

Filtrado en cavidades inestables, comparación para la rama positiva y negativa

A. L. PEURIOT*, G. D. SANTIAGO #, G. J. FOCESATTO, C. A. ROSITO, E. J. QUEL

CEILAP (CITEFA-CONICET)
ZUFRIATEGUI 4380 (1603), VILLA MARTELLI, BS. AS.
#FIUBA
FACULTAD DE INGENIERIA, UNIV. DE BS. AS.
e-mail:willy@udceilap.edu.ar

Se extendió el análisis de cavidades inestables autofiltrantes (SFUR) a la rama positiva para orificios rectangulares y circulares con bordes abruptos. Se muestran resultados experimentales obtenidos con un láser TEA de CO₂.

Se utilizaron espejos de acero inoxidable recubiertos con oro maquinados y pulidos en este laboratorio. El haz láser obtenido tiene una divergencia inferior a 0.8 mrad. y perfil monomodo transversal

We computed eigenvalues, associated field distributions and output beam divergence in a self-filtering unstable resonator (SFUR), in both positive and negative branches. We considered "hard" boundary apertures with circular and rectangular symmetry. We show experimental results obtained from a TEA CO₂ laser.

Introducción

Al presente no existen cálculos de pérdidas y distribuciones de campo para el diseño de resonadores inestables autofiltrantes con aberturas circulares. Las pérdidas estimadas por óptica geométrica difieren significativamente de las calculadas considerando la difracción. En este trabajo se desarrollan procedimientos de cálculo para cavidades de la rama positiva y negativa, los que permiten comparar las diferencias en calidad de modo y pérdidas.

Modelo y cálculo

Los autovalores y distribuciones de campo fueron obtenidos por el método de Fox y Li. El campo en la cavidad se propaga a través de la integral de Kirchoff-

Fresnel en la aproximación paraxial.

Para el caso de simetría rectangular el problema es de variables separables y se lo puede expresar como una doble integral de Fourier para cada componente. Para simetría circular, la integral se puede llevar a la forma de una doble transformada de Hankel.

El problema de simetría rectangular de la rama negativa ha sido tratado anteriormente ^{1,2} y aquí nos limitaremos a la simetría circular.

Como es usual ³ describimos la propagación en la cavidad como un arreglo periódico de lentes con diafragmas (fig. 1 para la rama positiva). Tomando como plano inicial el de la abertura, evaluamos la matriz [A B C D] asociada con cada tramo. Para un diafragma circular de radio a , la integral de propagación de un campo de la forma: $u(r,\varphi) = u(r) \cdot \exp(i\ell\varphi)$ en un camino de ida y vuelta se puede expresar para ambas ramas como:

$$\bar{u}_l(\bar{r}) = (-1)^{l+1} \bar{k}_1 \bar{k}_2 \exp\left(-\frac{i\bar{k}_2 A_2 \bar{r}^2}{2}\right) H_l(\bar{r})$$

con:

$$H_l(\bar{r}) = \int_0^1 \exp\left(-i\bar{k}_1 B_1 \gamma \bar{r}_2^2 / 2\right) \bar{r}_2 H(\bar{r}_2) J_l(\bar{k}_2 \bar{r} \bar{r}_2) d\bar{r}_2$$

y:

$$H(\bar{r}_2) = \int_0^1 \bar{u}_l(\bar{r}_1) \bar{r}_1 \exp\left(-\frac{i\bar{k}_1 A_1 \bar{r}_1^2}{2}\right) J_l(\bar{k}_1 \bar{r}_1 \bar{r}_2) d\bar{r}_1$$

donde las coordenadas radiales $\bar{r}, \bar{r}_1, \bar{r}_2$ están normalizadas al radio de la abertura a , y los demás coeficientes están resumidos en la tabla adjunta.

El tamaño de la abertura se expresa en veces del disco de Airy $\rho_A = \sqrt{0.61 \lambda |f_2|}$, siendo λ la longitud de

onda del láser, es decir $a = c\rho_A$. Para la rama positiva la posición del diafragma es arbitraria, debiendo ajustarse el radio a por el factor geométrico $\xi = [1 + d/L(m-1)]$, siendo $L=f_1+f_2$ el largo de la cavidad y d la distancia de la abertura al espejo convexo ($f_2 < 0$).

