

INFLUENCIA DE LA MAGNIFICACIÓN SOBRE LA EFICIENCIA ÓPTICA EN LÁSERES CON RESONADORES INESTABLES

INFLUENCE OF MAGNIFICATION ON EXTRACTION EFFICIENCY IN UNSTABLE LASER RESONATORS

M. G. González¹, I. Rios¹, G. D. Santiago¹ y A. L. Peuriot²

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

e-mail: gsantia@fi.uba.ar

La magnificación y el número de Fresnel determinan los modos y pérdidas de un resonador inestable vacío. Aquellos se ven alterados por la inclusión de un medio con ganancia más marcadamente que en una cavidad estable porque en una de este tipo el perfil espacial de las intensidades contrapropagantes dentro de ella son marcadamente diferentes lo que lleva a condiciones de saturación distintas y con ello a un cambio en el perfil del modo, en la reflectividad y en las condiciones de operación óptima. En este trabajo se presenta un estudio numérico, sobre dos tipos de cavidades, de la dependencia de los cambios mencionados con la magnificación del resonador para un medio amplificador que satura homogéneamente y se compara con resultados experimentales obtenidos sobre un láser TEA de CO₂.

Palabras clave: Resonador inestable, láser TEA CO₂.

The magnification and the Fresnel number determine the mode profile and losses in a bare unstable resonator. Upon inclusion of gain, both the beam pattern and the reflectivity are changed, more than in a stable cavity, because the counter-propagation intensities spatially differ and saturate the amplifier in a way that alters the mode profile, the reflectivity and the conditions of optimal operation. In this paper we present a numerical study of two types of cavities and compute the mode profile and losses in presence of an amplifier that saturates homogeneously. We compare these results with experimental data obtained on a TEA CO₂ laser

Keywords: Unstable resonator, CO₂ TEA laser.

I. INTRODUCCIÓN

El análisis de las pérdidas y el perfil del modo en resonadores inestables en ausencia de ganancia ha sido extensivamente realizado para muchas configuraciones aplicando tanto métodos basados en óptica geométrica como con análisis difractivos. La situación es muy distinta si se considera el funcionamiento con ganancia presente. Uno de los trabajos pioneros y más detallado es el llevado a cabo por Siegman y Sziklas^{1, 2} quienes estudiaron un complejo láser gasdinámico incluyendo inhomogeneidades de la distribución espacial de ganancia y alteraciones del índice de refracción por presencia de ondas de choque. Ya en este trabajo se puntualizaba una diferencia importante entre los resonadores inestables y estables en lo referente a las pérdidas. En una cavidad estable las mismas están dadas por el espejo de salida (a menos de que el número de Fresnel sea muy reducido) mientras que en las inestables, al variar el perfil del modo por la presencia del medio amplificador, se tiene un marcado cambio en la reflectividad efectiva definida como la razón de la potencia realimentada dentro del

sistema a la potencia que llega al plano de salida del resonador.

En el mencionado artículo se mostraba que la reflectividad efectiva con medio presente era inferior a la computada para la cavidad vacía. Esta diferencia depende de muchos factores tales como la ganancia integrada, la distribución espacial de la misma y la posición del amplificador dentro del resonador. Este conjunto grande de parámetros libres, unido al carácter no lineal de la saturación hace necesario recurrir a reiteradas simulaciones numéricas particulares, dando inevitablemente resultados menos generales. Quizás debido a esta complejidad, las condiciones de máxima extracción de energía, en este tipo de resonadores, han sido analizadas con poco detalle.

El estudio usual de la eficiencia óptica de extracción de energía de un láser continuo ensanchado homogéneamente está basado en un modelo que determina la evolución espacial, dentro de la cavidad, de dos haces contrapropagantes de intensidad transversal homogénea que saturan al medio por simple adición de intensidades. Así se genera un sistema de ecuaciones

diferenciales acopladas que junto con las condiciones de contorno sobre los espejos brindan la intensidad de salida en función de la ganancia integrada y las pérdidas. Este es el llamado modelo de Rigrod³ a partir del cual distintos autores elaboraron variantes particulares como la presencia de pérdidas distribuidas no saturables⁴ o la superposición de haces en resonadores plegados⁵.

