

DETERMINACION DE LA LONGITUD DE COHERENCIA DE UN LASER DE CO₂ TEA

COHERENCE LENGTH OF A TEA CO₂ LASER DETERMINATION

J. Codnia¹, N. D. Gómez¹, M. L. Azcárate^{1,2}

¹ Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones CEILAP (CITEDEF-CONICET)
Juan Bautista de La Salle 4397 - (B1603ALO) – Villa Martelli – Prov. Buenos Aires - Argentina

² Carrera del investigador CONICET

e-mail: jcodnia@citedef.gob.ar, ndgomez@citedef.gob.ar, lazcarate@citedef.gob.ar

Recibido 28/02/11; aprobado 15/08/11

En este trabajo se presentan los resultados de la determinación de la longitud de coherencia de un láser de CO₂ TEA desarrollado en el CEILAP. Para ello se armó un interferómetro de Michelson de cerca de 5 metros de diferencia de longitud de camino óptico. En una de las ramas del interferómetro se colocó una unidad de traslación motorizada a fin de variar la longitud de camino óptico en varias longitudes de onda mientras que la otra rama se varió manualmente de a pasos de varias decenas de centímetros. Mediante filtrado espacial intracavidad se llevó al láser a operar en el régimen monomodo transversal. A partir del análisis de los datos utilizando un novedoso método estocástico se pudieron determinar la cantidad de modos longitudinales, la amplitud y la coherencia individual promedio de cada uno y la longitud de coherencia global del láser.

Palabras Claves: Láser de CO₂ TEA, coherencia, espectros de emisión.

In this work the results of the measurement of the coherence length of a TEA CO₂ laser developed in CEILAP are presented. A Michelson interferometer of about 5 m of optical path length difference was assembled for this purpose. A motorized translation unit was placed in one arm in order to enable the variation of the optical path length in many wavelengths. The length of the other arm was varied manually in steps of several tens of centimeters. The laser was made to work in the transversal monomode regime by spatial filtering. From the data analysis with an innovative stochastic method the amount of longitudinal modes, the amplitude and the individual average coherence of each mode as well as the global coherence length of the laser were determined.

Key Word: TEA CO₂ laser, coherence, emission spectrum.

I. INTRODUCCIÓN

Desde hace varios años, en el CEILAP diseñamos y construimos láseres de CO₂ TEA cuyas características más sobresalientes son que son pulsados, sintonizables y de alta potencia de pico. Paralelamente los utilizamos en experimentos de absorción, excitación y disociación multifotónica IR de moléculas pequeñas en fase gaseosa. Estos experimentos nos permiten tanto estudiar los mecanismos cinéticos de reacciones químicas inducidas por láser así como realizar estudios de separación isotópica de una muestra gaseosa⁽¹⁻³⁾. En este tipo de estudios la capacidad de sintonizar el láser permite la absorción secuencial de fotones resonantes con un dado modo vibrorotacional de la molécula. Sin embargo, la especificidad de la excitación, es decir, la capacidad de discriminar entre bandas de absorción angostas pero cercanas de dos moléculas distintas o de dos isótopos de la misma molécula, depende del ancho espectral de la emisión láser. Este ancho espectral está íntimamente relacionado con la coherencia de la fuente de emisión. Fuentes muy monocromáticas poseen una gran longitud de coherencia. En general los láseres de CO₂ TEA operan en el régimen multimodo, tanto longitudinal como transversal^(4,5). La existencia de los modos transversales se debe al hecho de que, en general, la dimensión transversal característica del

medio con ganancia es mayor que el diámetro equivalente del modo TEM₀₀ dado por la geometría del resonador, o lo que es lo mismo, poseen un factor de mérito M² grande, en nuestro caso es M² ~ 10. Por otro lado, los modos longitudinales provienen de la longitud del resonador y de la campana de ganancia del medio activo. En nuestro caso la longitud del resonador es de L = 135 cm, lo cual da frecuencias de espaciamiento entre modos de $c/2L = 110$ MHz. A su vez, el ancho de banda de la campana de ganancia del láser de CO₂ es del orden de 10 MHz Torr resultando del orden de 5 GHz a una presión total típica de 500 Torr permitiendo la oscilación de muchos modos longitudinales. En vista de esto es importante caracterizar el ancho de banda de emisión del láser, o lo que es equivalente, determinar experimentalmente la longitud de coherencia del láser y, eventualmente, incrementarla.

