

CONTROL DEL VOLUMEN DEL MODO FUNDAMENTAL EN RESONADORES ESTABLES POR FILTRADO ESPACIAL

CONTROL OF MODE VOLUME IN STABLE RESONATORS THROUGH SPATIAL FILTERING

A. L. Peuriot² y G. D. Santiago¹

1. Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP), Juan Bautista de Lasalle 4397 (1603), Villa Martelli, Bs. As.
2. Laboratorio de Láser, Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Paseo Colón 850 (1063), Capital Federal.

e-mail: apeuriot@citefa.gov.ar

Los resonadores estables se encuentran caracterizados por un pequeño volumen del modo fundamental a menos que sean operados en los límites de la zona de estabilidad. Este reducido volumen del modo hace que el láser tienda a operar en un régimen multimodo transversal lo que deteriora la calidad del haz. Si bien los resonadores inestables son una solución a este problema, las altas pérdidas de los mismos los excluye cuando la ganancia del amplificador es reducida o cuando se desean altas intensidades intracavidad para obtener procesos alineales. En este trabajo presentamos una modificación simple a una cavidad que ha sido extensivamente utilizada en láseres sólidos. Es la conocida como cavidad en "V" en la que un espejo cóncavo se encuentra en el punto común (vértice) de dos ramas cerradas por sendos espejos planos con el medio amplificador posicionado en una de las ramas. En el caso particular en que la distancia de cada espejo al curvo sea igual a la distancia focal, el resonador se encuentra en el borde de la zona de estabilidad, pero la inclusión de dos aberturas filtrantes sobre cada uno de los espejos planos estabiliza a la cavidad y provee un modo fundamental de mayor volumen y que puede ser ajustado. Al mismo tiempo es posible mejorar la discriminación de los modos de orden superior. Mostramos simulaciones numéricas del perfil del modo y las pérdidas de este tipo de resonador, así como resultados experimentales obtenidos sobre un láser TEA de CO₂ sobre el que medimos diámetro del modo, energía de salida y pérdidas.

Stable resonators have a small volume mode unless operated at the boundary of the stability region. This reduced volume determines the laser operates in a multimode regime that deteriorates the beam quality. Even though unstable resonators have a large volume mode, but the large losses make them unsuitable for low-gain media or when high intra-cavity intensities are sought. We present a simple modification to a cavity that has been extensively used in solid-state lasers. It is the so called "V" cavity with a concave mirror of focal length f placed at the common point of two branches enclosed by plane mirrors. If the distance between the plane and concave mirror equals f the resonator lies on the border of the stability diagram but including two filtering apertures on the plane mirrors provides a simple way of stabilizing the resonator and expanding the mode on the amplifier. We present numerical simulations and experimental results obtained in a TEA CO₂ laser.

Palabras clave: Resonador inestable, láser TEA CO₂.

Keywords: Stable resonator, CO₂ TEA laser.

I. INTRODUCCIÓN

Un aspecto importante de la utilización eficiente de un amplificador láser de gran volumen es el de generar un modo cuya sección transversal sea comparable a la del amplificador a fin de maximizar la energía extraída y que además presente una buena calidad para asegurar una baja divergencia y la posibilidad de enfocar en una región pequeña si se desean fluencias elevadas.

En general, para conseguir este objetivo es preferible el uso de resonadores inestables por poseer una gran área

transversal que ocupa todo el medio amplificador y además por operar en un régimen monomodo transversal a diferencia de los resonadores estables. Sin embargo, las pérdidas de éstos son relativamente elevadas y no resultan prácticos si la ganancia del amplificador es reducida. Por otra parte, en muchas ocasiones se desea obtener una alta fluencia dentro de la cavidad como en el caso de experiencias fotoquímicas donde se busca una alta intensidad dentro de la cavidad. En estas circunstancias el uso de resonadores inestables tampoco resulta conveniente porque en estas cavidades no resulta simple

la implementación de focos internos a la misma y la energía extraída al exterior resulta en una merma de la eficiencia dado que se busca mantener el máximo posible de energía dentro del sistema para ser aprovechada en la reacción.

