

Estudio de las pérdidas en resonadores SFUR para orificios de acoplamiento de bordes "blandos" y "duros"

G.J. FOCHESATTO[#], A.L. PEURIOT, C.A. ROSFIO, G.D. SANTIAGO*
Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones CITEFA- CONICET
Zufriategui 4380 (1603), Villa Martelli, Pcia. de Bs. As.
CONICET

* Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires

Con el fin de determinar las pérdidas de acoplamiento para resonadores inestables autofiltrantes (SFUR) se calcularon los autovalores correspondientes para distintos tipos de aberturas. El cálculo se basó en la aplicación reiterada de la integral de propagación en la aproximación paraxial de Kirchoff-Fresnel (método de Fox y Li) para cavidades en las que el orificio de acoplamiento presenta simetría rectangular y circular, tanto de límites "abruptos" como "blandos" en los que la transmisión varía en la forma $T_n(x) = \exp[-(x/a)^{2n}]$. Se computaron los autovalores correspondientes al modo fundamental y a los primeros de orden superior, con el fin de determinar las posibilidades de supresión de estos últimos.

We computed output coupling losses and amplitude field distribution for self-filtering unstable resonators with different apertures. We carried out calculations using the Fox and Li method for cavities with rectangular and circular apertures, with both "hard" and "supergaussian" profiles such as $T_n(x) = \exp[-(x/a)^{2n}]$. We found eigenvalues for the lowest order modes, and sought for higher order mode suppression.

Introducción

Cuando se requiere extraer energía de un gran volumen activo y simultáneamente lograr una buena discriminación de modos transversales tal que asegure ausencia de "puntos calientes" en el haz de salida y una baja divergencia es usual recurrir a resonadores inestables con espejos de reflectividad radialmente variable.

Otra alternativa atractiva para estos fines, es el uso de resonadores inestables autofiltrantes (SFUR). En particular, para láseres que operan en el infrarojo medio tales como el CO₂, la cavidad SFUR puede implementarse sólo con óptica reflectiva metálica, lo que permite prescindir de componentes ópticos de transmisión de alto costo y menor vida útil.

El objetivo de este trabajo es la obtención de autovalores γ y autofunciones (modos) de una cavidad SFUR, aplicando el método de Fox y Li¹, que consiste en obtener, soluciones estacionarias del campo y su distribución transversal realizando una propagación iterativa del mismo dentro de la cavidad.

También se obtienen las pérdidas por pasaje $1 - \gamma^2$ para los modos dominantes, en función de distintos parámetros.

Modelo y cálculo

La figura 1a muestra el esquema de la cavidad estudiada. La misma está conformada por dos espejos M₁ y M₂ de distancias focales f_1 y f_2 respectivamente y una abertura A ubicada en la cintura de la cavidad confocal.

Si bien se trata de un resonador de la rama negativa de magnificación $m = -f_1/f_2$, los resultados se pueden extender a la rama positiva.

La condición ideal de autofiltrado impone que la abertura A sea igual al tamaño de su imagen por el espejo M₂. En cada pasaje de ida y vuelta por el resonador, el campo $u(x,y)$ se propaga por medio de la integral de Huygens en la aproximación de Fresnel.

En esta aproximación, para el sistema óptico equivalente (fig. 1b), luego de atravesar cada abertura de transmisión $h(x,y)$, la propagación queda determinada por la matriz ABCD asociada.

