ecuaciones (8)-(11).

Plano tangencial:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi|C_{xx}|} \cdot \sqrt{4 - (A_{xx} + D_{xx})^2} \quad (8)$$

$$z = \frac{A_{xx} - D_{xx}}{2C_{xx}} \quad (9)$$

Plano Sagital:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi|C_{yy}|} \cdot \sqrt{4 - (A_{yy} + D_{yy})^2} \quad (10)$$

$$z = \frac{A_{yy} - D_{yy}}{2C_{yy}} \quad (11)$$

El orden de multiplicación de las matrices MT_i determina la posición del plano de referencia dentro de la cavidad. Según la ecuación (4), la posición de la cintura se localiza en la sección L_1 . Al evaluar las ecuaciones (9) y (11), $z > 0$ indica que la posición de la cintura del haz se encuentra a la derecha del plano de referencia, donde según con MT_1 :

$$A_{xx} = 1 - \frac{L_2}{f_x} \quad (12) \quad A_{yy} = 1 - \frac{L_2}{f_y} \quad (13)$$

$$C_{xx} = -\frac{1}{f_x} - \frac{1}{f_2 \cos \theta} \left(1 - \frac{L_2}{f_x} \right) \quad (14)$$

$$C_{yy} = -\frac{1}{f_y} - \frac{\cos \theta}{f_2} \left(1 - \frac{L_2}{f_y} \right) \quad (15)$$

$$D_{xx} = L_1 \left(\frac{L_2}{f_2 f_x \cos \theta} - \frac{1}{f_2 \cos \theta} - \frac{1}{f_x} \right) + 1 - \frac{L_2}{f_2 \cos \theta} \quad (16)$$

$$D_{yy} = L_1 \left(\frac{L_2 \cos \theta}{f_2 f_y} - \frac{\cos \theta}{f_2} - \frac{1}{f_y} \right) + 1 - \frac{L_2 \cos \theta}{f_2} \quad (17)$$

Método para la compensación del astigmatismo en un resonador triangular. En esta sección se describe el método derivado de esta investigación para la compensación del astigmatismo de un resonador triangular en la sección L_1 de la Figura 3, considerando que el astigmatismo de la lente térmica se compensa al 100% cuando el radio y la posición de la cintura del haz del plano tangencial coinciden con la del plano sagital.

Una de las formas de hacer coincidir la posición de la cintura del haz en el plano sagital con la posición de la cintura del haz en el tangencial es igualando la lente térmica en el medio activo con la del espejo cóncavo ($f_1 = f_2$), esto es:

$$f_x = f_2 \cos \theta \quad (18)$$

$$f_y = \frac{f_2}{\cos \theta} \quad (19)$$

Esto se puede comprobar al sustituir las ecuaciones (12), (14) y (16) en (9) y las ecuaciones (13), (15) y (17) en la ecuación (11) teniendo como resultado:

$$z_1 = z_2 = L_1 / 2. \quad (20)$$

Para lograr la compensación total del astigmatismo en la sección L_1 es necesario igualar el radio de la cintura

del haz del plano sagital con la del tangencial. Por lo tanto el astigmatismo se corrige cuando se resuelven las ecuaciones (8) y (10) para L_2 , es decir:

$$\omega_{0,1T} = \omega_{0,1S} \quad (21)$$

La solución de la ecuación (21) se puede escribir en un polinomio de grado 5, que puede ser resuelto con la ayuda de algún programa matemático.

$$aL_2^5 + bL_2^4 + cL_2^3 + dL_2^2 + eL_2 + f = 0 \quad (22)$$

Donde:

$$a = 4 \left(\frac{1}{f_y^4 f_x^3} - \frac{1}{f_x^4 f_y^3} \right) \quad (23)$$

$$b = 4L_T \left(\frac{1}{f_x^4 f_y^3} - \frac{1}{f_y^4 f_x^3} \right) + 8 \left(\frac{1}{f_x^4 f_y^2} - \frac{1}{f_y^4 f_x^2} \right) \quad (24)$$

$$c = 16 \left(\frac{1}{f_y^3 f_x^2} - \frac{1}{f_x^3 f_y^2} \right) + 12L_T \left(\frac{1}{f_y^4 f_x^2} - \frac{1}{f_x^4 f_y^2} \right) \quad (25)$$

