

# RESONADOR SEMICONFOCAL CON ACOPLAMIENTO DIFRACTIVO

A. L. Peuriot <sup>#</sup>, G. D. Santiago <sup>\*</sup> y C. A. Rosito <sup>##</sup>

<sup>#</sup> CENTRO DE INVESTIGACIONES EN LÁSERES Y APLICACIONES, CEILAP  
CITEFA-CONICET

<sup>\*</sup> FACULTAD DE INGENIERÍA, UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
e-mail: peuriot@udceilap.edu.ar

Se presenta el estudio teórico y experimental de un resonador semiconfocal con acoplamiento difractivo. La cavidad, aunque es geoméricamente estable, presenta una "magnificación" equivalente debida a la difracción. Se calculan distribuciones de campo y autovalores por el método de Fox y Li. Se comparan las pérdidas con las calculadas en forma aproximada por otros autores para el caso de grandes pérdidas y con las correspondientes a resonadores inestables autofiltrantes SFUR. Se muestran resultados obtenidos en un láser TEA de CO<sub>2</sub>.

We present a theoretical and experimental study of a semiconfocal resonator with diffractive coupling. The resonator is geometrically stable, but shows an equivalent "magnification" due to diffraction effects. We show field profiles and eigenvalues computed by the Fox and Li method. We compare losses predicted by our model with the approximated values obtained by other authors assuming high losses and with the values of a SFUR resonator. Experimental results, obtained with a TEA CO<sub>2</sub> laser are shown

## Introducción

Los láseres TEA con cavidades estables se caracterizan por la baja calidad óptica del haz de salida debido a la emisión multimodo. Esto conlleva a una distribución irregular de intensidad y alta divergencia. En ciertas aplicaciones como el lidar se desea un alto grado de colimación del haz de salida. Con este fin se estudió y construyó un resonador con filtrado por difracción (DFR, según la literatura por sus siglas en inglés). Originalmente esta cavidad fue usada en un láser de Nd:YAG; estimándose las pérdidas para el caso de baja realimentación en base a argumentos difractivos<sup>(1)</sup>.

En este trabajo se analizan los modos y pérdidas de un DFR en base a la integral de Fresnel en la aproximación paraxial y se comparan con datos experimentales.

La cavidad de un DFR está formada por un espejo cóncavo M<sub>1</sub> y otro plano pequeño M<sub>2</sub>; ambos totalmente reflectores, con una separación igual a la distancia focal  $f$  del primero (fig. 1b). La idea de este diseño es emplear un espejo plano de radio inferior a la cintura del haz gaussiano de la cavidad semiconfocal, fig. 1a. De esta forma se obtiene un acoplamiento de salida difractivo alrededor del espejo M<sub>2</sub>.

Si consideramos al espejo plano ("dot mirror") de radio  $a$ , iluminado por un frente de onda cuasi plano, la radiación reflejada a la distancia  $f$  sobre el espejo M<sub>1</sub> abarcará una región determinada por el disco de Airy de radio  $R_A = 0.61f\lambda/a$  lo que permite definir una "magnificación" de la cavidad debida a la difracción:  $m = R_A/a = 0.61f\lambda/a^2$ .

A diferencia de una cavidad inestable, en este caso el tamaño del modo está dado por el disco de Airy y no por el diámetro de los espejos. En consecuencia, el volumen barrido por el modo es proporcional a  $\lambda f m$ .

Este análisis es válido cuando el radio del dot mirror es menor que la cintura  $w_0$  del haz gaussiano que corresponde a la cavidad con espejos infinitos, es decir:

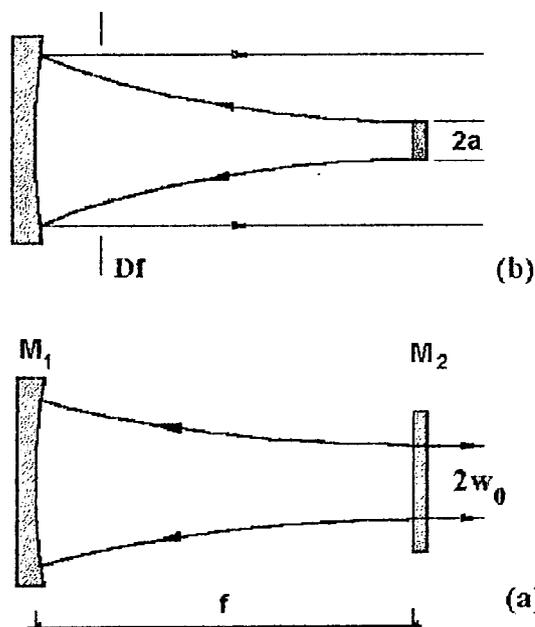


Figura 1. a) Resonador semiconfocal, b) cavidad DFR.  
Df: diafragma

$$a^2 < w_0^2 = f\lambda/\pi, \text{ lo que se cumple cuando } m > 0.61\pi$$

En la práctica esta relación implica utilizar una magnificación superior a 2.