En este trabajo se presentan los resultados de la determinación de la longitud de coherencia (L_c) de un láser de CO₂ TEA desarrollado en el laboratorio. Para ello se armó un interferómetro de Michelson y se midió la variación del contraste de la intensidad de las franjas de interferencia en función de la diferencia de caminos ópticos de ambas ramas. La longitud de camino óptico se varió en una rama de a pasos discretos desde varios centímetros hasta cerca de 5 m y en la otra en un

entorno de varios milímetros centrado en una posición fija. Debido a la falta de reproducibilidad del patrón de interferencia, en particular, al variar la posición de la unidad de traslación motorizada, se desarrolló un método novedoso de análisis estocástico para la determinación del parámetro de contraste entre franjas de interferencia. La medición de la variación de dicho parámetro con el método desarrollado permitió determinar la longitud de coherencia.

II. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

En la figura 1 se muestra un esquema del dispositivo experimental desarrollado.

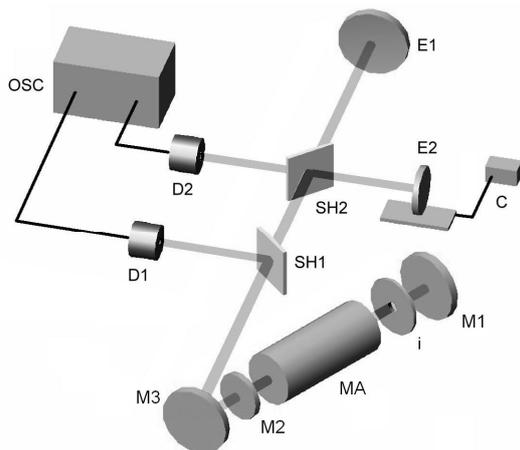


Figura 1. Dispositivo experimental. M1 y M2; espejos de fondo y de salida del láser; MA: medio activo del láser; i: iris intracavidad; M3: espejo de colimación; SH1 y SH2: Separadores de haz. E1 y E2: Espejos. C: Controlador de la unidad de traslación motorizada. D1 y D2: detectores Photon Drag. OSC: osciloscopio.

El resonador del láser estaba formado por dos espejos separados por una distancia $L = 135$ cm. El acoplador de salida de Ge (M2) era de 60 % de reflectividad y 5 m de distancia focal y el otro espejo (M1) era plano y de 100 % reflectividad. En estas condiciones, el láser operaba en la transición de mayor ganancia, esto es, en la línea 10P(20) ($\lambda = 10,6$ μm) con una energía de salida de 4 J a 1 pulso por segundo. Se colocó un iris intracavidad, (i), ubicado cerca del espejo plano (M1), de forma tal de poder modificar mediante filtrado espacial la cantidad de modos transversales en la emisión. Un espejo cóncavo (M3) de 2 m de distancia focal colimaba el haz del láser y lo introducía en el interferómetro de Michelson el cual estaba formado por los espejos E1 y E2 y el separador de haz SH2. La diferencia de caminos ópticos introducida en el interferómetro es $z = 2(L_1 - L_2)$, siendo L_1 y L_2 las longitudes de cada rama. El espejo E1 se desplazó entre $L_1 = 18$ cm y $L_1 = 235$ cm. El espejo E2, montado sobre una unidad de traslación motorizada Newport Motion Controller 860-C2 se desplazó en un entorno de $L_2 = 18$ cm una distancia total de aproximadamente 1 cm a una velocidad de 70 μm por segundo. Estos valores de L_1 y L_2 definieron un intervalo de variación de z entre 1 cm y 435 cm. Para las mediciones de intensidad de la radiación se utilizaron dos detectores Photon Drag (D1

y D2). Sobre el detector D2 se colocó un pinhole de 1 mm de diámetro de forma tal de sensar una sección pequeña del patrón de franjas y, por lo tanto, obtener un buen contraste. El detector D1 sensaba la energía de entrada al interferómetro a partir de una muestra obtenida mediante el separador de haz SH1. Las señales obtenidas con cada detector se digitalizaron con un Osciloscopio Textronik DPO 7054, 500 MHz, 10 GS/s.