$$d = 8L_T \left(\frac{1}{f_x^4 f_y} - \frac{1}{f_y^4 f_x} \right) + 32L_T \left(\frac{1}{f_x^3 f_y^2} - \frac{1}{f_y^3 f_x^2} \right) \quad (26)$$

$$e = 32L_T \left(\frac{1}{f_x^3 f_y^2} - \frac{1}{f_y^3 f_x^2} \right) + 8L_T \left(\frac{1}{f_x^4 f_y} - \frac{1}{f_y^4 f_x} \right) \quad (27)$$

$$f = 32L_T \left(\frac{1}{f_x^2 f_y} - \frac{1}{f_y^2 f_x} \right) \quad (28)$$

$$L_T = L_1 + L_2 \quad (29)$$

De las cinco raíces de este polinomio se descartarán los números complejos. Los valores reales de $L_2 < L_T$ que cumplan con la ecuación (21) serán las raíces elegidas que representarán las distancias L_1 y L_2 del resonador triangular.

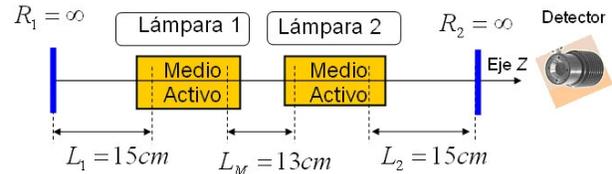


Figura 4. Dimensiones del resonador experimental con doble medio activo.

4. Resonador con doble medio activo

En esta sección se propone un método original para el diseño de resonadores multimodo con doble medio activo. Este método está enfocado en compensar el astigmatismo de la lente térmica generada por cada medio activo.

Caso general del resonador con doble medio activo. Se considera un resonador de doble medio activo como se muestra en la Figura 4. Ambos medios activos poseen las mismas características. Son excitados de forma sincronizada y bajo el mismo sistema de enfriamiento. Por lo tanto cada medio se comporta como una lente astigmática del mismo tipo. La solución para compensar el astigmatismo consiste en rotar uno de los cabe-

zales 90 grados con respecto al otro. Un análisis matricial similar al desarrollado en la sección 3 se puede llevar a cabo para analizar dicho resonador.

La matriz que describe el resonador de la Figura 4 en un recorrido completo es la siguiente (en la Tabla 1 se encuentra la descripción de las matrices utilizadas):

Evaluando en el brazo L_1 ,

$$MT_2 = ML_1 \cdot Mf_1 \cdot ML_M \cdot M \perp \cdot ML_2 \cdot MR_2 \cdot ML_2 \cdot M \perp \cdot ML_M \cdot Mf_1 \cdot ML_1 \cdot MR_1 \quad (30)$$

Evaluando en el brazo L_2

$$MT_3 = M \perp \cdot ML_M \cdot Mf_1 \cdot ML_1 \cdot MR_1 \cdot ML_1 \cdot Mf_1 \cdot ML_M \cdot M \perp \cdot ML_2 \cdot MR_2 \cdot ML_2 \quad (31)$$

Método para la compensación del astigmatismo en un resonador con doble medio activo. Evaluando las ecuaciones (30) y (31) numéricamente para un sistema simétrico con $R_1=R_2=R$, $L_1=L_2=L$, $L_M=0$ y sustituyendo los elementos de las matrices MT_2 y MT_3 en las ecuaciones (8),(9),(10) y (11) respectivamente, se puede apreciar que las posiciones y los radios de la cintura del haz son las mismas tanto para el plano tangencial como para el sagital y se encuentran justo en los extremos del resonador. Con esto se consigue una compensación total del astigmatismo en la sección L_1 y L_2 del resonador.

Desafortunadamente este tipo de configuración es muy difícil de conseguir desde el punto de vista técnico, debido a que es casi imposible alinear los medios activos a una distancia $L_M=0$. Si el valor de L_M se incrementa, las posiciones de la cintura del haz tanto del plano tangencial como del plano sagital se mantienen iguales, pero la diferencia que existe entre los radios de la cintura del haz de cada plano aumenta.

