

# Resonador plano paralelo de bajo número de Fresnel con acoplamiento difractivo.

G.D.Santiago<sup>1</sup>, A.L.Peuriot<sup>2</sup> y C.A. Rosito<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratorio Láser, Facultad de Ingeniería, UBA, Paseo Colón 850 (1063), Buenos Aires

<sup>2</sup> CEILAP (CITEFA-CONICET), Lasalle 4397 (1603), V. Martelli, Buenos Aires

e-mail: gsantia@fi.uba.ar

Hemos generalizado el concepto de acoplamiento por espejo puntual al caso de un resonador plano paralelo. Es conocido que en estos resonadores no existe un modo gaussiano propiamente definido por encontrarse en el límite de la zona de estabilidad geométrica. Sin embargo, por la inclusión de un espejo pequeño que actúa de filtro espacial se obtiene un modo bien conformado. Esta cavidad opera a semejanza del sistema semiconfocal con acoplamiento por espejo puntual, con el beneficio de que el largo total del resonador es menor para la misma cantidad de pérdidas y que éstas pueden ser fácilmente ajustadas variando el largo del resonador sin tener que cambiar el diámetro del acoplador de salida. Asimismo, debido a que se utilizan dos espejos planos, es fácil reemplazar uno de ellos por una red para obtener sintonía. Mostramos el concepto y los resultados obtenidos sobre un láser TEA de CO<sub>2</sub>.

We have extended the concept of output coupling by a dot mirror to a plane-parallel resonator. This cavity does not support a gaussian mode since it lies on the border of the geometrical stability zone. Nevertheless, the inclusion of a small mirror, that performs as a spatial filter, allows the formation of a well defined mode. This cavity performs like the semiconfocal system but shows two interesting aspects: the total length is roughly one-half of the conventional dot-mirror resonator and the losses can be easily changed by adjusting the mirror spacing. In addition, since only plane mirrors are involved, one of them can be replaced by a diffraction grating in order to achieve output tuning. We show the results obtained on a TEA CO<sub>2</sub> laser.

## I. Introducción

Los resonadores plano paralelos han sido poco explotados debido a que por encontrarse en el límite de la zona geométrica de estabilidad no poseen un diámetro de modo definido y son extraordinariamente sensibles a problemas de alineación. En el caso particular de láseres sólidos bombeados ópticamente, el perfil transversal de ganancia juega un papel estabilizador de la cavidad el cual puede ser modelado dentro del formalismo de matrices ABCD como la combinación de una lente y un diafragma gaussiano o, más detalladamente, como un ducto de propiedades variables a lo largo del eje de propagación [1].

Existen láseres de gran volumen activo donde el perfil de ganancia no presenta la mencionada ley de variación transversal que permita estabilizar la cavidad y que por lo tanto requieren del agregado de algún otro componente que juegue el papel de diafragma. En el presente trabajo mostramos cómo extender el concepto del acoplamiento por espejo puntual a una cavidad plano paralela de forma tal de obtener un modo bien definido, con buena discriminación entre modos transversales y en el que el acoplamiento se varía tan sólo ajustando el largo del resonador.

## II. Teoría

La figura 1a muestra el esquema habitual del resonador semiconfocal con acoplamiento por espejo puntual [2] y la 1b el correspondiente al caso en el que la distancia focal del espejo curvo es mayor que la distancia entre espejos. La idea común a ambos es que el espejo de salida actúa como una fuente pequeña a partir de la cual se tiene un frente de onda que se

expande conforme avanza. El espejo pequeño actúa como un filtro espacial de modos transversales y la salida es acoplada alrededor de éste. En el caso de la figura superior el espejo curvo devuelve un haz colimado lo cual brinda un frente de onda plano sobre el espejo de salida.

