

RESONADOR SINTONIZABLE CON ACOPLAMIENTO DIFRACTIVO PARA UN LÁSER DE CO₂ TEA

A. L. Peuriot¹, G. D. Santiago² y C. A. Rosito¹

(1) Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP), CITEFA-CONICET, San Juan Bautista de Lasalle 4397 (1603), Villa Martelli, Provincia de Buenos Aires.

(2) Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Pasco Colón 850 (1063), Buenos Aires.
e-mail: apeuriot@citefa.gov.ar

Presentamos una cavidad sintonizable que utiliza el principio de acoplamiento difractivo por medio de un espejo puntual ("dot mirror"). Para obtener la sintonía se reemplazó el espejo puntual por la combinación de un espejo metálico agujereado en el centro que actúa como acoplador de salida y filtro espacial y una red que realimenta y selecciona la línea de operación. Este resonador permite la operación monomodo transversal con un haz de baja divergencia y buena calidad. Medimos el perfil del modo, el factor de calidad M^2 del mismo y la habilidad de sintonía en la banda de 10.6 micrometros del láser de CO₂.

We present a tunable cavity that uses diffractive output coupling by means of a dot mirror. To achieve tunability, the dot mirror was replaced by a center-drilled metallic mirror that performs as an output coupler and spatial filter, and a diffraction grating that provides feedback and line selection. This resonator provides single transversal mode operation and a low-divergence output beam. We measured the beam profile and quality factor M^2 as well as the tuning ability in the 10.6 micrometers band of the CO₂ laser.

1. Introducción

El principio de acoplamiento difractivo por medio de un espejo puntual o "dot mirror" ha sido utilizado en numerosos láseres⁽¹⁾. En este diseño, particularmente simple, tenemos una cavidad semiconfocal conformada por un espejo cóncavo de distancia focal f y otro plano de pequeño diámetro $d=2a$ ubicado en el plano focal del primero. Si el radio a del espejo plano es inferior al del haz gaussiano asociado con esta cavidad :

$$a < w_0 = \sqrt{\lambda f / \pi} \quad (1)$$

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^(2,3). En esta cavidad el espejo de salida actúa como una fuente cuasi puntual y filtro espacial al mismo tiempo.

El número de Fresnel $N_F = a^2 / \lambda f$ determina totalmente las características de este resonador. La reflectividad equivalente del mismo está dada por:

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

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 :

$$m = D/d \approx 0.61 / N_F \quad (3)$$

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 del haz.

La simplicidad de este diseño, aunada al buen desempeño nos condujo a considerar la posibilidad de extender la idea a un resonador sintonizable. Dejando de lado la idea de contar con una red cóncava, o de combinar una red plana con una lente de gran distancia focal en reemplazo del espejo cóncavo, decidimos utilizar un esquema similar al que ya utilizáramos en un láser de CO₂ de alta potencia⁽²⁾ y que mostramos en la figura 1. En este caso la red, en configuración de Littrow, juega el papel del espejo puntual, pero la parte iluminada está restringida al diámetro libre del espejo acoplador. De esta manera obtenemos un pseudo espejo puntual selector de línea. Dada la alta discriminación de esta cavidad se consigue operación monomodo transversal, lo que redundará en una extensión de la vida útil de la red ya que se evita la formación de los "puntos calientes" propios de la operación en régimen multimodo.

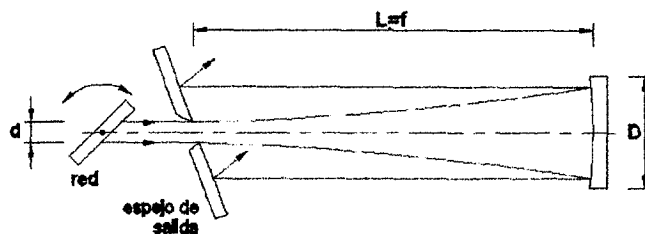


Figura 1. Esquema del resonador de acople difractivo sintonizable ($d=2a$), $a < w_0$.

2. Parte experimental

A fin de comparar el desempeño relativo de una cavidad estable estándar y la de acoplamiento difractivo, ambas sintonizables con una red, construimos tres cavidades con las características mostradas en la tabla 1.