Como se mencionó en la introducción existió una falta de reproducibilidad del patrón de interferencia y la posición de la unidad de traslación motorizada. Dicha falta de reproducibilidad era producida por ligeras variaciones angulares del haz pulso a pulso. En primer lugar debe mencionarse que la separación entre máximos de interferencia corresponde a media longitud de onda, 5 μm en nuestro caso. A su vez, debido a las dimensiones tanto del láser como del interferómetro, el recorrido total del haz láser desde el espejo de fondo (M1) hasta el detector (D2) era cercano a 10 m y el espaciado entre franjas era de alrededor de 5 mm. En consecuencia, variaciones angulares menores que 1 mrad resultan comparables a desplazamientos del brazo motorizado del orden de $\lambda/2$. Esto llevó a barrer con la unidad de traslación motorizada la longitud de uno de los brazos del interferómetro de forma no correlacionada con el sistema de adquisición. El procedimiento de medición fue el siguiente: para cada una de las 13 posiciones del espejo E1 se adquirieron 1000 series temporales, a un pulso por segundo, barriendo el espejo E2 a una velocidad de 70 μm por segundo. La Figura 2 muestra una serie temporal típica donde se observa una aguja de 60 ns (FWHM) y una cola de cerca de 2 μs de duración. El observable de interés era el valor máximo definido como la diferencia entre el valor de pico de la señal y la línea de base (en la Figura 5, 7 mV y 0,14 mV, respectivamente).

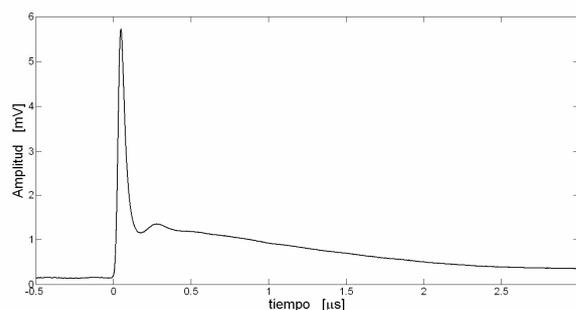


Figura 2: Serie temporal típica obtenida con el detector photon drag D2.

La Figura 3 muestra dos series de 1000 valores máximos cada una para dos valores de diferencia de camino óptico. Nótese que para $z = 1,1$ cm existe una fluctuación pulso a pulso del valor de pico de la señal mucho más pronunciada que para $z = 86,5$ cm. Al comienzo y al final de cada serie de 1000 mediciones se adquirirían 25 series temporales de la intensidad proveniente de cada rama de forma de verificar el correcto balance del interferómetro (valores entre 1 y 50 y entre 1050 y 1100 en la Figura 3).

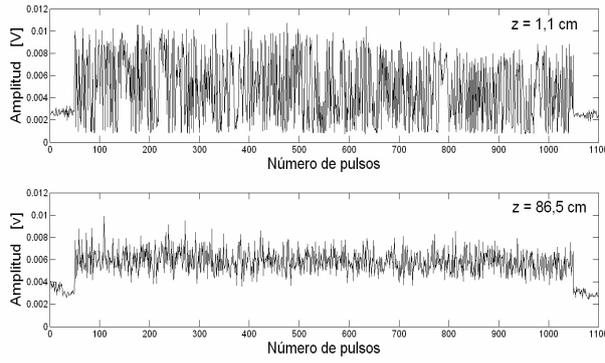


Figura 3. Valores máximos registrados para dos series de 1000 mediciones cada una de diferencia de caminos ópticos.