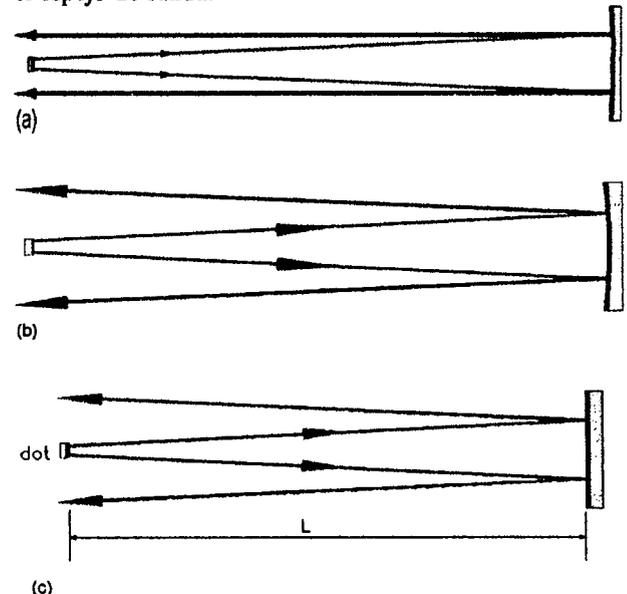


Figura 1. Esquemas de los resonadores con acoplamiento difractivo. (a) Cavidad semiconfocal  $R=2L$ , (b):  $R > 2L$ , (c): plano paralelo.

A partir de esto es posible hacer algunas estimaciones simples de diámetro del haz y pérdidas basadas en modelos de difracción en campo lejano [2] o modelos más detallados [3]. En el caso de la figura 1b el frente de onda no es plano sobre el espejo de salida por

lo que no es posible estimar con facilidad las características anteriormente mencionadas, aunque el principio de funcionamiento es totalmente similar. En el límite es posible considerar que el radio del espejo curvo tiende a infinito, con lo que se obtiene una configuración plano paralelo (fig. 1c).

En este último caso es posible advertir que para tamaños de haces similares el largo total del resonador es aproximadamente la mitad del primero, propiedad que ha sido explotada en los resonadores inestables autofiltrantes generalizados [4].

Los modos de amplitud  $u_m(r)$  de esta cavidad satisfacen la ecuación integral de Fresnel en coordenadas cilíndricas, normalizadas al radio  $a$  del espejo puntual:

$$\gamma_m u_m(r) = \int_0^1 \pi N_F r' u_m(r') \exp[-j\pi N_F (r^2 + r'^2)] J_m(\pi N_F r r') dr'$$

donde  $\gamma_m$  es el autovalor asociado,  $J_m$  la función de Bessel de orden  $m$ , y  $N_F = a^2/(\lambda L)$  el número de Fresnel asociado. Las soluciones de la ecuación anterior fueron obtenidas por el método iterativo de Fox y Li.

La figura 2 muestra en línea llena la reflectividad equivalente del modo fundamental, definida como el cuadrado del módulo del autovalor correspondiente. Asimismo se presenta en línea punteada el valor de reflectividad asociado al resonador semiconfocal caracterizado por un número de Fresnel igual a la mitad del correspondiente al plano paralelo el cual puede ser considerado como semejante.

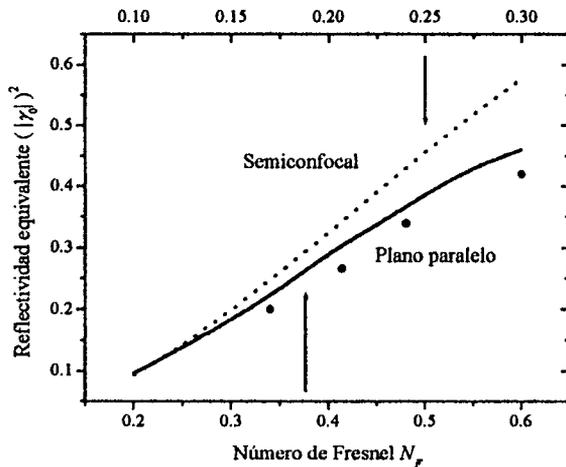


Figura 2. Reflectividad equivalente en función del número de Fresnel. Línea punteada: resonador semiconfocal ref (3), puntos: resultados experimentales.

