

DESARROLLO DE UN LASER DE CO₂ TEA DE ALTA COHERENCIA

DEVELOPMENT OF A HIGH COHERENCE TEA CO₂ LASER

M. A. Risaro^a, M. L. Azcárate^{a,b}, J. Codnia^a

^a Departamento de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (UNIDEF-CITEDEF-CONICET)
Juan Bautista de La Salle 4397 – (B1603ALO) Villa Martelli – Prov. Buenos Aires – Argentina
^b Carrera de investigador de Conicet

Recibido: 30/12/13; aceptado: 13/08/2014

En el presente trabajo se presentan los resultados del desarrollo y caracterización de un láser de CO₂ TEA de alta coherencia. Dicho láser cuenta con una cavidad plano-cóncava y un medio activo de sólo 20 cm de longitud. Se estudia el ancho de línea del láser en función de la longitud de la cavidad y de la presión de la mezcla gaseosa. Finalmente se logra obtener una emisión láser TEM₀₀ y monomodo longitudinal. Para ello se trabaja con una cavidad de 40 cm de longitud y una presión de mezcla gaseosa de 200 Torr. Se tiene un ancho de línea de sólo 8 MHz, que implica tener un factor de calidad $Q = 4 \cdot 10^6$.

Palabras clave: láser, coherencia.

The results of the development and characterization of a High Coherence CO₂ TEA laser are presented. This laser has a plane-concave cavity and an active medium with only 20 cm length. We study the laser's bandwidth as a function of the gas mixture pressure and the cavity length. Single longitudinal mode (SLM) and TEM₀₀ laser emission is obtained. For this purpose we work with a 200 Torr gas pressure and a cavity length $L \approx 0.4$ m. The bandwidth obtained with this configuration is almost 8 MHz, which implies a quality factor $Q = 4 \cdot 10^6$.

Keywords: laser, coherence.

I. INTRODUCCIÓN

Los láseres de CO₂ TEA son láseres pulsados cuyo espectro de emisión está en la región del infrarrojo medio (entre 9 y 11 μ m). Entre sus características principales se destacan su alta potencia de pico, su eficiencia y su capacidad de sintonización¹⁻⁴.

Una de las aplicaciones de los láseres de CO₂ TEA es su utilización como fuente de bombeo óptico de otros dispositivos láser. En la mayoría de las situaciones el bombeo óptico requiere un ancho de línea angosto, esto es, alta coherencia, por lo que el láser debe operar en la condición de monomodo transversal (TEM₀₀) y longitudinal (SLM de la sigla en inglés Single Longitudinal Mode). El método más simple de obtener emisión TEM₀₀ es introduciendo un iris con un diámetro apropiado dentro de la cavidad. Por otro lado, existen diferentes técnicas para que el láser opere en la condición SLM⁵. Entre ellas pueden mencionarse la utilización de un etalón (Fabry-Perot fijo) intracavidad, el diseño de dos cavidades acopladas, la utilización de un absorbente saturable como el SF₆. Otros dos sistemas que operan en el régimen SLM utilizan láseres de CO₂ continuos; en un caso en forma externa como semilla de arranque del láser de CO₂ TEA y, en el otro, dentro de la cavidad de un láser TEA resultando el láser híbrido. Finalmente, otro método consiste en el diseño de un láser "mini TEA" con una cavidad muy corta. En este trabajo se describe el desarrollo de un láser mini TEA para la obtención de operación SLM.

II. TEORÍA

Las características espectrales de emisión de un láser dependen de una serie de factores: por un lado de la campana de ganancia dada fundamentalmente por el diagrama de niveles de energía del átomo/molécula y por el otro, del diseño de la cavidad láser.