Restricciones como las mencionadas hacen que sea conveniente recurrir a un esquema de bajas pérdidas derivado de un resonador estable.

Es posible diseñar un resonador estable caracterizado por un tamaño de modo grande sobre el amplificador y reducido en una región donde sea deseada una alta fluencia. Lamentablemente estos diseños operan en los límites de la zona de estabilidad por lo que su funcionamiento se torna problemático dado que requieren de ajustes muy cuidadosos de las posiciones de los espejos. Más aún, la sensibilidad del tamaño del modo a cambios en las distancias es exageradamente grande, haciendo que el sistema pase de estable a inestable con corrimientos mínimos. En el mismo sentido, en el caso de operar establemente, el láser puede pasar fácilmente de operación monomodo a multimodo trasversal por la mencionada sensibilidad.

Es necesario entonces recurrir a alguna solución que permita obtener el perfil de ancho del haz deseado pero que no resulte sensible a errores en las posiciones de los espejos o de las distancias focales de los mismos.

En este trabajo presentamos una alteración simple a una cavidad bien estudiada que permite resolver los problemas planteados sin hacer uso de componentes especiales de alto costo. El modelo numérico fue utilizado para diseñar un resonador para un láser TEA de CO₂ sobre el que medimos el diámetro del modo, la energía de salida y las pérdidas.

II. ANÁLISIS NUMÉRICO Y RESULTADOS EXPERIMENTALES

Una solución simple posible a las dificultades presentadas es la inclusión de aberturas dentro de una cavidad derivada de la ya utilizada a fin de estabilizarla y además definir el tamaño del haz a voluntad dentro de un rango relativamente amplio. La cavidad aquí estudiada es la de la figura 1 la cual ha sido utilizada en numerosos láseres sólidos y en muchas ocasiones es simplemente mencionada como cavidad en "V".

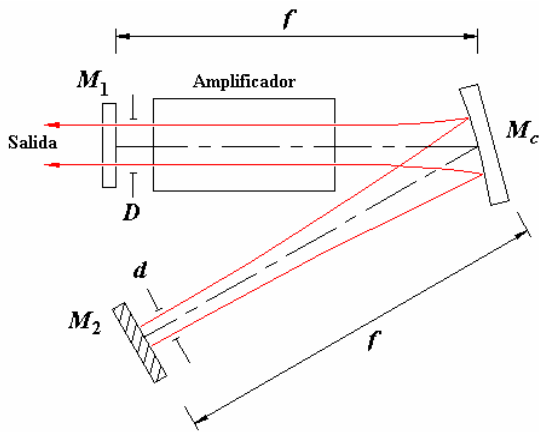


Figura 1. Cavidad en "V"

El análisis matricial muestra que también se trata de una cavidad en el borde de la zona de estabilidad. Una característica importante es que la matriz asociada es la unitaria sobre los espejos planos y el curvo. Una alteración ligera de la distancia entre los dos espejos permite acceder a la región estable pero con los problemas de sensibilidad mencionados.

La diferencia sustancial reside en la inclusión de dos aberturas en los lugares críticos que ayudarán a controlar el tamaño del modo y a disminuir la sensibilidad a errores en las posiciones. Estas aberturas no son muy grandes en relación al tamaño del haz y por lo tanto no es posible aplicar el formalismo de la matriz ABCD a la cavidad en un todo. Así resulta necesario estudiar el comportamiento de la cavidad computando la nueva distribución de campo y pérdidas en base a la integral de Kirchoff-Fresnel en la aproximación paraxial aplicada a la propagación entre aberturas.

Si arbitrariamente comenzamos sobre la abertura pequeña y recorremos el sistema hasta llegar a la abertura grande nos encontramos con que el operador de propagación está caracterizado por los elementos $A = D = 0$, $B = f$. Esta relación muestra que los campos sobre las aberturas D y d se encuentran conectados con una simple transformada de Fourier bidimensional. En estas condiciones, el frente de onda en ambos lugares es plano (por serlo los espejos) y el producto de los anchos w del modo en cada plano es constante: $w_D w_d = \text{cte}$. Esto sugiere que es posible conseguir una cintura del haz grande sobre la abertura D y pequeña sobre d si la constante es correctamente determinada.