La primera opera en régimen multimodo, ya que la sección transversal del amplificador es mucho más grande que el tamaño del haz gaussiano asociado con la cavidad. El haz llena casi completamente el volumen excitado y la salida es de forma oblonga (figura 2). En nuestro láser las ventanas del canal (separadas 1260 mm) determinan el diafragma efectivo (~19 mm) el cual no es exactamente circular por estar montadas en el ángulo de Brewster. El modo de salida es una superposición incoherente de modos de Gauss-Hermite, donde el número de modos N que oscila está aproximadamente dado por⁽⁴⁾:

$$N \approx (A/w_0)^2 \quad (4)$$

donde A es el semi ancho de la abertura limitante, que en nuestro caso es el radio de la ventana. En este láser pueden oscilar unos 8 modos dependiendo de la ganancia.

La figura 2 muestra una representación tridimensional del perfil de intensidades tomado mediante una impresión en papel térmico y posterior lectura con una cámara CCD. Es notoria la irregularidad en la distribución transversal así como la presencia de "puntos calientes" que disminuyen la vida útil de los componentes ópticos.

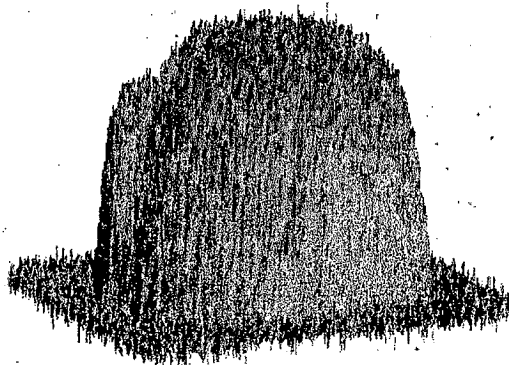


Figura 2. Vista del perfil transversal de intensidades de un pulso en la cavidad multimodo.

Posteriormente ensayamos dos cavidades de acoplamiento difractivo con los parámetros de la tabla 1.

La figura 3 muestra el perfil del haz de salida a 20 cm del acoplador. Este tiene una distribución en forma de corona y es posible apreciar en el centro del diagrama la presencia del punto de Arago. En el campo lejano el perfil evoluciona a la distribución suave de la figura 4.

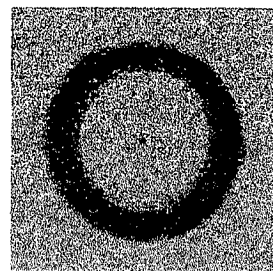


Figura 3a. Corona a 20 cm del espejo de salida.

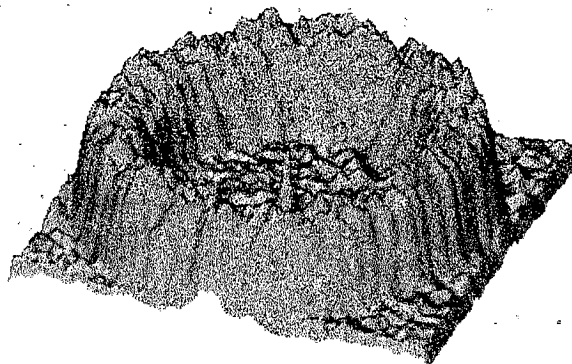


Figura 3.b. Perfil tridimensional de la imagen de la corona de la figura 3a

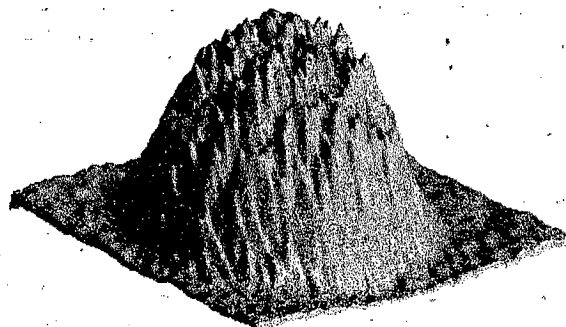


Figura 4. Perfil de intensidad a 15 m de la salida del láser.