Lo anterior se muestra en la Figura 5, donde el eje vertical representa el porcentaje de astigmatismo, definido por la ecuación (32) y el eje horizontal representa la variación de la distancia L_M que existe entre los medios activos.

$$\text{Porcentaje de Astigmatismo} = \left[\frac{\omega_{0S} - \omega_{0T}}{\omega_{0S}} \right] \cdot 100 \quad (32)$$

Donde ω_{0S} y ω_{0T} son el resultado de sustituir los elementos de las matrices MT_2 o MT_3 en las ecuaciones (8) y (10) al variar la distancia L_M . En esta figura se aprecia que el porcentaje de astigmatismo es directamente proporcional a la distancia que existe entre los medios activos L_M .

Resultados experimentales. Con el propósito de comprobar los resultados obtenidos teóricamente en relación a la compensación del astigmatismo en resonadores con doble medio activo, se realizó una comparación de la eficiencia de emisión del láser entre dos resonadores simétricos (Figura 4 y Tabla II).

Los medios activos son excitados de forma sincronizada, cada uno de ellos a través de una lámpara de xenón que proporciona pulsos de 200 μ s de duración, en una cavidad elíptica. La potencia de bombeo (P_{in}) se varió

hasta 1.6 kW por medio de la frecuencia de disparo. Como se aprecia en la Tabla II ambos resonadores poseen las mismas distancias y radios de curvatura, conservando como única diferencia la orientación de los cabezales (aspecto esencial para lograr la compensación).

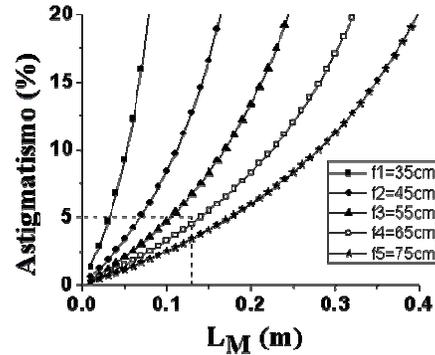


Figura 5. Relación entre el porcentaje de Astigmatismo y la distancia L_M entre los medios activos. Cada curva representa un distinto valor de la distancia focal de la lente térmica señalada en la gráfica en (cm). En este caso $L_1=L_2=15$ cm y $R_1=R_2=\infty$

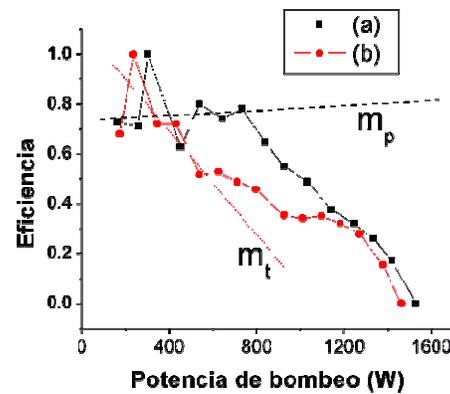


Figura 6. Relación de la potencia de bombeo y la eficiencia normalizada de los dos resonadores. (a)Resonador propuesto (rotación de los cabezales a 90°). (b)Resonador tradicional. Las líneas rectas m_p y m_t muestran la tendencia de la eficiencia del resonador propuesto y tradicional respectivamente.

TABLA II		
Dimensiones de los resonadores experimentales		
	(a) Resonador tradicional	(b) Resonador propuesto
Medio Activo	2 cristales de YAG:Nd (6.3 mmx100 mm)	2 cristales de YAG:Nd (6.3 mmx100 mm)
L_1	15 cm	15 cm
L_2	15 cm	15 cm
L_M	13 cm	13 cm
R_1	Infinito	Infinito
R_2	Infinito	Infinito
Orientación de los cabezales	Arbitraria	90 grados con respecto al otro

El valor de la distancia L_M se determinó en base a la

relación representada en la Figura 5, en la que se muestra que para valores de L_M menores de 13 cm el astigmatismo (con distancias focales: $f_x=0.75\text{cm}$, $f_y=0.95\text{cm}$) se corrige en un 95%. Para la medición de la potencia de emisión (P_{out}) del láser, se utilizó el potenciómetro PM213 de Thorlabs.