III. MODELO

La señal detectada a la salida del interferómetro, para una dada diferencia de caminos ópticos z , se puede escribir como el valor medio temporal de la intensidad de la radiación láser dado por la expresión:

$$I(z) = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} dk \Gamma(k) \Gamma^*(k) (1 + \cos(kz)) \quad (1)$$

siendo I_0 la intensidad del láser a la entrada del interferómetro y $\Gamma(k)$ su espectro de emisión. Como consecuencia del filtrado espacial producido por el iris intracavidad, el láser opera monomodo transversal ($M^2 \sim 1$). Sin embargo, existen varios modos longitudinales dentro de la campana de ganancia por lo que el espectro de emisión $\Gamma(k)$ se puede modelar como una suma discreta de funciones lorentzianas centradas en los números de onda $k_n = k_0 + n\pi/L$, de ancho espectral γ y amplitud c_n , siendo L la longitud del resonador del láser. En virtud de esto la expresión (1) se escribe

$$I(z) = I_0 (1 + a(z) \cos(k_0 z)) \quad (2)$$

donde k_0 es el número de onda de la radiación emitida y $a(z)$ el parámetro de contraste definido por

$$a(z) = e^{-\gamma z} \frac{1 + 2 \sum_{n=1}^N b_n \cos(n \frac{\pi}{L} z)}{1 + 2 \sum_{n=1}^N b_n} \quad (3)$$

Los coeficientes b_n son función de los c_n y tienen en cuenta la amplitud de los modos longitudinales individuales. Esta expresión indica que la longitud de coherencia efectiva depende de la longitud de coherencia de cada modo individual γ^{-1} y del batido de modos con sus factores de peso b_n .

La expresión (2) muestra que hay dos escalas de longitudes claramente diferentes: una de variación rápida del orden de $5 \mu\text{m}$ ($\lambda/2$) dada por el argumento de la función coseno y una lenta, de varias decenas de centímetros dada por la variación del parámetro de contraste.

En nuestro dispositivo experimental, la unidad de traslación motorizada se utilizó para barrer pequeñas distancias de forma no correlacionada con la aparición

de los pulsos láser por lo que, estadísticamente, el término de variación rápida tomaba todos los valores posibles y el observable útil era la envolvente de baja frecuencia dada por $a(z)$. A partir de la determinación experimental de $a(z)$ para distintas diferencias de caminos ópticos se pueden determinar los factores de peso b_n . Estos indican cuantos modos están oscilando y que amplitudes relativas poseen. Se obtiene, a su vez, la longitud de coherencia de un modo único, γ^{-1} . Para el modelo, a partir de la expresión (2) se consideraron dos variables aleatorias x e y . Una correspondía a la intensidad del láser, I_0 , normalizada a su valor medio

$$x = \frac{I_0}{\overline{I_0}} \quad (4)$$

y, la otra,

$$y(z) = 1 + a(z) \cos(k_0 z) \quad (5)$$

estaba asociada al ángulo de fase $k_0 z$. Para la primera se consideró una distribución gaussiana de valor medio 1 y desviación estándar σ . Por otro lado, al no existir ninguna correlación entre la velocidad de barrido de la unidad de traslación y la frecuencia de repetición del láser, para la fase $k_0 z$ se consideró una distribución uniforme con valores entre 0 y 2π . Cuando se considera una distribución uniforme para la fase y se aplica el coseno, disminuye la probabilidad de obtener valores en un entorno de cero y aumenta mucho la probabilidad de obtener valores cerca de -1 y 1 . Como el parámetro de contraste $a(z)$ no es una variable aleatoria, de la expresión (5) resulta una distribución que varía entre $1 - a(z)$ y $1 + a(z)$. Por lo tanto, los valores de las mediciones estarán distribuidos con una función de distribución puntual $h(I)$ la cual se obtiene del producto, $I = x.y$, de dos variables aleatorias mediante la expresión:

$$h(I) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{g(x)}{|x|} f(y = \frac{I}{x}) \quad (6)$$

siendo

$$g(x) = \frac{e^{-\frac{(x-1)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad (7)$$

y

$$f(y) = \frac{1}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{y-1}{a(z)}\right)^2}} \quad (8)$$