Es fácil apreciar la diferencia notoria en la distribución transversal de intensidad. Con el fin de cuantificar la calidad relativa de los haces llevamos a cabo una determinación aproximada del factor de mérito M^2 de cada haz. Para ello enfocamos los haces por medio de una lente de 25.4 cm de distancia focal y registramos sobre papel térmico el haz a distintas distancias z de la lente. A partir de dichos registros buscamos los parámetros: factor de calidad M^2 , diámetro de la cintura D_0 y posición de la misma z_0 que mejor aproximan a la relación⁽⁵⁾:

$$D^2(z) = D_0^2 + \left(\frac{4M^2\lambda}{\pi D_0} \right)^2 (z - z_0)^2 \quad (5)$$

La aplicación rigurosa de la relación anterior requiere que los diámetros correspondan con los momentos de segundo orden de la distribuciones de intensidad. En nuestro caso esto es imposible de realizar porque dado el escaso rango dinámico del papel térmico como sensor, no permite obtener dichos momentos con exactitud. En tal sentido, los resultados reportados en la tabla 1 deben entenderse como aproximaciones. Sin embargo, aunque los valores absolutos presenten errores, es posible hacer comparaciones interesantes. El diámetro del haz de la cavidad multimodo es mayor que el obtenido con el resonador de acoplamiento difractivo, por lo que no es de extrañar que la energía entregada por el láser multimodo sea superior a la brindada en el caso del acoplador por espejo puntual. Sin embargo, la diferencia en los factores de calidad M^2 es muy importante. Como se puede apreciar, el área en la que el haz puede ser enfocado varía como M^4 . Los resultados experimentales nos muestran

que la superficie en la que podemos enfocar el haz de buena calidad es aproximadamente 1/8 de la que conseguimos con la cavidad multimodo. Es decir que podemos aceptar cómodamente energías de salida menores ya que gracias al menor tamaño del haz, la fluencia del mismo puede ser elevada aunque disminuya la energía. Asimismo la divergencia del modo es muy inferior, por lo que el manejo del haz a distancias grandes se simplifica mucho. Por otra parte, dado que al utilizar el espejo puntual queda volumen excitado sin aprovechar, es fácil reenviar el haz dentro del amplificador para extraer un poco más de energía.

Con ambos resonadores conseguimos fácilmente sintonizar líneas P y R de la banda de 10.6 micrometros. Dado que la ganancia total no era muy elevada y la reflectividad equivalente estaba por debajo del 50%, las líneas obtenidas fueron las de mayor intensidad. Las medidas de diámetros y factor de calidad fueron efectuadas en la línea 10P20 por ser la que brinda la mayor energía de salida.

Tabla 1. Características de las cavidades analizadas. Los valores fueron calculados en base a las relaciones (1)-(3)

Cavidad	f (mm)	L (mm)	$2w_0$ (mm)	N_F	d (mm)	m	D (mm)	R_{eq}	M^2
Multimodo	5000	1600	6.6	7.6	-	1	19	-	4.2
Monomodo	2500	2500	5.8	0.26	5.25	2.35	12.3	0.48	1.6
Monomodo	5000	5000	8.2	0.25	7.25	2.46	17.8	0.45	1.5

Agradecimientos

Este trabajo fue financiado por el CONICET a través del PIP 4515/96.

Referencias

1. P. Pax and J. Weston, "Novel large mode volume resonator", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **27**, 1242, 1990.
2. A. Peuriot, G. Santiago, V. D'Accurso and C. Rosito, "Characterization of a semi-confocal resonator with diffractive output coupling", *Proceedings SPIE*, volume 4419, 150, 2001.
3. A. Peuriot, G. Santiago and C. Rosito, "Numerical and experimental study of stable resonators with diffractive output coupling", *J. Opt. Eng.*, **41**, 1903, 2002.
4. A. Siegman, "Lasers", University Science Books, 696, 1986.
5. A. Siegman and S. Townsend, "Output beam propagation and beam quality from a multimode stable-cavity laser", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **29**, 1212, 1993.