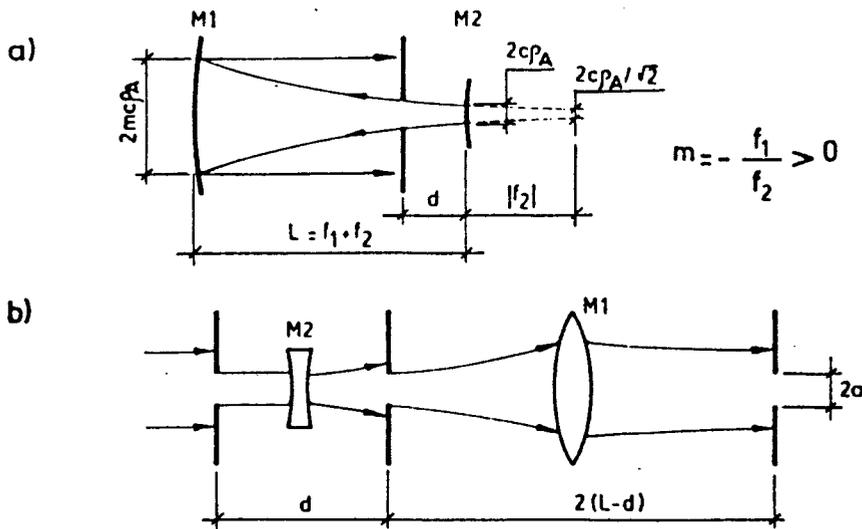


Figura 1. a) esquema de un resonador confocal autofiltrante de la rama positiva, $d \ll L$. b) Diagrama para la propagación del campo en un pasaje de ida y vuelta por el resonador

TABLA I: COEFICIENTES PARA ABERTURA CIRCULAR

| Coefficiente | Rama positiva | Rama negativa |
|--------------|----------------------------------|--------------------------|
| $A_1=D_1$ | $(1-d/f_2)$ | 0 |
| $A_2=D_2$ | $(1/m+d/f_1)$ | 0 |
| B_1 | $d(2-d/f_2)$ | f_2 |
| B_2 | $(L-d)(1+1/m+d/f_1)$ | f_1 |
| γ | $A_1/B_1+A_2/B_2$ | 0 |
| \bar{k}_1 | $1.22 \pi c^2 f_2 \xi^2 / B_1$ | $1.22 \pi c^2$ |
| \bar{k}_2 | \bar{k}_1 / m_{eq} | \bar{k}_1 / m_{eq} |
| m_{eq} | B_2/B_1 | $B_2/B_1 = -m = f_1/f_2$ |
| a | $c\rho_A \xi$ | $c\rho_A$ |

Las integrales anteriores se pueden expresar como una transformada de Hankel: $H(\rho) = \int_0^{\infty} r h(r) J_1(r\rho) dr$ por un simple cambio de coordenadas.

Dicha transformada es evaluable por el algoritmo cuasi-rápido de Siegman ^{4,5}, que reduce el problema a una integral de convolución resoluble por la transformada rápida de Fourier sobre un conjunto de N puntos.

El algoritmo utiliza un cambio exponencial de coordenadas, elegido para este caso como:

$$\begin{aligned} \bar{r}_1 &= r_0 e^{\alpha x} \\ \bar{r}_2 &= r_0 e^{\alpha y} \quad x, y, z = 0, 1, 2, \dots, N-1 \\ \bar{r} &= r_0 e^{\alpha z} \end{aligned}$$

Esta elección de coordenadas permite después de un pasaje de ida y vuelta en la cavidad obtener los valores del campo en las mismas N posiciones iniciales de muestreo

en la abertura, evitando el efecto de magnificación de coordenadas.

La constante α queda determinada por el número de puntos N y la relación de frecuencias de muestreo ^{4,5} cerca de centro y del borde de la abertura respectivamente (en este caso los mejores resultados se obtuvieron con una relación de 160) y r_0 por la condición que para $x, y, z = N$ sea $\bar{r}_1, \bar{r}_2, \bar{r} = 1$

Resultados

La figura 2 muestra los autovalores en función del tamaño de la abertura para una magnificación $m=2.5$ en ambas ramas. El límite geométrico de los autovalores está dado por $1/m = 0.4$.

En la rama negativa, al aumentar el parámetro de la abertura c , se observa que el algoritmo de cálculo iterativo no converge en las zonas donde la cavidad salta de modo ($1.2 < c < 1.5, 1.8 < c < 2$, etc.).

El valor $c=1$ corresponde a la condición de autofiltrado en la que el radio de la abertura es igual a su imagen de difracción a través del espejo M_2 , que para una abertura circular se considera igual al disco de Airy ρ_A .

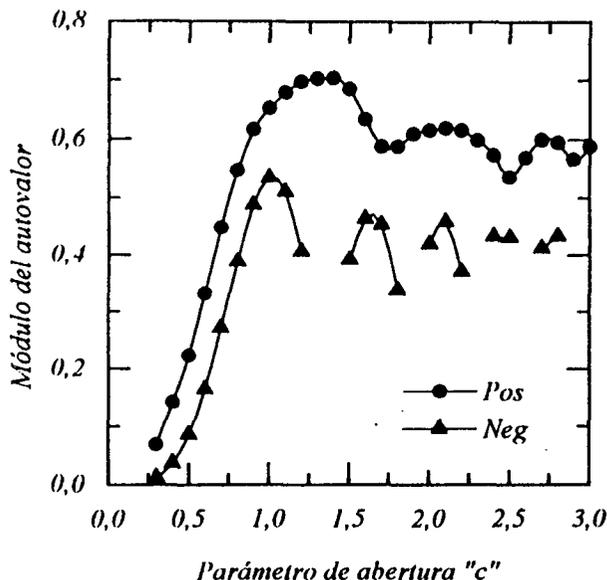


Figura 2. Autovalores en función del parámetro de abertura. Abertura a 13 cm del espejo convexo. Magnificación $|m|=2.5$.