En este trabajo, en primer lugar, se presentan las principales características de dos cavidades utilizadas en un láser TEA de CO₂, desarrolladas en nuestro laboratorio, y se muestran los resultados experimentales. Luego se realiza un estudio numérico de la reflectividad efectiva en presencia de ganancia para las cavidades utilizadas y se detallan los resultados obtenidos. Finalmente, éstos, se comparan con los brindados por el modelo estándar de Rigrod.

II. RESONADORES ESTUDIADOS

En las dos secciones siguientes se presentan las principales características de los resonadores ensayados. Las mismas fueron computadas a partir del método iterativo de Fox y Li para una cavidad vacía. Asimismo se muestran los resultados experimentales correspondientes.

II.a. Resonador inestable autofiltrante

Esta cavidad, conocida por la sigla SFUR (Self-Filtering Unstable Resonator) ha sido empleada en numerosos láseres⁶⁻¹¹ y sobre la misma se ha concretado, en nuestro laboratorio, algunas innovaciones dirigidas a controlar el volumen del modo sin alterar las pérdidas¹². El esquema básico es el de la figura 1.

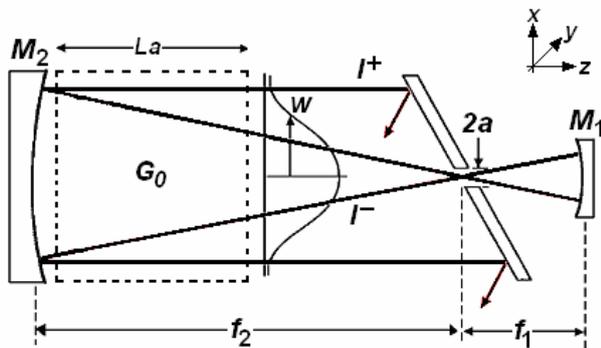


Figura 1. Resonador inestable autofiltrante.

Se trata de una cavidad inestable confocal de la rama negativa de magnificación $m=f_2/f_1$, en la que se ha introducido una abertura filtrante en el punto confocal. Ésta, juega un papel muy importante en el funcionamiento del resonador. Dado que la abertura se encuentra en el plano focal del espejo M_1 , la imagen por difracción del diagrama de iluminación de la abertura es la transformada de Fourier de la misma. Para el caso de asumir una iluminación uniforme, dicha transformada (en coordenadas cilíndricas) es la función de Airy. Con un radio al primer cero de $0.61 \cdot \lambda \cdot f/a$ donde a es el radio de la abertura. Si a se hace coincidente con el de su imagen por difracción, es decir $a^2=0.61 \cdot f \cdot \lambda$, se encuentra con que,

desde el punto de vista de M_2 , la abertura se encuentra iluminada por el lóbulo central de la función de Airy. La imagen de difracción de la abertura por M_2 es la que cualitativamente muestra la figura 1. Si f_2 es bastante más grande que f_1 (de forma que el ancho del modo sea relativamente grande respecto de a), la distribución de amplitud sobre la abertura es aproximadamente uniforme, lo que satisface el pedido original.

Esta descripción cualitativa permite comprender el papel importante de filtrado que cumple la abertura al seleccionar la parte central del haz en cada paso y filtrar las alas.

La magnificación m y la reflectividad se encuentran conectadas a través de una relación aproximada dado por⁸:

$$R_{ef} \approx \frac{2 \cdot m^2 - 1}{m^4} \quad (1)$$

Correspondientemente, el diámetro D del lóbulo central del haz de salida está dado, de forma aproximada por⁸:

$$D \approx 3 \cdot m \cdot a \quad (2)$$

II.b. Espejo puntual

El principio de acoplamiento difractivo por medio de un espejo puntual o "dot mirror"¹³ también ha sido utilizado en numerosos láseres. En este diseño se tiene una cavidad semiconfocal conformada por un espejo cóncavo de distancia focal f y otro plano de pequeño diámetro $d=2 \cdot a$ ubicado en el plano focal del primero. Si el radio a del espejo plano es inferior al del haz gaussiano asociado con esta cavidad:

$$a < w_0 = \sqrt{\lambda \cdot f / \pi} \quad (3)$$

entonces el modo fundamental que se obtiene es de mayor extensión espacial que el gaussiano, su perfil transversal semeja al de Airy y la discriminación de los modos de orden superior es alta. El haz es acoplado al exterior en forma de una corona que en el campo lejano evoluciona a un perfil suave.^{16, 17} El esquema utilizado en este trabajo se muestra en la figura 2.