Para bajos números de Fresnel ambas curvas se aproximan, indicando que para espejos muy pequeños que actúan como fuentes casi puntuales, la diferencia entre los autovalores tiende a ser independiente del tipo de resonador.

La figura 3 presenta el diámetro del haz, definido como la región que contiene el 86% de la energía, normalizado al tamaño del espejo puntual. Esta razón puede ser considerada como análoga a una pseudo magnificación que permite estimar fácilmente el

volumen útil del modo. Claramente, al reducir el número de Fresnel el diámetro del modo se expande a expensas de un incremento de las pérdidas.

Una característica importante de este resonador es la capacidad de generar un modo transversal bien definido y discriminar los otros modos. En la figura 4 se observa la razón de los cuadrados de los autovalores del segundo ( $\gamma_1$ ) al primer modo ( $\gamma_0$ ) la cual define la capacidad de discriminación entre modos transversales.

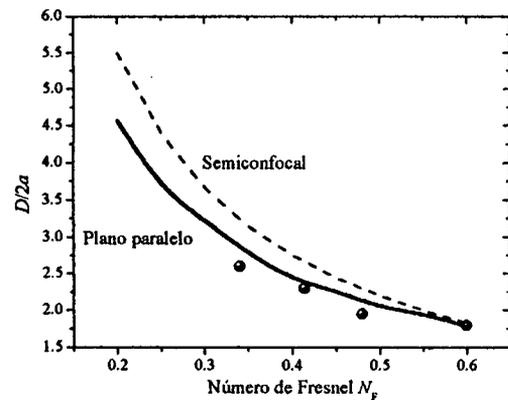


Figura 3. Diámetro normalizado del haz en función del número de Fresnel. Línea punteada: diámetro del haz para resonador semiconfocal ref. (3), puntos: resultados experimentales.

Conforme el número de Fresnel es más pequeño la cavidad discrimina mejor al segundo modo, asegurando así la operación en régimen monomodo transversal. Puede apreciarse cómo, en el caso de tender a la zona clásica de operación de estos resonadores ( $N_F \approx 1$ ) la discriminación entre modos es muy pobre.

Dado que esta cavidad utiliza dos espejos planos es muy simple reemplazar uno de ellos con una red de difracción a fin de obtener sintonía de la salida.

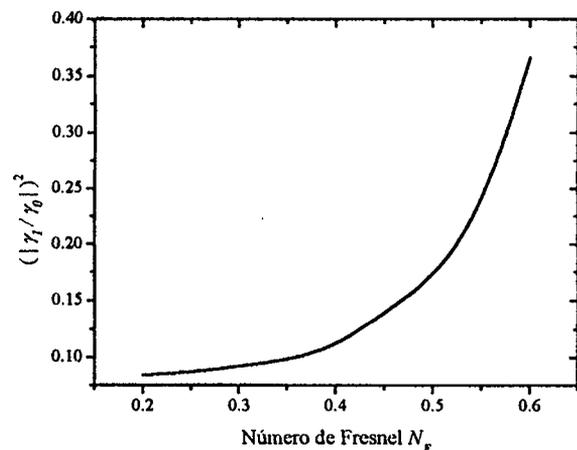


Figura 4. Discriminación en función del número de Fresnel

En tal sentido resulta interesante computar el cambio en la reflectividad equivalente considerando que uno de los espejos se encuentra rotado un ángulo  $\theta$  respecto del eje óptico. Esta es la situación en la que

una red de difracción en montaje de Littrow realimenta la longitud de onda central sobre el eje y las otras longitudes de onda lo hacen a un ángulo  $\theta$ <sup>[5]</sup>.