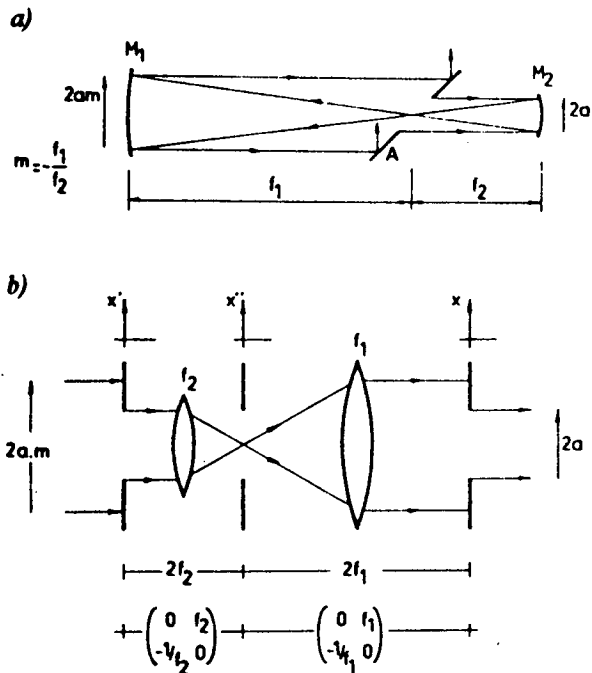


Figura 1: a) Esquema de la cavidad SFUR, b) Sistema óptico equivalente para un paso de ida y vuelta en la cavidad y matrices ABCD asociadas entre aberturas.

a) Filtrado con aberturas de simetría rectangular

Para aberturas rectangulares en las que $h(x,y) = h(x) \cdot h(y)$, el problema es de variables separables y los autovalores son de la forma $\gamma = \gamma_x \cdot \gamma_y$. Cada componente de la amplitud de campo se propaga entre una abertura y la siguiente según la integral de Huygens- Fresnel²

$$u(x) = \sqrt{\frac{j}{B\lambda}} \int_{-\infty}^{\infty} h(x') u(x') \times \exp\left[-j \frac{\pi}{B\lambda} (Ax'^2 - 2x x' + Dx^2)\right] dx' \quad (1)$$

En el sistema óptico equivalente, tomando como plano de partida el de la abertura, después de un pasaje de ida y vuelta el campo resultante se expresa como:

$$u(x) = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} h(x') u(x') \int_{-\infty}^{\infty} h(x'') K(x, x', x'') dx'' dx'$$

siendo:

$$K(x, x', x'') = \exp(2\pi j \frac{x''}{\lambda f_2} (x' - x/m)) \quad (2)$$

Expresiones similares son válidas para la componente y .

La expresión anterior se puede poner en términos de la transformada de Fourier de la abertura $H(\xi) \cdot H(x, x')$ como:

$$u(x) = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} H(x') u(x') H(x, x') dx' \quad (3)$$

donde: $H(x, x') = \int_{-\infty}^{\infty} h(x'') \exp(2\pi j x'' \xi) dx''$

y $\xi = 1/\lambda f_2 (x' - x/m)$

Se consideraron aberturas supergaussianas de orden n : $h(x) = \exp[-(x/a)^{2n}]$ que comprenden el caso límite $n = \infty$ para la abertura abrupta.

El "tamaño" ξ_0 de la imagen de la abertura por el espejo M_2 se determina por el primer cero de la transformada: $H(\xi_0) = 0$. Esto junto con la condición de autofiltrado, determina el semi-ancho δ de la abertura. Es decir:

$$H(\xi_0) = 0 \Rightarrow \delta^2 = \xi_0 \lambda f_2$$

Para $n = \infty$ se tiene $H(\xi) = \text{sinc}(\xi)$, resultando $\xi_0 = 1/2$.

En un caso más general de la condición de autofiltrado, se puede considerar una abertura de tamaño c veces δ : $a = c \cdot \delta$. La constante Ω de la (3) para este caso resulta:

$$\Omega = c^2 \xi_0 / \sqrt{m}, \text{ siendo } N_F = a^2 / \lambda f_2 = c^2 \xi_0 \text{ el número de Fresnel de la cavidad.}$$

Este resultado muestra que la integral de propagación sólo depende de la magnificación m y del parámetro c . El valor de ξ_0 es función exclusiva del grado n de la abertura.

b) Filtrado con aberturas de simetría circular

Se estudió el caso de aberturas de bordes netos y radio a , donde el campo es de la forma $u(\rho, \varphi) = u(\rho) \exp(j \rho \varphi)$, siendo p un número entero.