En el láser de CO₂ TEA el ancho espectral de la campana de ganancia está dominado por la presión. Es conocido que el láser utiliza una mezcla gaseosa de CO₂, N₂ y He. El ensanchamiento por presión de estos compuestos es del orden de 6 MHz/Torr, lo que implica que para una presión típica de 500 Torr el ancho a mitad de altura de la campana de ganancia es $\Delta\nu_g \approx 3$ GHz. En cuanto al diseño de la cavidad láser, el resonador hace las veces de un interferómetro Fabry Perot (FP) por lo que discretiza la campana de ganancia permitiendo solamente la oscilación de aquellos modos que superen las pérdidas. En una cavidad formada por dos espejos, uno plano y el otro con radio de curvatura R , separados por una distancia L las frecuencias asociadas a los modos de oscilación, tanto longitudinales como transversales, se describen mediante la expresión

$$\nu_{pnm} = \frac{c}{2L} \left(p + \frac{n+m+1}{\pi} \cos^{-1} \left(\sqrt{1 - \frac{L}{R}} \right) \right) \quad (1)$$

siendo c la velocidad de la luz. El índice p numera los modos longitudinales y los índices n y m a los transversales (TEM_{nm})

Es importante destacar que un incremento en las pérdidas del sistema láser, reducen el ancho efectivo de la campana de ganancia.

Introduciendo un iris dentro de la cavidad se eliminan los modos transversales superiores, por lo que el láser opera en el TEM₀₀. Los modos que oscilan son sólo los longitudinales, con frecuencias:

$$v_p = \frac{c}{2L} p \quad (2)$$

En estas condiciones el campo se puede describir mediante la expresión

$$E(t) = \sum_n a_n(t) e^{i2\pi v_n t} \quad (3)$$

Los términos a_n de la ecuación anterior describen la naturaleza pulsada de la emisión láser, como así también la amplitud de los distintos modos longitudinales.

Batidos longitudinales

A partir de la intensidad de la emisión láser es posible estudiar su ancho de línea. Aplicando la transformada de Fourier podemos calcular la potencia espectral del campo mediante la ecuación (4) y obtener,

$$\Gamma(v) = \left| \sum_{n,m} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} a_n(t) a_m(t) e^{i2\pi(v-q\delta v)t} dt \right) \right|^2 \quad (4)$$

donde $q = n-m$ es un número entero. Diversos estudios⁶ indican que con este método se observan picos cada vez que $v = q \delta v = q c/2L$ lo que implica observar los batidos entre modos longitudinales.

III. MÉTODO EXPERIMENTAL

Dispositivo láser

El dispositivo láser fue construido íntegramente en el laboratorio, para lo cual fue necesario realizar el diseño de los electrodos, los soportes para éstos y un recipiente contenedor de gases. Se utilizó una mezcla gaseosa CO₂:N₂:He con las proporciones 1:1:2. Por otro lado, se diseñó y construyó el circuito de excitación del láser a partir de la descarga controlada de un capacitor sobre el medio activo.

El resonador del láser se realizó con una cavidad plano-cóncava. Dicha cavidad cuenta con un espejo plano de cobre con un recubrimiento de oro, 100% de reflectividad, y un espejo de salida, de ZnSe, con una reflectividad del 90% y un radio de curvatura de 10 m. En la Figura 1 se muestra el láser de CO₂ TEA construido.

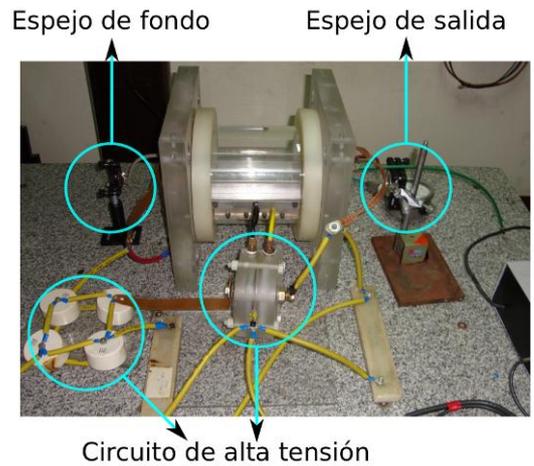


Figura 1: Detalle del dispositivo láser desarrollado. Se observa la cavidad óptica, el recipiente contenedor de gases así como el circuito de descarga eléctrica.

Medición campana de ganancia

Se dispuso el dispositivo experimental de la Figura 2 para medir la intensidad del pulso láser. Se ubicó un iris intracavidad para filtrar los modos transversales y tener una emisión TEM₀₀. A partir de cálculos de modos gaussianos estacionarios⁷ se estimó el ancho del modo transversal en 7 mm y se fijó en esta apertura, el iris. Luego se enfocó el pulso láser usando una lente de ZnSe, de 7,5 cm de distancia focal cerca de un detector Photon-Drag.

