

# REDUCCIÓN DE PERTURBACIONES AUTOINDUCIDAS EN UN LÁSER TEA

J. Fochesatto<sup>(1)</sup>, E. Quel<sup>(2)</sup>, C. Rosito<sup>(2, 3)</sup>, G. Santiago<sup>(3)</sup>

<sup>(1)</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas (CONICET)

<sup>(2)</sup> Centro de Investigación sobre Láseres y Aplicaciones (CEILAP), (CITEFA-CONICET),  
Zufriategui 4380 (1603) Villa Martelli, Provincia de Buenos Aires,

<sup>(3)</sup> Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Paseo Colón 850 (1063), Capital Federal.

En los láseres TEA de CO<sub>2</sub>, el pulso óptico tiene lugar en general sobre el final del pulso de corriente de bombeo. Las correspondientes variaciones de densidad electrónica producen alteraciones en el índice de refracción del medio activo, lo que origina una modulación en frecuencia a lo largo del pulso óptico (LIMP: Laser Induced Medium Perturbation). Se presenta un estudio de la descarga eléctrica y de la densidad electrónica, lo cual permite acotar el efecto LIMP. Se ha conseguido una excitación con reducida variación de la densidad electrónica durante el pulso láser.

In typical CO<sub>2</sub> lasers, optical pulse appears in the decaying stage of the pumping process. Electronic density changes as current does, therefore inducing refractive index variations. These changes origin fluctuations in output frequency across the pulse-length (LIMP: Laser Induced Medium Perturbation). A low LIMP exciting circuit is presented. This circuit achieves small electronic density changes during the optical pulse.

El láser de CO<sub>2</sub> puede ser utilizado en esquemas DIAL<sup>1-5</sup> para el monitoreo de componentes minoritarios y poluentes en la atmósfera dado el atractivo que presenta por su bajo costo y la facilidad de generar longitudes de ondas próximas entre sí.

Para efectuar mediciones precisas de absorción se requiere que la variación de frecuencia del láser durante el pulso sea mucho menor que el debido al ensanchamiento colisional. Por ejemplo, en el caso del O<sub>3</sub> a temperatura ambiente en la atmósfera el ancho de línea varía de 1.65 a 2.25 GHz Atm<sup>-1</sup> <sup>6</sup>, por lo que a una altura de unos 5 Km se reduce aproximadamente a 1-1.4 GHz. Si se adopta una excursión máxima en frecuencia del láser que no supere el 2% del ancho Lorentziano, se debe limitar la deriva en frecuencia a no más de 20-25 MHz.

En los láseres TEA convencionales, la principal causa de fluctuaciones durante la etapa inicial del pulso es la variación del índice de refracción por cambios en la densidad electrónica del plasma mientras se desarrolla el pulso óptico<sup>7, 8</sup>. Ésta y otras perturbaciones se engloban bajo el nombre de LIMP (Laser Induced Medium Perturbation).

El presente trabajo trata sobre la reducción de estas perturbaciones debidas al circuito de excitación. En este sentido se diseñó un esquema de bombeo basado en un nuevo dispositivo de conmutación rápida denominado crossatron<sup>9, 10</sup> con capacidad de interrupción de corriente. Éste, a semejanza de un

tiratrón, utiliza la descarga en un plasma de hidrógeno para conmutar una alta corriente con baja caída de tensión directa y alta velocidad. Pero además, al igual que una válvula de vacío mantiene la capacidad de interrupción de corriente, lo que se logra mediante una pulso negativo en la grilla de control.

El láser TEA utilizado es un diseño basado en perfiles doble Rogowsky con preionización lateral ultravioleta, obtenida a través de un banco de capacitores de 4.56 nF de capacidad total. El volumen activo es de 650 x 26 x 30 mm<sup>3</sup>. La cavidad óptica se conforma con un espejo metálico de 10 m de radio de curvatura y un espejo de salida de Ge plano de 65 % de reflectividad. La excitación es provista por un capacitor de 0.11 μF cargado hasta 25 KV, obteniéndose energías de hasta 3 J. Este diseño es una versión mejorada de desarrollos anteriores de este laboratorio<sup>11</sup>.

La Fig. 1 muestra el esquema de excitación. El capacitor de almacenamiento C<sub>s</sub> se carga a través de R<sub>1</sub> y su energía se transfiere al láser por medio de la crossatron Hughes 8459 H. La misma se controla aplicando pulsos positivos (de encendido) y negativos (de apagado) en la grilla de control (CG).

La corriente principal es medida por medio de una bobina de Rogowski (BR) seguida de un integrador de 47 μs y el pulso óptico se detecta con un medidor "photon-drag".