## Modelo Teórico

Los modos y pérdidas de la cavidad vacía se calcularon buscando la solución autoconsistente para el campo eléctrico<sup>(2)</sup>.

Considerando espejos circulares y suponiendo una distribución de campo eléctrico de la forma:  $u_1(r, \theta) = u_1(r) \exp(jl\theta)$  sobre el espejo plano, la parte radial después de un pasaje por la cavidad debe satisfacer:

$$u_l(r) = 2\pi N_F \int_0^1 u_l(r') J_l(2\pi N_F r r') r' dr' \quad (1)$$

donde:  $N_F=0.61/m$  es el número de Fresnel,  $J_l$  es la función de Bessel de primera especie y orden  $l$ , las coordenadas radiales  $r$  y  $r'$  están normalizadas al radio  $a$  del dot mirror y se supone que el espejo  $M_1$  es de radio infinito. Esta ecuación es del tipo de una transformada de Hankel, la cual es reducible por medio de una adecuada transformación<sup>(3)</sup> al cálculo de una FFT.

Agregando un diafragma sobre el espejo  $M_1$ , (Fig. 1b), de modo de limitar la abertura útil al lóbulo central de Airy, se consigue filtrar los anillos secundarios del haz colimado a la salida de  $M_1$ , obteniéndose un haz de mejor calidad. En este caso la ecuación para la componente radial del campo después de un pasaje dentro de la cavidad es:

$$u_l(r) = \Omega \exp(-j\pi\beta r^2) \int_0^{a_1} \exp(-j\pi\beta r_1^2) r_1 J_l(2\pi\beta r r_1) \times \left[ \int_0^{a_2} u_l(r_2) \exp(-j\pi\beta r_2^2) r_2 J_l(2\pi\beta r_1 r_2) dr_2 \right] dr_1 \quad (2)$$

donde  $\beta=1/\lambda f$  y  $\Omega = (-1)^{l+1} 4\pi^2 \beta$ . Al igual que la (1), esta ecuación puede expresarse como una doble transformada de Hankel.

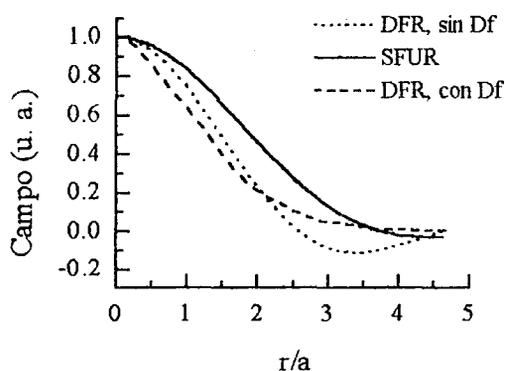


Fig. 2. Distribución de campo dentro de la cavidad sobre el espejo  $M_2$

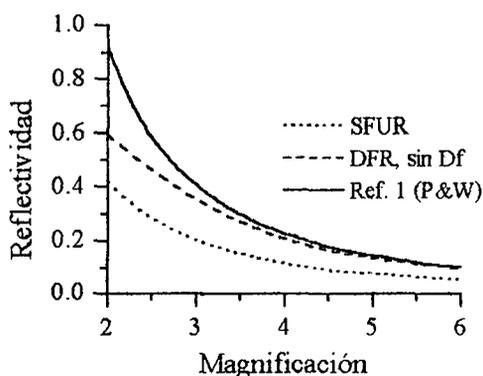


Fig. 3. Reflectividad equivalente en función de la magnificación

En la figura 2 se muestra los modos resultantes para un DFR con y sin diafragma sobre el espejo curvo; como comparación se agrega el modo de un resonador inestable autofiltrante (SFUR) de la misma magnificación. Es evidente el efecto del diafragma en la supresión de los lóbulos secundarios del campo.

En la figura 3 se grafican las reflectividades equivalentes de realimentación del DFR calculados según la ecuación (1) y la estimación de la referencia 1. Ambas curvas tienden a coincidir para valores altos de la magnificación, donde la aproximación de Pax y Weston es válida. Como se ve, la ecuación (1) predice pérdidas significativamente distintas para magnificaciones inferiores a 3.5, que son las de interés para un laser de ganancia no muy elevada ( $CO_2$  TEA). En la misma figura se muestran las reflectividades equivalentes correspondientes a la cavidad SFUR de igual magnificación, mostrando que el DFR tiene pérdidas sensiblemente inferiores.