Si deformamos la cavidad uniendo los brazos de la "V" encontramos que la estructura básica de la misma es un resonador semiconfocal (figura 2).

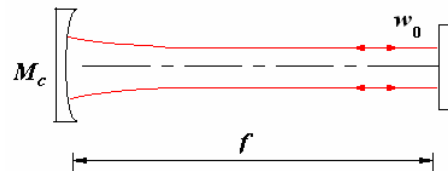


Figura 2. Resonador semiconfocal

Obviamente no es éste el resonador utilizado pero nos da una pauta para la elección del tamaño "natural" del haz. En este caso existe un modo gaussiano de cintura w_0 dada por:

$$w_0^2 = \frac{\lambda f}{\pi} \quad (1)$$

Dado que el espejo plano de la figura 2 se encuentra en el punto focal del espejo entonces el operador de propagación tiene los valores $A = D = 0$, $B = f$, coincidentes con los ya mencionados para el recorrido de una rama de la cavidad en "V" entre aberturas. Por lo tanto el miembro de la derecha de la (1) es la constante deseada y podemos escribir:

$$w_D w_d \approx \frac{\lambda f}{\pi} \quad (2)$$

El signo aproximado se debe a que debido a la inclusión de las aberturas el modo no será estrictamente gaussiano. Sólo queda pendiente la elección de los diámetros D y d que aseguren que la ecuación (2) sea una buena aproximación. Si elegimos $D = d \approx \pi w_0^{-1}$ obtendremos un modo aproximadamente gaussiano de cintura similar a la de una cavidad semiconfocal de largo f . Esta elección no es la mejor dado que el tamaño del modo resulta reducido por lo ya expuesto. Para subsanar este inconveniente elegimos un valor superior para D (ligeramente inferior al disponible en el amplificador) y uno menor para d , de forma tal que satisfagan la ecuación (2).

Puesto que este es un análisis cualitativo es necesario validarlo con el cómputo formal de las distribuciones de campo $u_n(r)$ y reflectividad equivalente $|\gamma_n|^2$. La integral de Fresnel para un pasaje de ida y vuelta es:

$$\gamma_n u_n(r) = -(2\pi N_{ef})^2 \int_0^1 r'' J_n(2\pi N_{ef} r r'') \times \left\{ \int_0^1 r' u_n(r') J_n(2\pi N_{ef} r' r'') dr' \right\} dr'' \quad (3)$$

Donde γ_n es el autovalor de campo, J_n la función de Bessel de orden n y los radios r y r' están normalizados a $D/2$ y r'' lo está a $d/2$. También definimos el número de Fresnel eficaz como: $N_{ef} = Dd/4\lambda f$.

Por lo ya expuesto, para aprovechar el volumen excitado debemos aumentar el tamaño de D y disminuir d en la misma proporción. Con esta idea definimos el parámetro δ superior a la unidad, como:

$$D = \pi w_0 \delta \quad (4)$$

Para mantener el número de Fresnel constante (y con ello las pérdidas) el diámetro del diafragma d debe ser:

$$d = \frac{\pi w_0}{\delta} \quad (5)$$

Con el objetivo de controlar el modo transversal dejamos abierta una posibilidad de ajuste, tomando un valor ligeramente inferior para el diámetro del diafragma sobre el espejo de salida:

$$D = \pi w_0 \delta c \quad (6)$$

donde c es un parámetro inferior a la unidad.

La ecuación (3) fue resuelta iterativamente por el método de Fox y Li para encontrar el modo dominante. Las figuras 3, 4 y 5 muestran el resultado obtenido para tres valores diferentes del parámetro δ . Nótese que para $\delta=1$ los modos sobre D y d tienen la misma extensión, mientras que para $\delta>1$ el modo sobre D se expande y sobre d se reduce. Este resultado es atractivo puesto que refleja un mejor aprovechamiento del volumen excitado. En todos los casos la reflectividad equivalente ($|\gamma_0|^2$) es elevada, aproximadamente 98 %, mostrando que las pérdidas son muy reducidas con lo que es posible operar con bajas ganancias de ser necesario.