Las curvas de corriente y tensión representadas en la Fig. 2 fueron obtenidas operando el láser

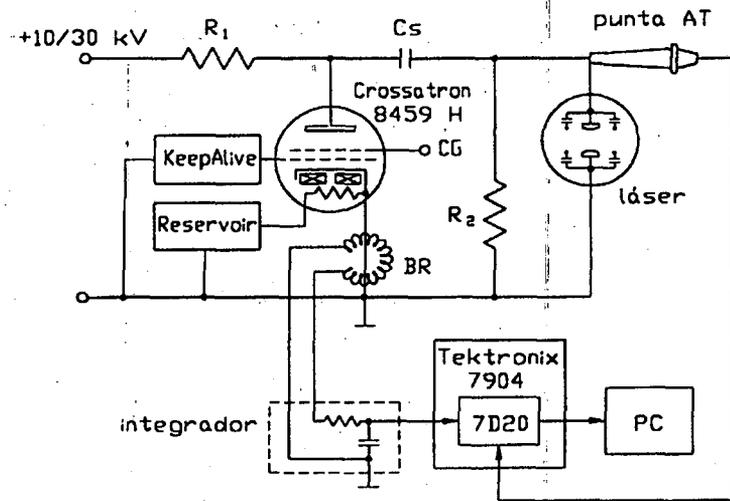


Fig. 1: Arreglo experimental.

a una presión total de 300 Torr. y con una mezcla de  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$  en proporción 1:1:8.

A partir de las mediciones de tensión ánodo-cátodo ( $V_{AK}$ ) e intensidad se obtuvo la corriente del plasma  $i_p$ , descontando de la corriente principal la que fluye por los capacitores de preionización:

$$i_p = i_{\text{medida}} - C_p \frac{dV_{AK}}{dt} \quad (1)$$

Con el objeto de estimar la magnitud de la deriva en frecuencia asociada con la variación de densidad electrónica se consideró que la frecuencia de salida del láser  $\omega$  está relacionada con la de

vacío  $\omega_0$  a través del índice de refracción  $n$  por:

$$\omega = \frac{\omega_0}{n} \quad (2)$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{N_e q^2}{\epsilon_0 m} \right) \frac{1}{v^2 + \omega^2} \left( \frac{v}{\omega} - 1 \right)}} \quad (3)$$

en la cual  $N_e$  denota la densidad volumétrica de electrones y  $v$  la frecuencia colisional, que pueden calcularse a partir de las medidas de tensión, co-

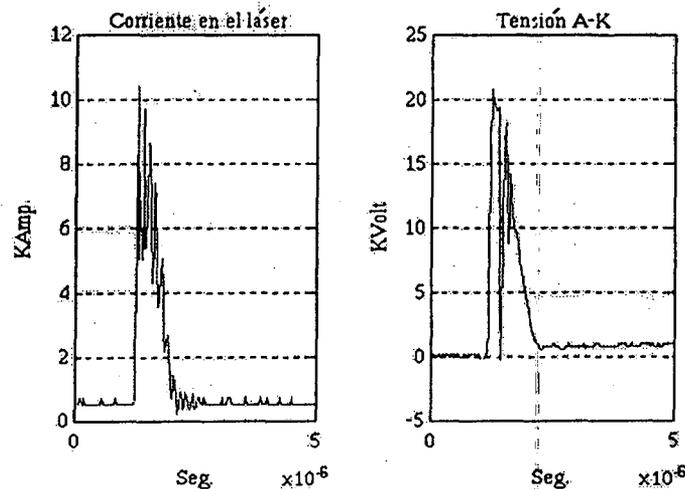


Fig. 2: a) Corriente principal, y b) Tensión A-K.

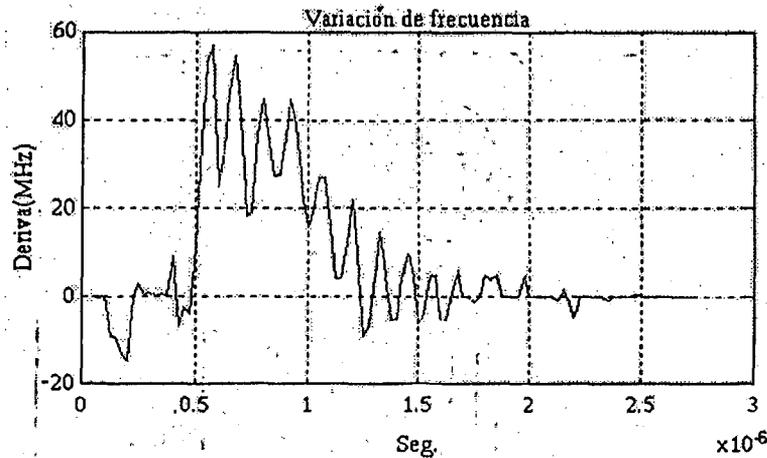


Fig. 3: Variación en frecuencia computada.

riente y parámetros de la mezcla según:

$$N_e = \frac{i_p}{A} \left( \frac{E}{N_m} \right) \quad (4)$$

$$v = \sqrt{\frac{kT}{m}} N_m \pi D \quad (5)$$

donde  $A$  es el área transversal,  $v_d$  la velocidad de deriva de los electrones,  $E$  el campo eléctrico,  $N_m$  la densidad de moléculas,  $m$  y  $D$  la masa molecular

y diámetro medio de la mezcla y los demás símbolos tienen los significados habituales.