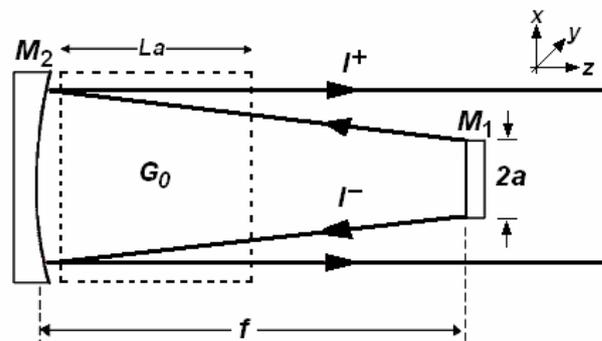


Figura 2. Esquema espejo puntual o dot mirror.

En esta cavidad el espejo de salida actúa como una fuente cuasi puntual y filtro espacial al mismo tiempo.

El número de Fresnel $N_F = a^2/\lambda \cdot f$ determina totalmente las características de este resonador. La reflectividad equivalente o efectiva del mismo está dada por^{14, 15}:

$$R_{ef} \approx 1 - J_0^2(2 \cdot \pi \cdot N_F) - J_1^2(2 \cdot \pi \cdot N_F) \quad (4)$$

donde J_0 y J_1 son las funciones de Bessel de primera especie y orden cero y uno respectivamente.

El diámetro del haz de salida D está dado por una pseudo magnificación m ^{14, 15}:

$$m = D/d \approx 0.61/N_F \quad (5)$$

Dado que el radio del espejo puntual debe ser inferior al de la cintura gaussiana, el número de Fresnel debe ser inferior a 0.3. Conforme dicho número disminuye, el diámetro del haz aumenta así como la fracción de energía acoplada fuera de la cavidad. Este sistema provee un buen aprovechamiento del volumen excitado en operación monomodo transversal que asegura buena calidad de haz.

II.c. Resultados experimentales

Ambos esquemas fueron aplicados en un láser de CO₂ de descarga transversal tipo TEA.

En el caso de la cavidad SFUR, las magnificaciones utilizadas fueron $m=1.5$ ($f_1=1$ m, $f_2=1.5$ m) y $m = 2.5$ ($f_1=1.5$ m, $f_2 = 3.75$ m). Como acopladores de salida se utilizaron espejos de acero inoxidable recubiertos en oro construidos a este efecto. Las reflectividades eficaces fueron calculadas a partir de la energía de salida y una muestra del haz incidente sobre el espejo de salida. Para ello se insertó dentro del resonador y próximo a dicho espejo de salida una lámina de ZnSe con una cara recubierta con capa antirreflectante. Los resultados son presentados en la figura 3 junto con los valores teóricos dados por la ecuación 1. Los valores medidos fueron obtenidos para distintas tensiones de carga del capacitor principal del láser. Las lecturas de reflectividad más baja corresponden a las mayores tensiones de alimentación (ganancia superior).

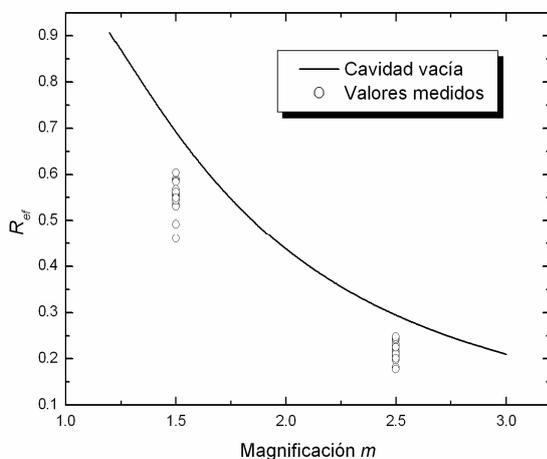


Figura 3. Valores de reflectividad eficaz medidos y teóricos para un resonador SFUR

En el otro resonador, para realizar la misma medición, también se construyeron varios espejos de acero inoxidable, recubiertos con oro, los que fueron montados en un soporte de tres brazos. Con estos espejos puntuales y varios espejos cóncavos se consiguieron distintos números de Fresnel en el rango 0.2 a 0.3 o visto desde la pseudo magnificación desde 2 a 3.