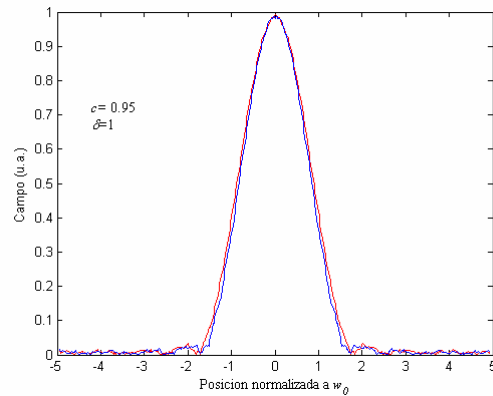


Figura 3. Perfiles del modo para $\delta=1$.

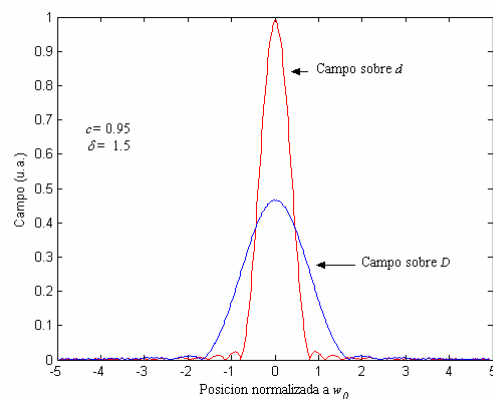


Figura 5. Perfiles del modo para $\delta=1.5$.

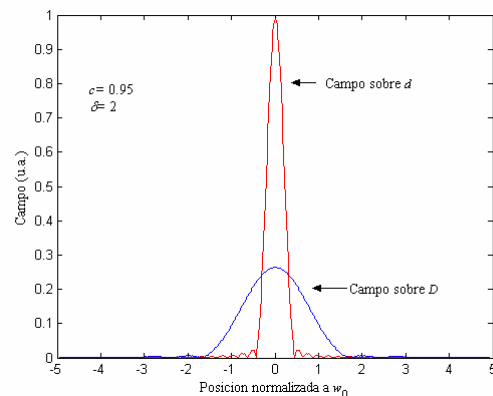


Figura 5. Perfiles del modo para $\delta=2$. Reflectividad equivalente 98%

La figura 6 muestra un detalle del perfil del modo en la que se observa que el mismo ya no es estrictamente gaussiano por la inclusión de los diafragmas pero el factor de calidad es muy bueno como mostraremos más adelante.

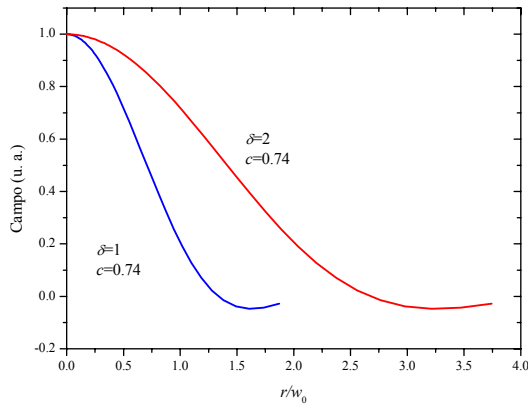


Figura 6. Detalle del perfil del campo para dos factores de expansión del haz

Las figuras 3, 4 y 5 fueron obtenidas virtualmente para la condición ideal ya que el tamaño del diafragma grande fue tomado igual al 95% del nominal ($c=0.95$). De haber elegido un valor menor la reflectividad efectiva se habría visto disminuida. Esto puede parecer inconveniente si el objetivo primario (y único) es la obtención de una elevada fluencia. Sin embargo, el ajuste del parámetro c provee una manera simple de variar las pérdidas si se desea disminuir la energía del láser manteniendo las condiciones del amplificador inalteradas.