La velocidad de deriva depende de la relación  $E/N_m$ , en este caso particular se recurrió a los valores computados por Lowke y Phelps a partir de la ecuación de transporte de Boltzmann<sup>12</sup>.

Apartir de las ecuaciones (1)-(5) se computó la deriva en frecuencia. Los mejores resultados variando las condiciones de excitación de la crossatron se ilustran en la Fig. 3.

En la Fig. 4 se muestran superpuestos la corriente de bombeo junto con el pulso láser. Se observa que cuando se desarrolla la señal óptica las fluctuaciones en frecuencia asociadas con la densi-

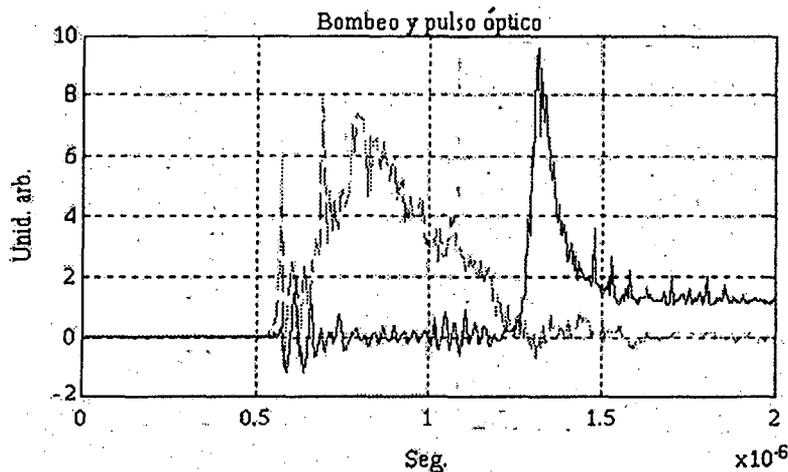


Fig. 4: Corriente de bombeo y pulso láser.

dad electrónica del plasma mostradas en la Fig. 3 son inferiores a 20 MHz, lo que satisface el criterio de diseño expuesto más arriba.

El desempeño final del láser en cuanto a estabilidad en frecuencia también depende de otros procesos tales como inhomogeneidades en la deposición de energía de bombeo, los cuales no han sido considerados en este trabajo, y cuya influencia se manifiesta en las etapas finales del pulso óptico.

Se puede concluir que el esquema de excitación presentado permite reducir las inestabilidades durante el crecimiento de la señal óptica, dado que la capacidad de control sobre la corriente de excitación que provee la válvula crossatron brinda un grado de libertad del que no se dispone con las llaves tradicionales como spark-gaps o tiratrones. Esta posibilidad es atractiva cuando se alteran parámetros tales como composición de la mezcla o reflectividad de los espejos, los que determinan cambios temporales en la aparición del pulso láser con respecto al bombeo. Con el esquema presentado es posible compensar dichos cambios dentro de los límites de velocidad de respuesta de la válvula.

## REFERENCIAS

1. K. Azai et al. *Appl. Phys. Lett.* **35** (1) p. 60, (1979).
2. K. Azai and T. Igarashi. *Appl. Optics* **23** (5), p. 734, (1984).
3. M. R. Shumate et al. *Appl. Opt.*, **20** (4), p. 545, (1981).
4. E. E. Uthe, *Appl. Opt.*, **25** (15), p. 2492, (1986).
5. A. Ben-David et al., *Appl. Opt.*, **31** (21), p. 4224, (1992).
6. J. P. Camache et al. *J. Mol. Spectroscopy*, **114**, p. 31, (1985).
7. D. V. Willets and M. R. Harris, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **15**, p. 51, (1982).
8. A. K. Kar et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21** (4), p. 359, (1985).
9. R. W. Schumacher and R. J. Harvey, *Conference Record of the Sixteenth IEEE Power Modulation Symposium*, Arlington VA, p. 139, (1984).
10. R. W. Schumacher and R. J. Harvey, Book chapter in *Advances in Pulsed Power Technology*, Vol. 1: Opening switches by A. Guenther and M. Kristiansen p. 93, Plenum Press (1987).
11. *CO<sub>2</sub> Lasers, Physics, Technology and Applications. Lasers and Quantum Optics*, L. Narducci, E. J. Quel, J. Tredicce. World Scientific Publication Company, (1990).
12. J. J. Lowke et al. *J. Appl. Phys.* **44**, 4664 (1973).