Sustituyendo las ecs. (7) y (8) en la ec. (6) se obtiene

$$h(I) = h_0 \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} du \frac{e^{-u^2}}{\sqrt{(u_{\max} - u)(u - u_{\min})}} \quad (9)$$

donde

$$h_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma \sqrt{1 - a(z)^2} \pi} \quad (10)$$

es la constante de normalización y

$$u_{\max} = \frac{I - (1 - a(z))}{\sqrt{2}\sigma(1 - a(z))} \quad (11)$$

$$u_{\min} = \frac{I - (1 + a(z))}{\sqrt{2}\sigma(1 + a(z))} \quad (12)$$

son los límites de integración. Si bien la expresión (9) no posee una solución analítica cerrada, se puede integrar numéricamente.

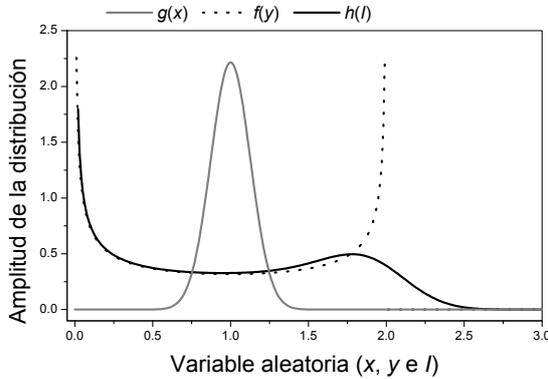


Figura 4. Funciones de distribución puntual, $g(x)$, $f(y)$ y $h(I)$, asociadas a las dos variables aleatorias, x e y , y al producto de ambas, I .

La Figura 4 muestra las funciones de distribución $g(x)$ y $f(y)$, para las dos variables aleatorias, x e y , respectivamente, y la $h(I)$ asociada a $I(z)$, obtenida mediante la ecuación (9) considerando un parámetro de contraste $a(z) = 1$. Es importante notar que el intervalo de variación de $f(y)$ y, por ende, de $h(I)$, dado por las ecs. (11) y (12), depende fuertemente del valor del parámetro de contraste. Si el valor de $a(z)$ es cercano a 1 ($z \ll Lc$) la distribución de las intensidades será muy parecida a la de la Figura 4, con valores extremos cerca de 0 y de 2. Al aumentar la diferencia de caminos de forma que el valor de $a(z)$ sea cercano a 0 ($z \gg Lc$) la distribución $h(I)$ se parecerá a la gaussiana centrada en 1. Finalmente, si bien para cada valor de z se obtuvieron 1000 datos lo cual definiría un valor medio y una desviación estándar con gran precisión, para evaluar la ec. (9) y, en consecuencia, hallar $a(z)$, se requiere obtener histogramas con buena resolución. Pero al reducir el tamaño del *bin*, el histograma se hace más ruidoso por lo que se procedió a ajustar los datos experimentales utilizando la función de distribución acumulada (ecuación (13)) siendo σ y $a(z)$ los únicos parámetros del ajuste

$$H(I) = \int_0^I ds h(s) \quad (13)$$

IV. RESULTADOS

Se obtuvieron 13 series de 1000 datos, asociadas a cada una de las 13 posiciones del espejo E1 y, por ende, de la diferencia de caminos ópticos z . La Figura 5 muestra los histogramas obtenidos para tres valores de diferencia de caminos ópticos: uno cercano a cero, otro alrededor de un metro y el tercero cerca de dos metros y medio. Nótese que para z cerca de un metro la

distribución es esencialmente gaussiana mientras que en los otros dos casos se parece a la distribución $h(I)$ mostrada en la Figura 4. Esto indica que el valor de $a(z)$ es cercano a uno en los dos casos extremos y cercano a cero en el caso intermedio.