La reflectividad equivalente fue medida insertando dentro de la cavidad una lámina de ZnSe que tomaba muestras de los haces circulantes en ambas direcciones. Dichas muestras fueron registradas con detectores piroeléctricos.

La figura 4 muestra los resultados experimentales, así como los valores teóricos dados por la ecuación 4. Los valores medidos fueron obtenidos para distintas ganancias del medio activo.

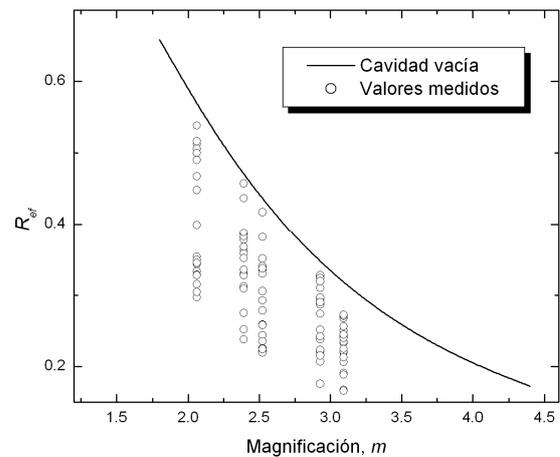


Figura 4. Valores de reflectividad eficaz medidos y teóricos para un resonador dot mirror.

Tanto en la figura 3 como en la figura 4 se puede apreciar que las reflectividades medidas son inferiores a las predichas para la cavidad vacía. La discrepancia aumenta con la ganancia. Los resultados más cercanos a los teóricos se obtuvieron cuando el exceso de ganancia sobre las pérdidas era reducida.

III. PERFIL DEL MODO EN PRESENCIA DE GANANCIA

Para caracterizar la influencia de la ganancia sobre el perfil del modo y las pérdidas, se recurrió nuevamente al método de Fox y Li pero adicionando un medio de ganancia de pequeña señal α_0 , largo L_a y que satura homogéneamente. El procedimiento se dividió en dos partes. En la primera se computó el modo de la cavidad vacía sin normalizar la potencia en cada iteración. El modo encontrado, de baja intensidad, por lo mencionado anteriormente, fue utilizado como semilla para un nuevo proceso iterativo, esta vez con ganancia presente. La zona ocupada por el amplificador fue modelada como una sucesión de pasos de propagación libre seguidos de una amplificación con saturación. El número de pasos N_p fue determinado experimentalmente como un compromiso entre precisión y velocidad de ejecución. En la práctica se

encontró que 10 intervalos eran suficientes. En cada iteración los campos fueron primero propagados con un método espectral³ una distancia $\Delta z=L_d/N_p$ y luego amplificados tomando en cuenta para la saturación las intensidades (I^+ e I^-) del paso anterior. Los valores resultantes eran almacenados para ser utilizados en los cómputos de la amplificación en la iteración posterior. A semejanza de trabajos similares², para asegurar una convergencia más rápida se utilizó un método de sobre-relajación. La cantidad de parámetros libres de este problema es grande: ganancia integrada, largo relativo del amplificador con respecto a la distancia entre espejos, posición del mismo y magnificación del resonador. Esto hace que haya que seleccionar para la presentación algunos valores particulares. Los resultados aquí mostrados se computaron a partir de datos experimentales de los sistemas estudiados. Si bien los valores absolutos dependen de los parámetros elegidos, es posible extraer una tendencia de ellos.

En las figuras 5 y 6 se muestran el perfil del modo dominante tomando como parámetros la magnificación y la ganancia integrada.