La figura 7 muestra la reflectividad equivalente ($|\gamma_0|^2$) en función del parámetro c y se observa que las pérdidas son reducidas aún cuando el diafragma sea significativamente más pequeño que el nominal.

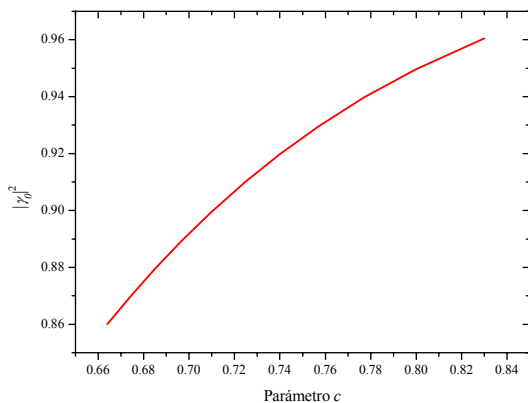


Figura 7. Reflectividad efectiva versus c

Podemos sintetizar ahora una regla práctica para el diseño de los diafragmas. Habiendo elegido la distancia focal f de los espejos y combinando las ecuaciones (2), (4) y (5) resulta:

$$Dd \approx \pi \lambda f \quad (7)$$

Esta elección de D y d determina un número de Fresnel igual a $\pi/4$.

Para aprovechar al máximo la energía el diafragma D debe ser muy ligeramente inferior a la zona útil del amplificador.

Otro factor importante es cuantificar el factor de mérito del haz puesto que no sólo es deseable obtener un buen

aprovechamiento del medio activo, sino también un buen factor de calidad del haz M^2 . En un caso general la cintura $W(z)$ del modo (medida en los ejes x e y en el caso general) queda determinada por el momento de segundo orden de la distribución de intensidades. Si consideramos $z=0$ sobre el diafragma d , la evolución de $W(z)$ está dada por ²:

$$\begin{aligned} W_{x,y}^2(z) &= W_{0x,y}^2 + \left(\frac{M_{x,y}^2 \lambda}{\pi W_{0x,y}} \right)^2 (z - z_{0x,y})^2 \\ &= W_{0x,y}^2 \times \left[1 + \left(\frac{z - z_{0x,y}}{z_{Rx,y}} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (8)$$

Donde los rangos de Rayleigh quedan dados por:

$$z_{Rx} = \frac{\pi W_{0x}^2}{M_x^2 \lambda} \quad \text{y} \quad z_{Ry} = \frac{\pi W_{0y}^2}{M_y^2 \lambda} \quad (9)$$

La disminución del factor M^2 es importante porque asegura una menor divergencia del haz.

La figura 8 muestra la dependencia del ancho $W(z)$ del haz en la zona entre el iris d y el espejo curvo para $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ y $f=5000 \text{ mm}$.

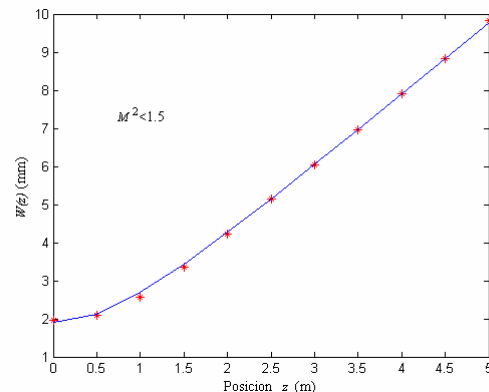


Figura 8. Cintura $W(z)$ del haz en función de la posición

El valor computado del factor de calidad es inferior a 1.5, valor muy bueno. Sin embargo es importante destacar que este valor corresponde a una cavidad vacía, sin medio amplificador.

En los párrafos iniciales mencionamos que un problema importante asociado con la cavidad en "V" sin aberturas limitantes era que los requerimientos para posicionarlas en una situación estable y con los tamaños de modo deseados era necesario conseguir un posicionamiento cuidadoso de los espejos y con una baja tolerancia a errores.