A partir de la (1), en coordenadas polares:

$$\rho^2 = x^2 + y^2, \quad (m\rho)^2 = x^2 + y^2$$

El campo $u(\rho')$ se transforma después de un pasaje de ida y vuelta como:

$$u(m\rho) = -N_{F_1} \int_0^1 u(a\bar{\rho}) \times \int_0^{2\pi} \exp(j\rho\phi) \frac{J_1(2\pi N_{F_2} \bar{R})}{\bar{R}} d\phi \bar{\rho}' d\bar{\rho}' \quad (4)$$

donde: $N_{F_k} = a^2 / \lambda f_k$,

$$\bar{R}^2 = \bar{\rho}^2 + \bar{\rho}'^2 - 2\bar{\rho}\bar{\rho}' \cos \phi; \quad \phi = \phi' - \phi$$

y las coordenadas radiales están normalizadas al radio a de la abertura.

Las autofunciones y autovalores de la (4) dependerán del número azimutal p .

La condición ideal de autofiltrado se obtiene a partir del primer cero de la función de Bessel $J_1(r)$, imponiendo que el radio de la abertura sea igual al "radio" α del disco de Airy; resultando: $\alpha^2 = 0.61 f_2 \lambda$. Para mayor generalidad se consideró el caso en que el radio de la abertura fuera c veces el ideal: $a = c \cdot \alpha$.

Resultados y conclusiones

Dada una distribución inicial de campo, las integrales anteriores fueron iteradas hasta obtener un error en la distribución del 1%. Se utilizó un método de integración de Newton-Cotes y las transformadas de Fourier se obtuvieron a partir del algoritmo standard de FFT de Turkey.

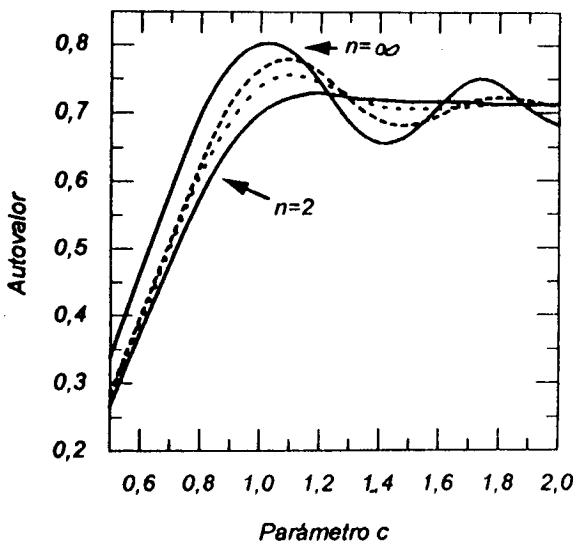


Figura 2. Autovalores para un resonador plano con aberturas supergaussianas de orden $n = 2, 3, 6$ e ∞ y magnificación $m = -2$

La figura 2 muestra los autovalores del modo dominante, para una cavidad plana ("strip"), en función del factor de abertura c y con el grado n de la transmisión supergaussiana como parámetro. Se observa que la abertura abrupta es la que brinda el mayor autovalor (menores pérdidas) para una dada magnificación, pero al precio de una mayor sensibilidad ante variaciones en el factor de abertura.

En general se encuentra que a medida que crece el factor de abertura, el campo del modo dominante (de menores pérdidas) evoluciona como muestra la figura 3, la que fue evaluada para el caso abrupto.

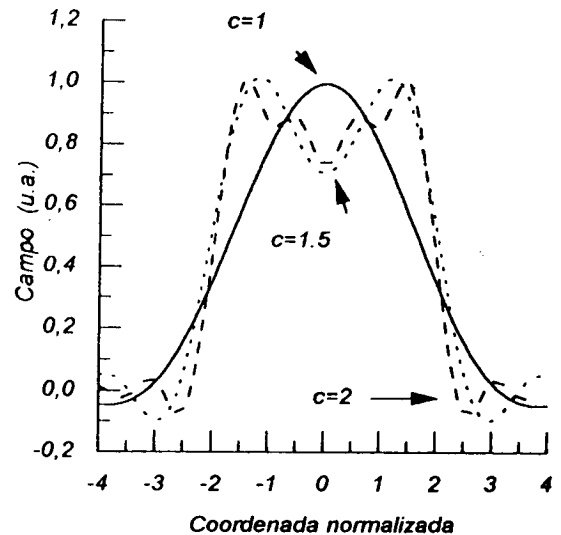


Figura 3. Distribución transversal de campo correspondiente al modo de menores pérdidas para diferentes factores de abertura "c". Cavidad con abertura cuadrada de borde abrupto ($n = \infty$).