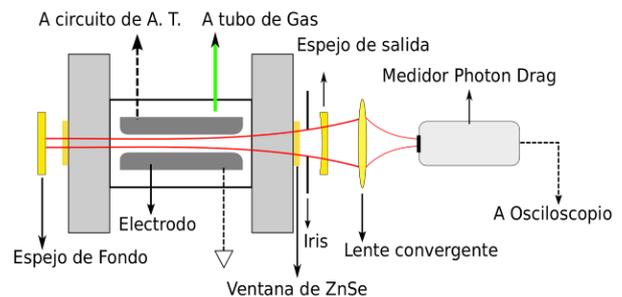


Figura 2. Dispositivo experimental para adquirir la intensidad del láser. Se ubica un iris entre la ventana de ZnSe y el espejo de salida. Una lente convergente de 75 mm de distancia focal enfoca la radiación en las inmediaciones de un detector Photon Drag. La señal eléctrica generada por el detector se colecta con el osciloscopio.

Se hizo operar al láser a una frecuencia de repetición de 1 Hz y se realizó una rutina en Matlab para que el osciloscopio adquiriera 1000 series temporales obtenidas con el detector Photon-Drag. La adquisición se realizó a razón de un punto cada 400 ps en una ventana de 20 μ s, hasta totalizar 50 mil puntos. Para tener buena resolución temporal se seleccionó el ancho de banda del osciloscopio Tektronix DPO 7104 en 1 GHz y se adaptó la señal de entrada a 50 Ω .

En la Figura 3 se muestra un pulso típico del láser adquirido con el Photon-Drag. La presión de la mezcla gaseosa era de 600 torr y el largo de la cavidad $L \approx 2.8$ m. Como puede observarse, el pulso tiene un ancho a

mitad de altura de aproximadamente 100 ns y se evidencia, también, el carácter multimodal de la emisión.

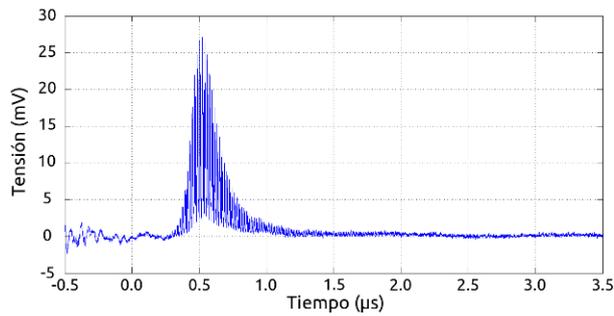


Figura 3: Pulso típico adquirido con el detector Photon-Drag. Se obtuvo con una cavidad de largo $L \approx 2.8$ m y una presión de mezcla gaseosa, de 600 Torr.

Se realizó una rutina en Matlab y se les aplicó el algoritmo FFT a las señales adquiridas. Luego, se calculó la potencia espectral y, finalmente, los espectros se promediaron con el fin de reducir las fluctuaciones y tener líneas de base bien definidas.

IV. Análisis de resultados

Inicialmente se dispuso de una cavidad de 2,8 m de longitud y se realizó el procedimiento descrito en la sección anterior, para cuatro presiones distintas: 600 Torr, 450 Torr, 300 Torr y 250 Torr. Posteriormente, se variaron la longitud de la cavidad y la presión de la mezcla. En la Figura 4 se muestra la potencia espectral promediada para las presiones de 600 Torr y 200 Torr.