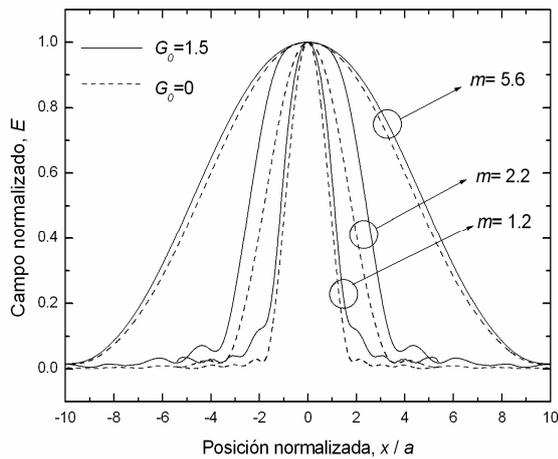


Figura 5. Perfil del modo dominante para una cavidad SFUR para diferentes magnificaciones. Curva sólida: medio con ganancia. Curva de puntos: cavidad vacía.

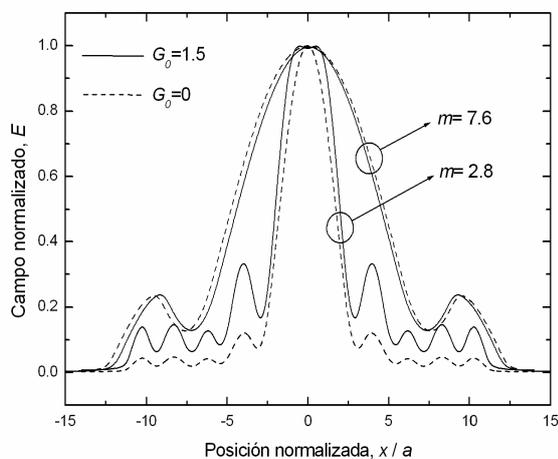


Figura 6. Perfil del modo dominante para una cavidad dot mirror para diferentes magnificaciones. Curva sólida: medio con ganancia. Curva de puntos: cavidad vacía.

De las figuras anteriores se puede apreciar que el perfil del modo difiere poco del de la cavidad vacía cuando la magnificación es pequeña debido a una alta superposición espacial de las intensidades I^+ y I^- . Lo mismo ocurre cuando el exceso de ganancia sobre las pérdidas es reducido. Pero, en situaciones intermedias, se nota una distorsión que se manifiesta como una mayor proporción de energía en la parte del haz de salida que es acoplado fuera de la cavidad en relación a la parte realimentada. Esto lleva a una reducción de la reflectividad efectiva compatible con los resultados mostrados figuras 3 y 4. En las experiencias, la mencionada distorsión del perfil del modo, si bien relevante en la determinación de las pérdidas, no se pudo apreciar fácilmente por el registro del mismo y sólo fue notorio en la medida de la reflectividad.

Los cómputos anteriores fueron efectuados suponiendo sin límites transversales a la zona con ganancia. A fin de considerar una situación más real se computaron nuevamente los perfiles introduciendo una limitación espacial a la zona de ganancia restringiéndola al ancho nominal del modo para la cavidad vacía (ecuaciones 2 y 5). La figuras 7 y 8 muestran los resultados correspondientes a este caso.

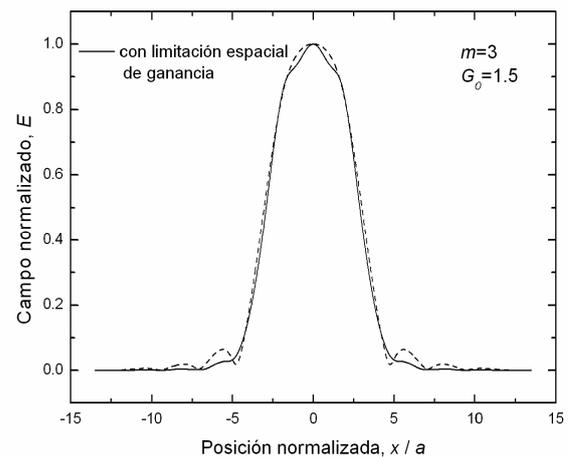


Figura 7. Perfil del modo dominante para una cavidad SFUR con $m=3$ y $G_0=1.5$. Curva sólida: La ganancia se encuentra limitada. Curva de puntos: sin limitación.