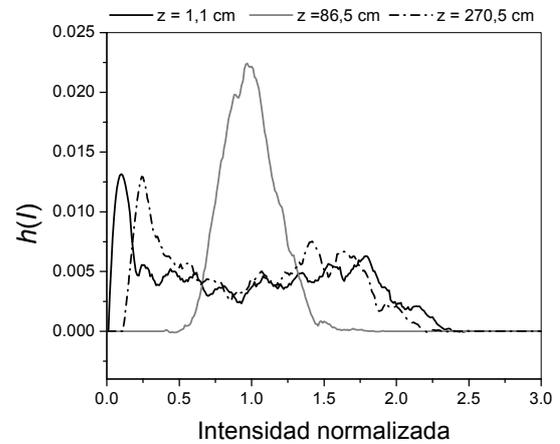


Figura 5: Histogramas $h(I)$ experimentales obtenidos para tres valores de z .

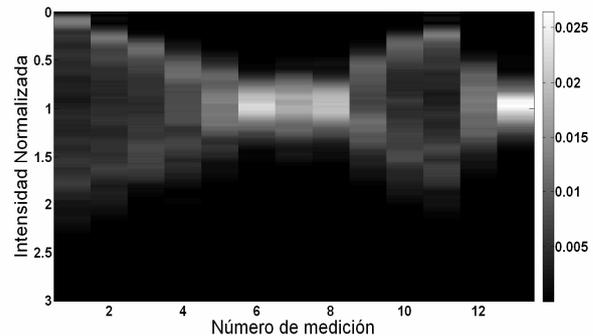


Figura 6. Histogramas de los datos normalizados para los 13 valores de la diferencia de caminos ópticos.

La Figura 6 muestra en escala de grises los histogramas $h(I)$ para los 13 valores de diferencia de caminos ópticos numerados en orden creciente. En esta figura se observa cómo gradualmente al incrementar z varía el grado de dispersión de las distribuciones y, por lo tanto, el valor de $a(z)$. Como se mencionó en la sección anterior, si bien los histogramas asociados a la función de distribución puntual $h(I)$ son más claros e intuitivos, los datos se analizaron utilizando la función de distribución acumulada dada por la ecuación (13).

La Figura 7 muestra las funciones de distribución acumuladas $H(I)$ experimentales y las correspondientes al ajuste, para dos valores de z en dos condiciones extremas para $a(z)$, observándose una excelente correlación. Este tipo de ajuste permitió obtener el valor del parámetro de contraste $a(z)$ para los 13 valores de z medidos.

En la Figura 8 se muestra este resultado. Puede apreciarse de forma cuantitativa lo descrito en forma cualitativa en las Figuras 5 y 6: el parámetro de contraste disminuye al aumentar la diferencia de caminos ópticos hasta cerca de 1 m y luego crece hasta

alcanzar un segundo máximo en $z = 271$ cm. Este segundo máximo se encuentra en $z = 2L$ y corresponde al batido de modos. Estimando la longitud de coherencia como el valor donde el parámetro de contraste cae a 0,5 se obtuvo $L_c = 40$ cm.

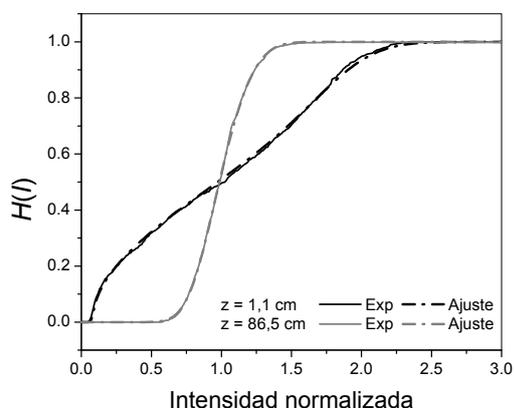


Figura 7: Funciones de distribución acumuladas $H(I)$ experimental (Exp) y ajustadas para dos diferencias de caminos ópticos.

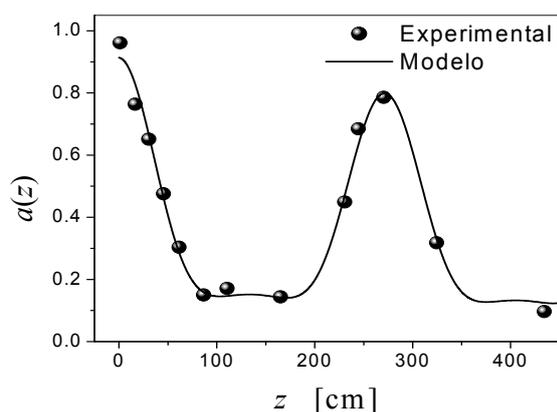


Figura 8. Variación del parámetro de contraste con la diferencia de caminos ópticos obtenido de los ajustes. En línea continua se muestra el resultado del ajuste con el modelo.