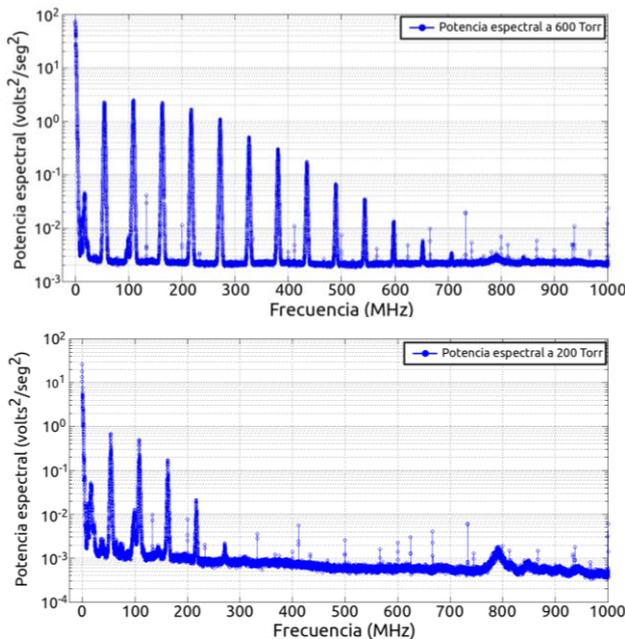


Figura 4: Curvas de potencia espectral promediada para una longitud de cavidad de $L \approx 2.8$ m y para presiones de 600 Torr, 200 Torr.

Se observa que las curvas de potencia espectral presentan picos en las frecuencias correspondientes a

batidos de modos del resonador óptico (54 MHz), ecuación (4). También se observa que la cantidad de picos disminuye al disminuir la presión, lo que implica una reducción del ancho de la campana de ganancia. En la figura 5 se muestra la amplitud de los picos en función de su frecuencia, para las cuatro presiones de trabajo

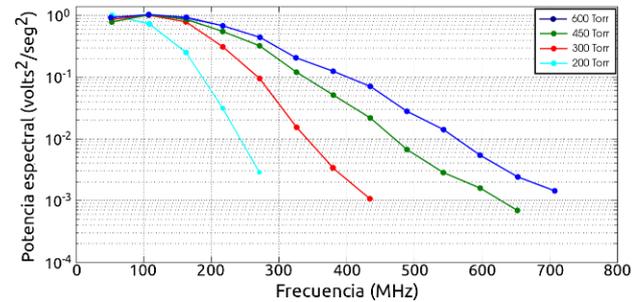


Figura 5: Amplitud de picos de batidos longitudinales, para cuatro presiones de mezcla gaseosa distintas: 600 Torr, 450 Torr, 300 Torr y 200 Torr.

Se observa una reducción en $\Delta\nu_p$ al disminuir la presión de la mezcla gaseosa. A 600 Torr se tiene un $\Delta\nu_p \approx 700$ MHz; mientras que a 200 Torr, $\Delta\nu_p < 300$ MHz. Cabe destacar que 200 Torr es la presión umbral de operación del láser, por lo tanto, no se realizaron estudios con presiones inferiores.

Hacia el monomodo

El objetivo del presente trabajo es la obtención de una emisión láser SLM. Se procedió entonces a reducir la longitud de la cavidad óptica al mínimo posible ($L = 37$ cm). Esta longitud implica tener una separación entre modos longitudinales de 405 MHz.

Se repite el procedimiento descrito en la Sección II, se obtienen las señales de intensidad del láser y a partir de ellas se calcula potencia espectral. En la figura 6 se muestra la potencia espectral a una presión de 600 Torr.

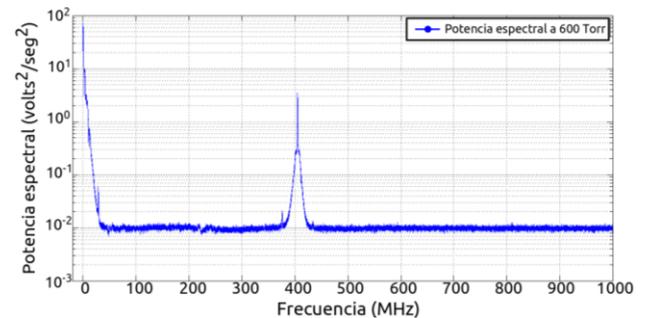


Figura 6: Curva de potencia espectral promediada para una longitud de cavidad $L \approx 0.4$ m y una presión de 600 Torr.

Se observa un único pico en torno a los 400 MHz, lo que implica tener dos modos longitudinales oscilando. Con el objetivo de lograr una emisión SLM se reduce la presión de la mezcla gaseosa hasta 200 Torr. La potencia espectral correspondiente a dicha presión se muestra en la figura 7.