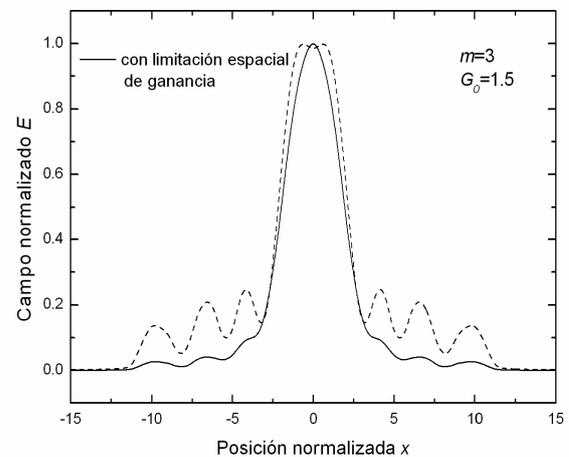


Figura 8. Perfil del modo dominante para una cavidad dot mirror con limitación espacial de ganancia (curva sólida) y sin limitación (curva de puntos)

Se observa, como es de esperarse, una reducción de la energía transportada por los lóbulos secundarios del haz. Es interesante destacar que, debido al doble filtrado por pasaje, la cavidad SFUR muestra una menor sensibilidad a esta característica de limitación espacial de la ganancia que el resonador dot mirror.

A partir del cómputo de los campos se obtuvo la reflectividad efectiva como la razón de la energía realimentada a la extraída. La misma es mostrada en las figuras 9 y 10 en función de la magnificación. A fin de una presentación más clara es presentada normalizada a la reflectividad de la cavidad vacía, R_0 .

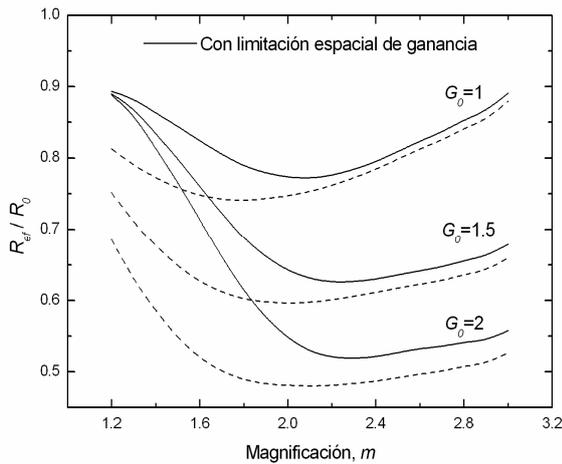


Figura 9. Reflectividad efectiva normalizada con respecto a R_0 de una cavidad SFUR. Curva sólida: La ganancia se encuentra limitada. Curva de puntos: sin limitación.

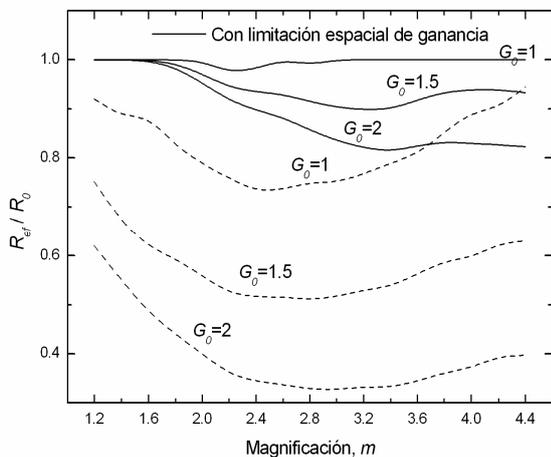


Figura 10. Reflectividad eficaz normalizada con respecto a R_0 de una cavidad dot mirror. Curva sólida: La ganancia se encuentra limitada. Curva de puntos: sin limitación.

De estos resultados se puede apreciar que a medida que la ganancia aumenta, la relación R_{ef}/R_0 disminuye. Este hecho se encuentra en concordancia con lo obtenido experimentalmente.