La figura 5 presenta los resultados correspondientes a tres números de Fresnel distintos. Claramente, conforme dicho número decrece, la sensibilidad angular se incrementa. En la figura 6 se compara el desempeño del resonador plano paralelo con el semiconfocal. Se aprecia que la mayor sensibilidad del caso plano, si bien dificulta la alineación, permite discriminar longitudes de onda próximas más fácilmente.

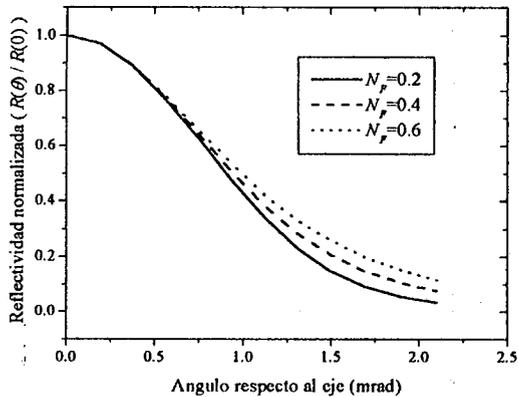


Figura 5. Reflectividad equivalente del primer modo en función del ángulo de rotación de la reflexión de uno de los espejos.

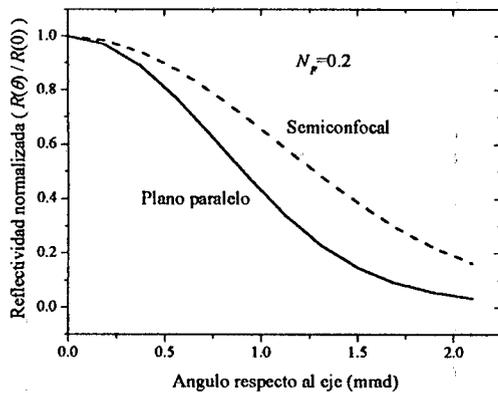


Figura 6. Sensibilidad angular del resonador semiconfocal y el plano paralelo

### III. Resultados experimentales.

El modelo desarrollado fue ensayado sobre un láser TEA de  $\text{CO}_2$  con un volumen activo de  $65 \times 2.5 \times 2.5$  cm. El resonador se implementó en base a un espejo puntual de acero inoxidable recubierto con oro de 6 mm de diámetro. El otro espejo plano también es de las mismas características. El número de Fresnel fue variado simplemente ajustando el largo de la cavidad.

Para medir los autovalores se insertó, próxima al espejo puntual, una lámina de ZnSe con recubrimiento

AR sobre una cara que tomaba sendas muestras de los haces presentes en el resonador. Las muestras fueron medidas con detectores piroeléctricos de gran área.

La figura 2 muestra los resultados obtenidos, los que se encuentran próximos a los del modo fundamental, lo que marca la capacidad de discriminación.

El diámetro del haz fue registrado en papel térmico y los resultados se presentan en la figura 3. Nuevamente se ve que el resonador opera en el modo fundamental.

Si bien la salida de este resonador no es colimada como en el caso semiconfocal, presenta varias virtudes que pueden resumirse en:

- Cavidad de largo aproximadamente la mitad del caso semiconfocal.
- Facilidad de ajustar pérdidas variando el largo del resonador.
- Buena discriminación entre modos transversales.
- A fin de obtener sintonía es fácil reemplazar uno de los espejos por una red de difracción en montaje Littrow.

### Referencias:

1. A. Peuriot y G. Santiago, Anales AFA, 8, 31, 1996.
2. P. Pax y J. Weston. IEEE JQE, 27, 1242, 1991.
3. A. Peuriot, G. Santiago y C. Rosito. Opt. Eng. 41, 1903, 2002.
4. P. Di Lazzaro et al, IEEE JQE, 24, 1543, 1988.
5. A. Peuriot, G. Santiago y C. Rosito, Anales AFA 14,61,2002.