### Resultados experimentales

Para estudiar el comportamiento de diferentes DFR se utilizó un láser de  $CO_2$  tipo TEA, con una sección de descarga transversal de 2.5 cm x 3.0 cm x 65 cm. Se trabajó con una mezcla de  $CO_2 : N_2 : He$  de 3:1:5 y una descarga entre 25 y 35 KV, controlada por medio de una válvula crossatón Hughes.

Para la cavidad se utilizaron espejos de acero inoxidable pulidos en el CEILAP y recubiertos con oro en la Fac. de Ingeniería de la UBA. En un extremo del canal de descarga, se montó un espejo cóncavo de 5 m de radio de curvatura y en el otro una ventana de ZnSe en ángulo de Brewster, que limitaba la región útil a un diámetro de 20 mm. El "dot mirror" se montó externo al canal. Se probaron espejos de 4.7; 5 y 6.2 mm de diámetro. Con este último se acoplaba poca energía de salida debido a la gran realimentación que produce (ver fig. 2). Los mejores resultados en energía por pulso se lograron con el espejo de 5 mm, obteniéndose 220 mJ. También se midió la duración del pulso con un detector photon-drag, observándose pulsos de 150 ns FWHM sin cola y con una modulación intrapulso por batido de varios modos longitudinales.

El modo de la cavidad se registró sobre papel de fax a diferentes distancias del láser: sobre el dot mirror, a 1.50 m, a 3.10 m y a 5.36 m. Con los registros de las dos últimas distancias se puede estimar una divergencia inferior a un mradíán que debe compararse con 3.6 mradíán de una cavidad estable convencional.

La distribución de energía del modo se obtuvo digitalizando la mancha registrada (a 5.36 m) en el papel de fax con una cámara CCD de 512 x 480 pixels.

Posteriormente para disminuir el ruido de la imagen se procesó por medio de una transformada de Fourier bidimensional, suavizando las altas frecuencias espaciales con un filtro Gaussiano. El resultado se aprecia en la figura 4, donde se graficó un corte horizontal del modo antes y después del filtrado. En la figura 5 se compara el modo obtenido con un ajuste de una función de Airy.

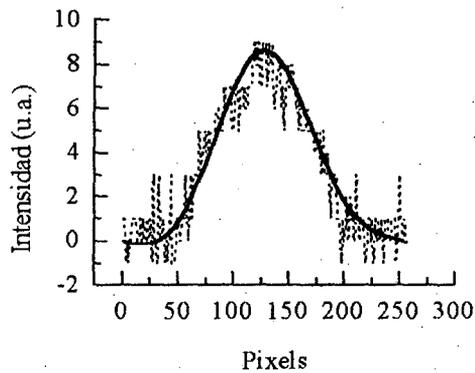


Fig. 4. Perfil del modo, digitalizado y filtrado

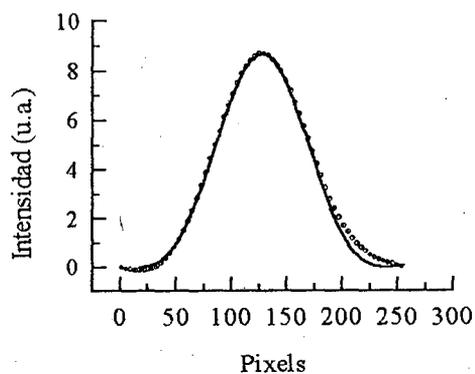


Fig. 5. Linea llena: ajuste por función de Airy  
Punteado: perfil medido

Estos resultados muestran que para un láser de  $\text{CO}_2$  TEA con una cavidad DFR se logra una buena

discriminación de modos trasversales, con un haz de baja divergencia y un perfil trasversal con una distribución próxima a una función de Airy, sin anillos secundarios. Esto último se verificó registrando varios pulsos del laser superpuestos

#### Agradecimientos

Queremos expresar nuestro reconocimiento al Sr. José Luque por el maquinado de los sustratos, al Sr. Luis Fidalgo por el excelente trabajo de pulido de los espejos y al Laboratorio de Películas Delgadas de la Facultad de Ingeniería por el recubrimiento en oro de los mismos.

#### Referencias

- 1) P. Pax and J. Weston, "Novel large mode volume resonator", IEEE J. Quantum Electron., **QE 27**, 1242, (1991).
- 2) A. Siegman, "Lasers", University Science Books, Mill Valley, CA, USA. (1986).
- 3) A. E. Siegman, *Opt. Lett.*, **1**, 13, (1977).