Las curvas correspondientes a la situación en la que la extensión espacial de la zona de ganancia es limitada presentan una relación R_{ef}/R_0 más elevada. Esto puede explicarse notando que en tal circunstancia los lóbulos secundarios del haz no son amplificados y por lo tanto la

potencia teórica de salida no es tan alta comparada con la que corresponde a la condición no limitación del medio activo.

Si bien ambos resonadores comparten tendencias similares, en el caso del dot mirror se presenta una marcada diferencia entre los casos con y sin limitación de ganancia, situación que no sucede para la cavidad SFUR. Este hecho se encuentra conectado con el mejor filtrado de los lóbulos secundarios por parte de la segunda.

IV. EFICIENCIA DE EXTRACCIÓN

Es interesante comparar lo obtenido en estas cavidades con el desempeño de una estable de gran número de Fresnel caracterizada por un haz multimodo y cuyo haz de salida tenga el mismo diámetro.

En un medio amplificador la máxima intensidad extraíble resulta¹⁷:

$$I_{extr} = G_0 \cdot I_s \quad (6)$$

donde I_s es la intensidad de saturación. Si el perfil espacial del haz es uniforme (como en el caso multimodo), la razón entre la intensidad de salida, computada con modelos derivados del de Rigrod, y el valor máximo asequible I_{extr} define la eficiencia óptica de extracción η . En el caso que nos atañe no es posible computar la eficiencia en base a las intensidades puesto que no son uniformes, pero sí es posible hacerlo con las potencias totales. A fin de la comparación se imagina entonces, un láser multimodo con diámetro de haz igual al del lóbulo central del modo de la cavidad inestable, con lo que se obtiene la hipotética potencia de salida de la estable.

En las figuras 11 y 12 se muestra la comparación del rendimiento de extracción en función de la reflectividad efectiva entre una cavidad estable y los resonadores considerados. Para enfatizar el carácter del máximo, en ambos casos se introdujeron pérdidas intracavidad ($R_p=0.8$) no saturables del 20 %.

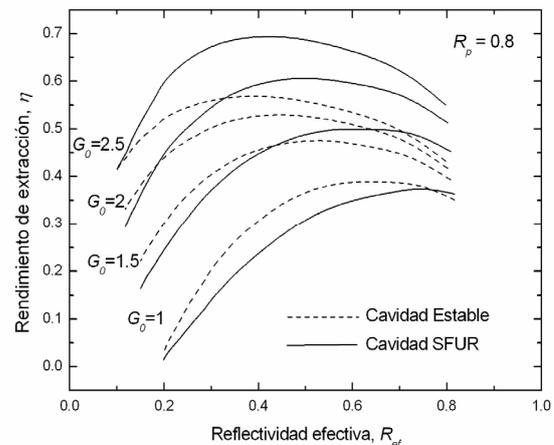


Figura 11. Rendimiento de extracción en función de la reflectividad efectiva para un 20 % de pérdidas intracavidad. Curva sólida: cavidad SFUR. Curva de puntos: cavidad estable.

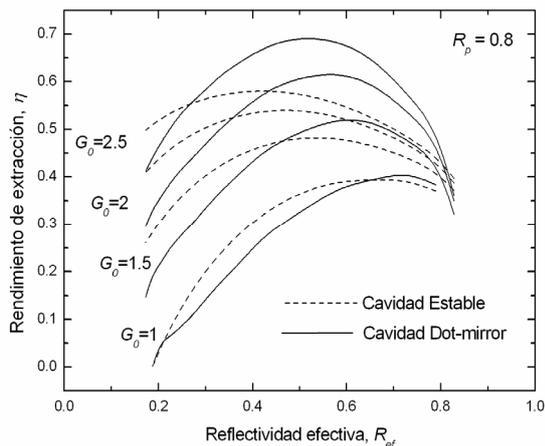


Figura 12. Rendimiento de extracción en función de la reflectividad efectiva para un 20 % de pérdidas intracavidad. Curva sólida: cavidad dot-mirror. Curva de puntos: cavidad estable.

Para ganancias pequeñas la cavidad estable es superior, en términos de η . Conforme G_0 aumenta, las cavidades estudiadas tienen un desempeño superior y la posición del óptimo se encuentra para valores de reflectividad ligeramente superiores.