Es importante señalar que los valores de las distancias L_1 , L_2 y los radios de curvatura R_1 y R_2 no influyen de manera directa en la compensación del astigmatismo, siempre y cuando se mantenga la condición de simetría del resonador:

$$L_1 = L_2 = 15 \text{ cm} \quad \text{y} \quad R_1 = R_2 = \infty \quad (33)$$

Los resultados de la eficiencia ($P_{\text{in}}/P_{\text{out}}$) de ambos resonadores se muestran en la Figura 6. En el resonador tradicional se puede apreciar que la eficiencia se mantiene con pendiente negativa durante todo el rango de variación de la potencia de bombeo. Mientras que la eficiencia del resonador propuesto se mantiene casi constante para valores de la potencia de bombeo menores a 800 W (pendiente =0.02). Este cambio en el comportamiento de la curva de eficiencia del resonador propuesto se atribuye a la compensación del astigmatismo que se logra al rotar los cabezales.

Es verdad que cada medio activo se comporta como una lente con las mismas características para cualquier intervalo de potencia pues es excitado sincronizadamente y en iguales condiciones. No obstante la distancia L_M entre los medios activos es fija para un determinado resonador, lo cual impone la condición que el astigmatismo se compense solamente para un intervalo de potencia de bombeo como se muestra en los resultados experimentales (Figura 6).

5 Conclusiones

El método propuesto en la sección II para el diseño de resonadores en modo fundamental facilita la obtención de los parámetros necesarios para unir las zonas de estabilidad. Con este método el rango de variación del poder dióptrico en la zona estable se duplica y se mantiene baja la sensibilidad a la desalineación de los espejos.

Teóricamente se demostró que en un resonador tipo anillo triangular el astigmatismo se compensó para un valor único de la lente térmica. Dicha compensación solo es posible en una de las secciones del resonador (sección L_1 o sección L_2). En este caso la posición de la cintura del haz tanto del plano sagital como tangencial se encuentran en el punto medio de dicha sección.

En un resonador simétrico con doble medio activo la compensación del astigmatismo se logra en ambas sec-

ciones del resonador. El porcentaje de astigmatismo es directamente proporcional a la distancia que existe entre los medios activos (L_M). Se demuestra experimentalmente que en el intervalo de potencia para el cual se compensa el astigmatismo, la eficiencia se mantiene constante aún con el incremento de la potencia de bombeo.

Referencias

1. W. A. Clarkson, "Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers," *Journal of Physics D: Applied Physics* 34, 2381-2395 (2001).
2. G. Cerullo, S. Silvestri, V. Magni, and O. Svelto, "Output power limitations in CW single transverse mode Nd: YAG lasers with a rod of large cross-section," *Optical and Quantum Electronics* 25, 489-500 (1993).
3. L. M. Osterink, and J. D. Foster, "Thermal effects and transverse mode control in a Nd:YAG laser," *Applied Physics Letters* 12, 128-131 (1968).
4. D. C. Hanna, C. G. Sawyers, and M. A. Yuratic, "Telescopic resonators for large-volume TEM00-mode operation," *Optical and Quantum Electronics* 13, 493-507 (1981).
5. C. Stickley, "7B2--Laser brightness gain and mode control by compensation for thermal distortion," *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-2, 511-518 (1966).
6. J. Schwarz, M. Ramsey, D. Headley, P. Rambo, I. Smith, and J. Porter, "Thermal lens compensation by convex deformation of a flat mirror with variable annular force," *Applied Physics B: Lasers and Optics* 82, 275-281 (2006).
7. J. Steffen, J. P. Lortscher, and G. Herziger, "Fundamental mode radiation with solid-state lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* QE-8, 239-245 (1972).
8. V. Magni, "Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability," *Appl. Opt.* 25, 107-117 (1986).
9. V. Magni, G. Valentini, and S. Silvestri, "Recent developments in laser resonator design," *Optical and Quantum Electronics* 23, 1105-1134 (1991).
10. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, New York, 2006).
11. J. E. Hellström, S. Bjurshagen, and V. Pasiskevicius, "Laser performance and thermal lensing in high-power diode-pumped Yb:KGW with athermal orientation," *Applied Physics B: Lasers and Optics* 83, 55-59 (2006).
12. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science books, California, 1986).
13. R. Menzel, *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter* (Springer, New York, 2001).
14. V. R. Kushnir, A. N. Nemkov, and N. V. Shkunov, "Influence of the resonator geometry on the output power of a laser with several active elements," *Soviet Journal of Quantum Electronics* 5, 713-715 (1975).
15. A. Yariv, *Optical Electronics* (CBS College Publishing, Philadelphia, 1991).