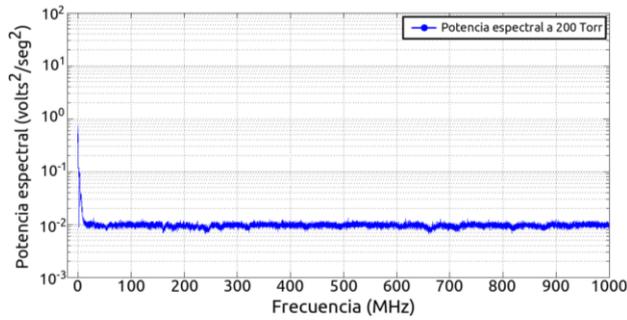


Figura 7: Curva de potencia espectral promedioada para una longitud de cavidad $L \approx 0.4m$ y una presión de 200 Torr.

Tal y como se muestra en la figura 7, no existen batidos longitudinales en la potencia espectral. Se está en condiciones de decir entonces, que se tiene una emisión láser SLM.

Ancho de línea

En las curvas de potencia espectral de la figura 4 se observa que la distribución espectral de los batidos longitudinales es muy similar. Inspirados en esto se propone que los términos $a_n(t)$ de la ecuación (3) tienen la misma dependencia temporal, pero distintos factores de escala. El campo eléctrico lo expresamos entonces como,

$$E(t) = \varepsilon(t) \sum_n a_n e^{i\omega_n t} \quad (5)$$

La potencia espectral del campo eléctrico de la ecuación (5) es la siguiente,

$$\Gamma(\nu) = \left| \sum_{n,m} a_n a_m^* \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon^2(t) e^{i2\pi(\nu - q\delta\nu)t} dt \right) \right|^2 \quad (6)$$

De acuerdo con la ecuación (6) la potencia espectral tiene picos en cada batido longitudinal pero dichos picos tienen la misma forma funcional.

En el caso que se tiene una emisión láser SLM, la sumatoria de la ecuación (6) queda limitada a un único término con $n=0$ y $m=0$. El ancho de línea de la emisión monomodo puede estimarse entonces como la dispersión en frecuencias de los batidos longitudinales, observados con presiones de mezcla superiores a los 200 Torr.

Con base a esto se puede estimar que el ancho de línea es $\Delta\nu \approx 8$ MHz, que implica un factor de calidad $Q \approx 4 \cdot 10^6$.

V. CONCLUSIONES

Para la realización del presente trabajo se diseñó y construyó un láser de CO_2 TEA de alta coherencia. Se estudió el ancho de línea a partir del cálculo de la potencia espectral de las señales temporales del pulso láser. Se observó que al disminuir la longitud de la cavidad óptica aumenta la separación entre modos longitudinales. Con la mínima longitud posible de la cavidad, 37 cm, se logró una separación entre modos de 405 MHz.

A partir de la potencia espectral calculada se pudo estimar el ancho de la campana de ganancia. A una presión de 600 Torr de la mezcla gaseosa se tiene que $\Delta\nu_p \approx 800$ MHz. Esto sumado a la cavidad óptica más corta que se pudo conformar, resulta en la oscilación de al menos dos modos longitudinales. Se redujo entonces la presión a 200 Torr, y se obtuvo una emisión láser SLM. Finalmente, se estimó el ancho de línea estudiando la estructura de los batidos longitudinales. Se encontró que es de sólo 8 MHz, que implica tener un factor de calidad $Q \approx 4 \cdot 10^6$.

VI. REFERENCIAS

- 1- J. Codnia, J.J. Merino, L. Azcárate, (1999), Fuente de emisión en 11 μm . Anales AFA, Vol 11, 84-88.
- 2- Zorabedian, P. Tunable Laser Handbook, Cap 4, Ed. Duarte, F.J. Academic Press, New York (1995).
- 3- Joseph T. Verdeyen (1995) Laser electronics, Prentice Hall series, 3era edición, New Jersey.
- 4- Witteman, W. J. (1987) The CO_2 Laser, Springer Series in Optical Sciences Vol. 53, Alemania.
- 5- S.L. Chin, Optics and Laser Technology, Abril 1980.
- 6- J. Codnia, N. D. Gómez, M. L. Azcárate. Stochastic method for determining the coherence length of a TEA CO_2 laser. Optics & Laser Technology 54 141-147 (2013). <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlastec.2013.05.025> (2013)
- 7- Siegman, A.E. (1986) Lasers, University Science Books, Mill Valley, California.