Estos resultados discrepan con los reportados por otros autores¹⁸ quienes puntualizan la superioridad de la cavidad estable en toda circunstancia. A nuestro entender esta diferencia estriba en que en el trabajo mencionado se asigna como reflectividad equivalente de la cavidad inestable el valor computado para el resonador vacío en lugar de utilizar el procedimiento aquí desarrollado.

VI. CONCLUSIONES

En experiencias realizadas en cavidades inestables, se observó que las pérdidas efectivas dependen fuertemente del valor de la ganancia. Esto implica que el perfil espacial del haz cambia significativamente si se considera o no la presencia de ganancia. Para cuantificar la magnitud de este cambio se extendió el modelo previo incluyendo un medio amplificador que satura homogéneamente. Los resultados numéricos muestran que la reflectividad efectiva disminuye conforme aumenta la ganancia, situación verificada experimentalmente.

A partir de los perfiles de campo computados se evaluó la eficiencia de extracción y se la comparó con los valores correspondientes a una cavidad estable multimodo, encontrándose que para valores de ganancia elevados las cavidades inestables presentan una mejor eficiencia.

Referencias

[1] A. Siegman, E. Sziklas, "Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain. 1: Hermite-Gaussian Expansion", *Applied Optics* **13**, 2775-2791 (1974).
 [2] A. Siegman, E. Sziklas, "Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain. 2: Fast Fourier transform method", *Applied Optics* **14**, 1874-1889 (1975).
 [3] W. W. Rigrod, "Saturation effects in high-gain lasers", *J. Appl. Phys.*, **36**, 2487, 1965.

[4] G. M. Schindler, "Optimum output efficiency of homogeneously broadened lasers with constant loss", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, 546, 1980.
 [5] C.A. Rosito, G.D. Santiago, "Output power optimization in folded resonators". *Opt. Eng.*, **35**, 1, 81, 1996
 [6] G. Fox and T. Li, "Resonant modes in a maser interferometer", *Bell Sys. Tech. J.*, **40**, 453 (1961).
 [7] P.G. Gobbi and G.C. Reali, "A novel unstable resonator configuration with a self filtering aperture", *Opt. Comm.*, **52**, 195 (1984).
 [8] P.G. Gobbi, S. Morosi, G.C. Reali and A.S. Zarkasi, "Novel unstable resonator configuration with a self-filtering aperture: experimental characterization of the Nd:YAG loaded cavity", *Appl. Optics*, **24**, 26 (1985).
 [9] P.G. Gobbi and G.C. Reali, "Mode analysis of a self-filtering unstable resonator with a gaussian transmission aperture", *Opt. Comm.*, **57**, 355 (1986).
 [10] R. Barbini, A. Ghigo, M. Giorgi, K.N. Iyer, A. Palucci and S. Ribezzo, "Injection-locked single-mode high-power low-divergence TEA CO₂ laser using SFUR configuration", *Opt. Comm.*, **60**, 239-243 (1986).
 [11] R. Barbini, F. Colao, A. Palucci, A. Petri and S. Ribezzo, "Tunable SFUR TEA CO₂ laser", Presented at the 10th International Conference on Lasers '87, Lake Tahoe (USA), 7-11 December 1987.
 [12] G. Santiago, A. L. Peuriot and C. A. Rosito. "Extension of the Self-Filtering Unstable Resonator to a Ring Cavity". *Optical Engineering* **40**, 2215, 2001.
 [13] P. Pax and J. Weston, "Novel large mode volume resonator", *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-27**, 1242 (1991).
 [14] A. Peuriot, G. Santiago, V. D'Accurso, C. Rosito, "Characterization of a semi-confocal resonator with diffractive output coupling", *Proceedings SPIE*, **4419**, 150 (2001).
 [15] A. Peuriot, G. Santiago, C. Rosito, "Numerical and experimental study of stable resonators with diffractive output coupling", *J. Opt. Eng.*, **41**, 1903 (2002).
 [16] A. E. Siegman, "Lasers". Cap 7, pág 300, Science University Books, 1986.
 [17] Yu Anan'ev, "Laser resonators and the beam divergence problem", cap 4, pág 254, The Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics, 1992