La figura 4 muestra la distribución transversal de campo para los dos primeros modos en el caso $c = 1$ y $m = -2$.

En la figura 5 se comparan los autovalores para los dos primeros modos de una abertura cuadrada (C_0 y C_1) con los respectivos de una circular (R_0 y R_1). Se nota una marcada diferencia en las pérdidas entre el modo fundamental y el siguiente en ambos casos, lo que asegura una buena discriminación entre modos.

Si se la compara con un resonador confocal de la rama positiva con espejo de reflectividad

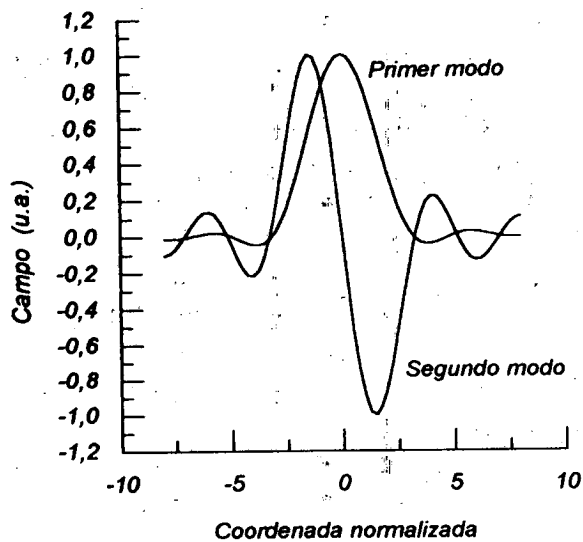


Figura 4. Distribución transversal de campo para los dos primeros modos, el perfil simétrico corresponde al modo dominante de menor pérdida ($m = -2$).

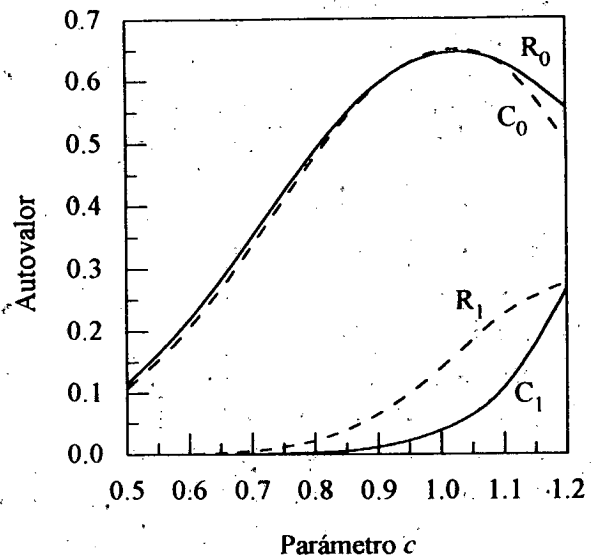


Figura 5. Autovalores de los dos primeros modos para aberturas de simetría circular (R_0 y R_1) y cuadrada (C_0 y C_1). Caso abrupto, $m = -2$.

radialmente variable, debido al efecto de doble filtrado por paso, la cavidad SFUR presenta una mejor selección de modos, evitando el efecto de "mode crossing" que aparece para valores del número de Fresnel próximos a valores enteros en los resonadores sin filtrado³.

Se analizó la sensibilidad del sistema cuando el largo de la cavidad es mayor al del resonador confocal, observándose que la distribución de campo virtualmente no se altera para variaciones de la distancia entre el iris y el espejo M_2 de hasta el 20%. Correspondientemente, los autovalores se mantienen dentro del 3% del valor confocal.