Finalmente, estos datos se ajustaron con el modelo utilizando la ecuación (3) utilizando como parámetros del ajuste: el número total de modos longitudinales, N , las amplitudes de cada modo, b_n , y, la longitud de coherencia de cada modo individual, γ^{-1} . La curva en trazo continuo muestra el resultado del ajuste y se observa una excelente correlación con los datos experimentales. El criterio utilizado para el ajuste fue el siguiente: en primer lugar, con el fin de reducir el número de parámetros del modelo se consideró que los modos que oscilaban eran simétricos respecto del centro de la campana de ganancia, o sea que, $b_n = b_{-n}$ y, por lo tanto, si n varía entre 1 y N , oscilan $2N - 1$ modos. En segundo lugar, el valor de N se obtuvo como el menor valor para el cual el error cuadrático medio del ajuste no variaba significativamente. Los valores obtenidos del ajuste se resumen en la Tabla I. El haber obtenido del

ajuste $N = 3$ indica que en promedio oscilaban 7 modos con amplitudes entre b_1 y b_3 normalizadas a $b_0 = 1$. La longitud de coherencia de cada modo individual resultó de 14 m. Este valor es consistente con el obtenido mediante la estimación $\gamma^{-1} = c \tau_p$, siendo c la velocidad de la luz y τ_p el ancho temporal del pulso, para un pulso del orden de 60 ns.

Tabla I: Parámetros obtenidos con el modelo

N	3
b_1	$0,463 \pm 0,039$
b_2	$0,186 \pm 0,037$
b_3	$0,046 \pm 0,031$
γ^{-1}	$14,2 \pm 3,3$ m

V. CONCLUSIONES

Se armó un interferómetro de Michelson de 5 m de diferencia de caminos ópticos utilizando una unidad de traslación motorizada en uno de sus brazos. Con un iris ubicado intracavidad se filtraron las frecuencias espaciales superiores llevando al láser a operar monomodo transversal y multimodo longitudinal. Se desarrolló un método estocástico para la obtención y el análisis de los datos. Este método es lo suficientemente robusto como para no presentar grandes exigencias de estabilidad de la mesa y de los distintos elementos ópticos como es usual en los experimentos de interferometría. Sin embargo, requiere de grandes cantidades de datos para realizar una buena estadística lo cual no es un problema si se tiene un sistema de adquisición de datos relativamente automatizado. A partir del análisis de los datos se determinó la longitud de coherencia del láser de CO_2 TEA resultando ser de 40 cm. Más aún, se pudo observar que la coherencia del láser está dada por el batido de modos longitudinales modulado por la coherencia espacial individual de cada modo. Comparando el parámetro de contraste experimental con el obtenido con el modelo se determinó que oscilan en promedio 7 modos longitudinales por lo que el ancho de banda del láser es del orden de 700 MHz. A su vez, se determinó el peso relativo de cada uno de estos modos y la longitud de coherencia de cada modo individual. El valor de 14 m obtenido para este último parámetro es consistente con el ancho espacial del pulso.

Referencias

- 1 – Freytes, V.M., Codnia, J., Azcárate, M.L. Appl. Phys. B, (2011), en prensa.
- 2 – Alcaraz, A.N, Codnia, J., Azcárate, M.L. J. PhotoChem. & PhotoBio A: Chem, **205**, 2-3, 79-83, (2009).
- 3 – Codnia, J., Azcárate, M.L. Potochem. and Photobio. **82**, 3, 755-762, (2006).
- 4 – Siegman, A.E. **Lasers**, University Science Books, Mill Valley, California (1986).
- 5 – Chin, S.I. Optics and Laser Technology, 85-88 (1980)