En comparación, la cavidad aquí estudiada presenta una sensibilidad mucho menor.

Como ejemplo, en la figura 9 mostramos el cambio en la reflectividad ante errores en la distancia focal de los espejos. La ecuación a resolver es más compleja que la

(3) puesto que el operador de propagación no tiene los valores simples mencionados pero el fundamento es el mismo.

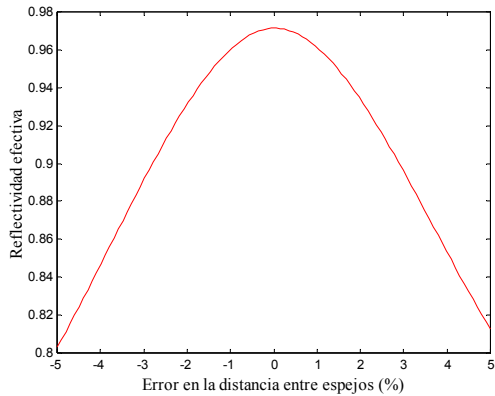


Figura 9. Reflectividad en función del error porcentual en la distancia focal

Asimismo, en la figura 10 mostramos el cambio en el perfil del modo ante el mismo error (los valores han sido normalizados al máximo de cada curva para facilitar la comparación).

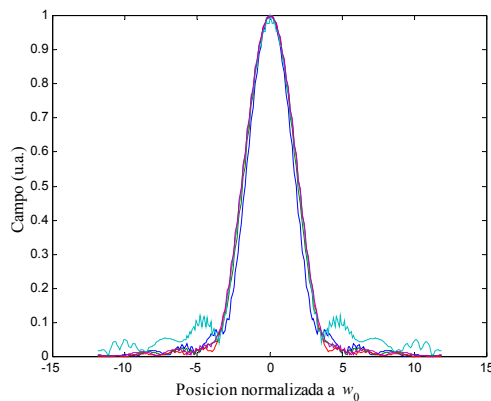


Figura 10. Perfil de campo sobre el iris D para distintos errores en la distancia focal

Las distribuciones de campo son tan similares (particularmente en la zona central) que resulta difícil identificar a cada una por separado. Se obtiene más información al analizar cómo varía el ancho del haz, lo que es visto en la figura 11.

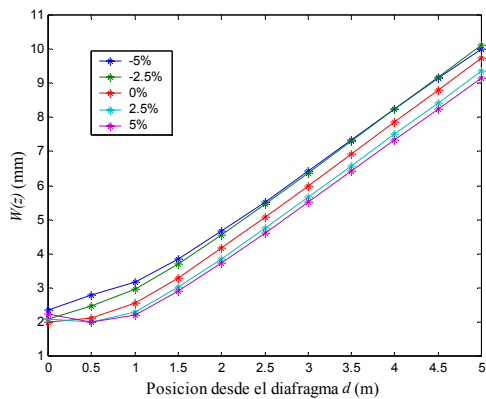


Figura 11. Evolución del ancho $W(z)$ del haz para diferentes errores en la distancia focal

La curva central (0%) corresponde a la situación nominal. Por comparación se observa que en las otras condiciones el modo ha empeorado y sobre la apertura d ya no se encuentra el valor mínimo de la cintura del haz. Sin embargo hay que puntualizar que un error del 5% en la distancia focal $f=5000$ mm equivale a 250 mm, un valor ciertamente más grande que las tasas de error esperables en espejos estándar.

La figura 12 muestra el cuadrado de la razón del primer autovalor al segundo, lo que define la capacidad de discriminación entre modos transversales. Al disminuir el parámetro c las pérdidas aumentan con la consiguiente reducción de la energía pero los modos de orden superior son más eficientemente discriminados.