En cambio en la rama positiva se tiene un cruce de modos menos pronunciado ($c=1.7$). Los puntos de cruce se caracterizan por una discontinuidad en la fase del autovalor.

El máximo del módulo del autovalor para la rama positiva se obtiene en $c \approx 1.4$, de acuerdo con lo esperado para valores de $d \ll l$, para los cuales se observa que el modo es aproximadamente gaussiano, y por lo tanto en el espejo convexo el radio del modo es $\approx \sqrt{2}$ veces la cintura (waist) en el foco virtual.

Se encuentra que para igual magnificación el máximo autovalor de la rama positiva es mayor que el correspondiente de la rama negativa, es decir que presenta menores pérdidas.

La figura 3 muestra distribuciones radiales de campo para dos valores del parámetro de abertura c y $l=0$ en la rama negativa y positiva respectivamente.

Para el máximo de los autovalores se observa que el perfil del campo en la rama negativa se ajusta mejor a un modo gaussiano que el modo correspondiente de la rama positiva.

El cálculo de autovalores se utilizó para la construcción de resonadores inestables de la rama positiva para un láser TEA de CO_2 de baja divergencia.

El análisis de los autovalores en función de la magnificación mostró que esta debía ser no mayor a 3 como compromiso entre pérdidas, largo de la cavidad y volumen del modo.

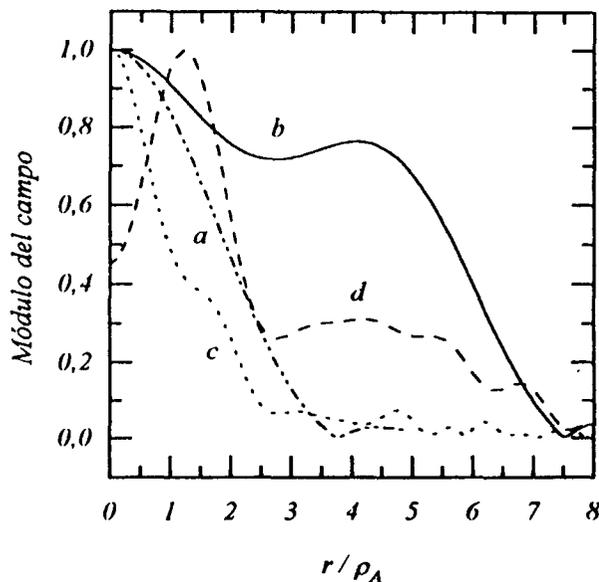


Figura 3. Distribución radial de campo para diferentes parámetros de abertura. (a) y (b) rama negativa con $c=1$ y $c=1.6$, (c) y (d) rama positiva con $c=1.4$ y $c=2.24$.

Se implementó una cavidad con $f_2 = -1$ m, y magnificación $m=2.5$. Se utilizaron espejos acopladores con aberturas de 5.5 y de 10 mm de diámetro ($c \approx 0.8$ y $c \approx \sqrt{2}$) colocados a 13 cm del espejo convexo.

La figura 4 muestra la intensidad registrada sobre papel termosensible a distintas distancias. En el campo cercano se distingue en el centro del diagrama el punto de Arago. De las medidas sobre el espejo de salida para la abertura de 5.5 mm se verificó que el diámetro medido del haz coincide con el teórico: $m c \rho_A \approx 10$ mm. Con los registros correspondientes a 4 y 7 m se estimó una divergencia inferior a 0.8 mrad.

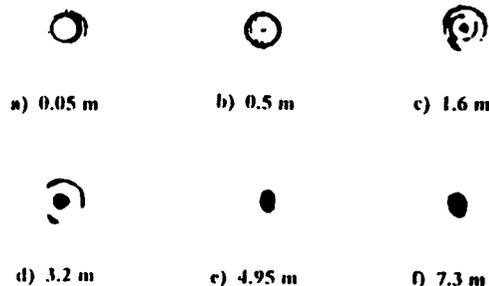


Figura 4. Forma del modo medido a diferentes distancias del espejo de salida sobre papel termosensible. Escala 1:2.

Agradecimientos

Los autores agradecen al Sr. Luis Fidalgo la impecable ejecución de los espejos utilizados y al Laboratorio de Películas Delgadas de la Facultad de Ingeniería UBA por los recubrimientos en oro de los espejos.

Referencias

- 1) F.G. Gobbi and G.C. Reali, *Opt. Comm.*, **57**, 355, 1986
- 2) G.J. Fochesatto, A.L. Peuriot, C.A. Rosito, G. D. Santiago, *Anales AFA* 1994.
- 3) A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 1986
- 4) A. E. Siegman, *Opt. Lett.*, **1**, 13, 1977
- 5) G.P. Agrawal and M. Lax, *Opt. Lett.*, **6**, 171, 1981