En aplicaciones que requieren grandes

volumenes activos tales como láseres TEA de CO_2 , los resonadores SFUR de la rama negativa exigen grandes distancias focales y por ende una gran longitud de cavidad. Este inconveniente puede ser eliminado mediante resonadores SFUR de la rama positiva, donde la abertura filtrante puede ubicarse con mayor libertad y el volumen cubierto es mayor a iguales largos del resonador.

Referencias

1. A.G. Fox y T. Li, *Bell Syst. Tech. Journal*, XL, 453, (1961).
2. A.J. Siegman, "Lasers", University Science Books, Mill Valley, CA, 1986.
3. M.S. Bowers, *Opt. Lett*, 17, 1319, (1992)

Simulación de señales de retrodispersión lidar

G.J. Fochesatto, M.B. Lavorato, A.L. Peuriot, E.J. Quel, C.A. Rosito, G.D. Santiago #*

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN LASERES Y APLICACIONES. CITEFA-CONICET.

Zufriategui 4380 (1603), Villa Martelli, Pcia de Bs. As.

FACULTAD DE INGENIERÍA, UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES.

e-mail: willy@udceilap.edu.ar

Se desarrolló un modelo para simular la señal de retrodispersión lidar. El programa tiene como variables de entrada la longitud de onda del láser, la superficie del telescopio de recepción, la transmisión de la óptica y el tipo de detector. La densidad atmosférica se modeló en función de la altura a partir de una distribución promedio de la temperatura, utilizando la aproximación de gases ideales y el equilibrio hidrostático. Se utilizó una distribución típica de aerosoles para una atmósfera limpia, pudiendo incluirse la presencia de diversos absorbentes (O_3 , NO_x). Se calcula el alcance máximo en función de la relación señal a ruido, tiempo de integración y para diferentes condiciones atmosféricas. Estos resultados han sido utilizados para el diseño y construcción de un lidar de Nd:YAG.

A model for the prediction of backscattered lidar signals has been developed. The program has as input variables the laser wavelength, the telescope receiving area, the optics transmission and the detector type. Atmospheric density as a function of height was calculated assuming an average temperature distribution obtained from different references, and using the approximation of ideal gases and hydrostatic equilibrium. A typical aerosol distribution for a clean atmosphere was used. Effects due to absorbers as O_3 , NO_x are also included. Maximum range for several atmospheric conditions is calculated as a function of signal to noise ratio and integration time. These results have been used in the design process of a Nd:YAG lidar already built.

Introducción

Como base para el diseño de un lidar, se efectuó un modelado de las señales retrodispersadas en función de la altura a diferentes longitudes de onda de emisión y para distintas condiciones atmosféricas.

Las longitudes de onda consideradas fueron: 1064 nm (Nd-YAG) que puede utilizarse para determinación de aerosoles¹⁻², 532 nm (2^{da}. armónica Nd-YAG) utilizable para mediciones de temperatura en la alta atmósfera³⁻⁵ y también para aerosoles⁶⁻⁷, y el par de longitudes de onda 308 nm (Excímero de XeCl) y 355 nm (3^{ra}. armónica del Nd-YAG) utilizado en la medición de O_3 estratosférico⁸⁻¹⁰.

En base a mediciones del ruido de fondo del cielo¹¹⁻¹² y de las cuentas de oscuridad del fotomultiplicador elegido, se determinó, en función de los tiempos de integración adoptados, el rango de altura máxima de

operación para cada una de las longitudes de onda mencionadas.

Los resultados obtenidos han servido para el diseño de un lidar ya construido¹³ y otro en proceso de montaje.

Modelo

En base al análisis de la fig. 1 puede mostrarse que la señal óptica retrodispersada desde una altura z , expresada en términos del número de fotoelectrones $n_s(z)$ por unidad de tiempo, está dada por^{14,15}.

$$n_s(z) = \frac{E_0 \lambda A}{2 h z^2} Q_\lambda \beta_\lambda(z) \Gamma_\lambda^2(z) \eta_\lambda \quad (1)$$

donde E_0 es la energía del pulso láser, Q_λ la eficiencia global de la óptica de emisión y recepción, $\beta_\lambda(z)$ el coeficiente total de retrodispersión, $\Gamma_\lambda(z)$ la transmisión de la atmósfera hasta la altura z ; η_λ la eficiencia

cuántica del fotomultiplicador en electrones por fotón, correspondientes a la longitud de onda λ ; A es el área de colección del telescopio de recepción; y h es la constante de Planck.