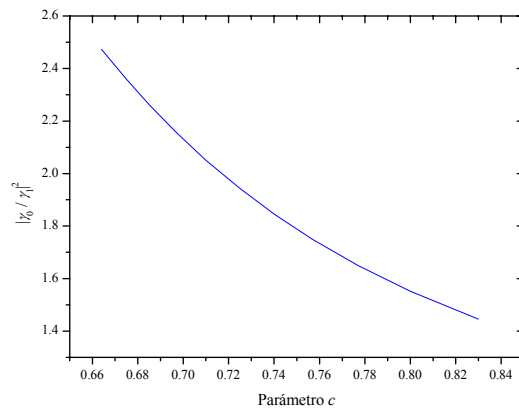


Figura 12. Discriminación en función del parámetro c

Para corroborar este modelo ensayamos en un láser TEA con un espejo cóncavo de 2.5 m de distancia focal, un espejo totalmente reflector sobre el cual se dispuso el diafragma pequeño y un espejo de salida de Germanio ($R=65\%$) sobre el que se ubicó el otro iris.

La figura 13 ilustra los valores medidos del diámetro del haz de salida normalizado al del haz gaussiano πw_0 . Las diferentes líneas representan las curvas teóricas proporcionales a $c\delta$.

Asimismo registramos la energía de salida normalizada al valor de energía obtenido con $c=1$ y $\delta=1$, lo cual es presentado en la figura 14. Aunque no tan ajustadamente como el diámetro, la energía de salida sigue bien la dependencia prevista.

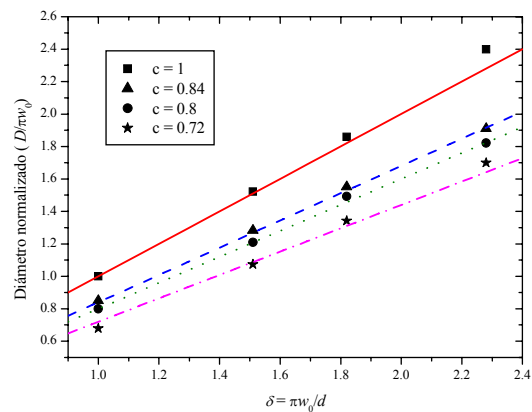


Figura 13. Diámetro normalizado del haz de salida en función del parámetro δ

La determinación de los autovalores fue difícil puesto que para valores de c próximos a la unidad las pérdidas son tan reducidas que los errores experimentales enmascararon fácilmente el valor a determinar. Sólo con $c=0.72$ obtuvimos una medida confiable de $R_{ef} \approx 0.85$.

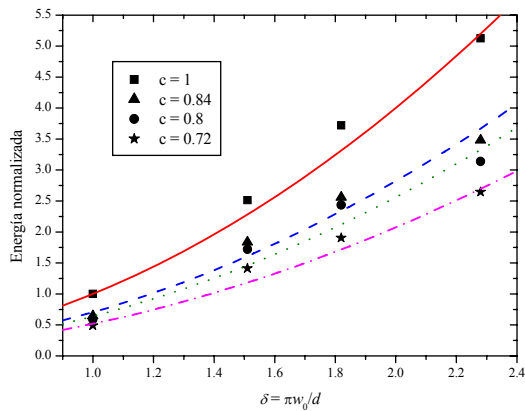


Figura 14. Energía de salida normalizada en función del parámetro δ

Podemos concluir entonces que con este método simple es posible expandir el diámetro del haz sin necesidad de recurrir a esquemas que extraigan gran parte de la energía en cada pasaje por lo que este arreglo se presta bien a sistemas de gran sección transversal y ganancia no muy elevada. Asimismo, el número de modos que oscilan es mucho más pequeño que el que habríamos obtenido en una cavidad confocal estable sin el agregado de diafragmas. Por otra parte, si se desea sintonizar el láser es posible reemplazar uno de los espejos planos por una red en montaje de Littrow.

Referencias

- [1] A. E. Siegman, "Lasers", Cap 17, pág 666, Science University Books, 1986.
- [1] A. E. Siegman and S. W. Townsend, "Output beam propagation and beam quality from a multimode stable-cavity laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1212, 1993.