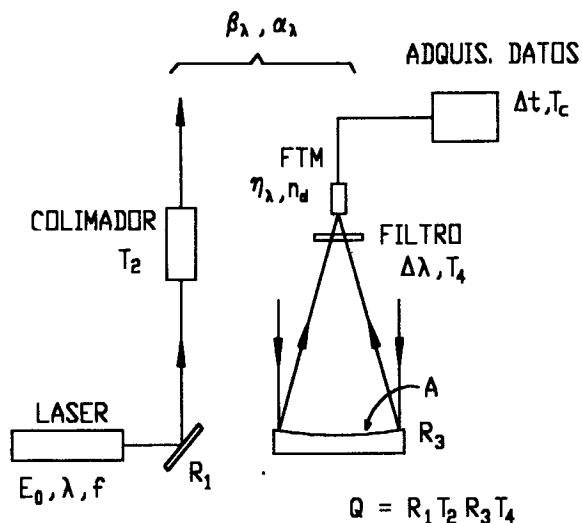


Figura 1. Esquema básico de un LIDAR

La transmisión atmosférica está dada por:

$$\Gamma_{\lambda}(z) = \exp\left(-\int_0^z \alpha_{\lambda}(z) dz\right) \quad (2)$$

Los valores de $\alpha_{\lambda}(z)$ y $\beta_{\lambda}(z)$ dependen de los parámetros atmosféricos. Su modelización se discute en la sección siguiente.

La tabla I consigna los valores de los parámetros constructivos utilizados en los cálculos:

Modelo de los coeficientes globales α_{λ} y β_{λ}

La densidad atmosférica en función de la altura se obtuvo a partir de la ecuación de gases ideales, considerando equilibrio hidrostático. La densidad media del aire ($1/m^3$) a la altura z resulta:

$$n(z) = \frac{P_0}{k} \frac{1}{T(z)} \exp\left(-\frac{M}{k} \int_0^z \frac{g(z)}{T(z)} dz\right) \quad (3)$$

TABLA I

| Longitud de onda λ | Energía por pulso E_0 | Área efectiva A | Eficiencia óptica Q_{λ} | Eficiencia cuántica η_{λ} |
|-------------------------------|----------------------------|----------------------|------------------------------------|-----------------------------------------|
| nm | Joule | m^2 | - | electrón/ fotón |
| 308 | 0.40 | 0.18 | ~0.40 | 0.25 |
| 355 | 0.16 | 0.18 | ~0.40 | 0.26 |
| 532 | 0.31 | 0.18 | ~0.45 | 0.12 |
| 1064 | 0.32 | 0.18 | ~0.47 | 0.40 |

donde $T(z)$ es el perfil de temperatura, $g(z)$ es la aceleración de la gravedad, $M = 28.96$ es el peso molecular medio del aire, P_0 es la presión a la altura de la ubicación del lidar y k la constante de Boltzmann.

En este trabajo se consideró un perfil de temperatura medio obtenido de la literatura ¹⁶, (fig. 2). Una vez calculado $n(z)$ se pueden obtener los coeficientes globales de retrodispersión β_{λ} y de extinción α_{λ} que son la suma de las contribuciones de la dispersión de

Rayleigh en moléculas y de la dispersión en aerosoles y partículas respectivamente.

Para moléculas la sección eficaz de retrodispersión de Rayleigh vale ¹⁷

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = 5.45 \left(\frac{\lambda(\mu m)}{0.55}\right)^{-4.09} \times 10^{-28} cm^2 . sr^{-1} \quad (4)$$

Los correspondientes coeficientes de extinción y retrodispersión α_R y β_R están dados por: