

# ANÁLISIS DE LA DENSIDAD ELECTRÓNICA EN UN LÁSER DE CO<sub>2</sub> EXCITADO POR MICROONDAS

I. J. RIOS, C. F. MOSQUERA, J. L. LADAGA, G. D. SANTIAGO

Laboratorio de Láser - Facultad de Ingeniería - Universidad de Buenos Aires  
Paseo Colón 850 - (1063) Ciudad de Buenos Aires - Argentina  
e-mail : cmosque@fi.uba.ar

Los parámetros fundamentales que caracterizan los láseres de CO<sub>2</sub> excitado por microondas son: la ganancia de pequeña señal, la densidad electrónica, la frecuencia media de choques y la constante de atenuación del campo eléctrico. En los láseres de CO<sub>2</sub> excitados mediante descargas de corriente continua, la ganancia varía aproximadamente en forma inversamente proporcional a la presión. Para un láser de CO<sub>2</sub> excitado por microondas, los valores reportados de ganancia de pequeña señal no cumplen esa forma funcional. Además, a baja presión, la ganancia resulta notoriamente inferior que la de los láseres bombeados por corriente continua. Para dar cuenta de este comportamiento se propone, para la densidad electrónica del plasma, una posible dependencia funcional de la presión y la posición. Con esta forma funcional para la densidad electrónica se calcula el campo eléctrico en la descarga de microondas utilizando el modelo de descarga continua de Lowke y Phelps; y se lo compara con el campo obtenido suponiendo que la atenuación es constante.

Small signal gain, electron density, average collision rate and absorption coefficient play an essential role in microwave-pumped CO<sub>2</sub> lasers. In DC-excited lasers the gain roughly varies as the inverse of the total pressure. Nevertheless, in microwave-pumped lasers the reported results do not follow that tendency. At low total pressure the gain is smaller than the one attainable with DC discharges. We present a simple model that describes this behavior proposing a dependence of the electron density on position and pressure. We discuss a sensible functional dependence for the electron density which is used to compute the electric field attenuation.

## I. INTRODUCCIÓN

En los láseres de CO<sub>2</sub> excitados por descarga continua es sencillo ajustar el bombeo mediante el recurso de variar la corriente de la descarga y con ello la densidad electrónica. Al mantener la intensidad de corriente constante, la ganancia decrece en forma inversamente proporcional a la presión.

La situación es muy diferente en el caso de descargas de microondas porque el plasma es generado y sostenido por el campo de microondas, que decrece conforme la onda avanza en el medio. Esto hace que el control de la densidad electrónica sea muy difícil de lograr.

Las experiencias que hemos realizado en láseres de CO<sub>2</sub> excitados por descarga de microondas<sup>[1,2]</sup>, con el medio activo encerrado en una guía rectangular cortocircuitada, muestran que la ganancia no depende de la presión con la misma forma funcional que en el caso de descarga continua.

Este comportamiento es esperable puesto que en las descargas excitadas por microondas, la intensidad de campo eléctrico varía punto a punto conforme la onda que genera el plasma se atenúa en la dirección de avance a diferencia de las descargas de corriente continua en las que el campo eléctrico es constante.

La figura 1 presente un esquema de la situación arriba descripta.

La zona excitada está dentro de una cavidad con tres caras metálicas; la energía de microondas entra a la misma a través de un dieléctrico que la cierra. Una vez iniciada la descarga, el campo eléctrico de la onda

incidente se atenúa conforme avanza la onda. En la zona de observación es donde se ubica el eje del resonador óptico cuando el sistema opera como láser.

La obtención de una buena densidad electrónica en la zona de observación depende de una compleja relación entre la intensidad decreciente del campo y la presión del gas que determinan punto a punto el resultado. En los láseres excitados por corriente continua este fenómeno no aparece puesto que la intensidad de campo es virtualmente uniforme en toda la zona de interés.

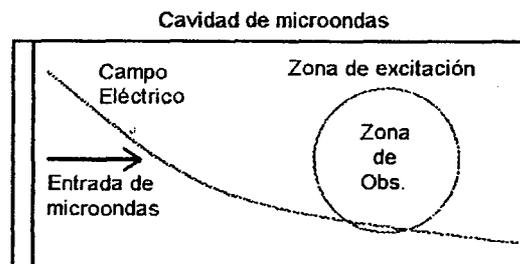


Figura 1. Esquema de la cavidad en la que se genera la descarga. El círculo representa la región atravesada por el haz láser.

La observación experimental de una presión óptima bien definida para la cual la ganancia de pequeña señal es máxima, a diferencia de lo que ocurre en los láseres excitados por descargas continuas, permite suponer una forma funcional de la ganancia respecto de la presión.

Esto sugiere que la densidad electrónica en la región de observación también variaría con la presión.

## II. GANANCIA DE PEQUEÑA SEÑAL Y DENSIDAD ELECTRÓNICA

El modelo elemental de dos niveles predice, para un medio ensanchado homogéneamente, un valor de ganancia dado por <sup>[3,4]</sup>:

$$\gamma(\nu) = \sigma(\nu) \left[ R_2 \tau_2 \left( 1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}} \right) - R_1 \tau_1 \right] \quad (1)$$

donde

$$R_{1,2} = X_{1,2} \cdot N_{CO_2} \cdot n_e \quad (2)$$

es la razón de excitación de los niveles 1 y 2 respectivamente;  $N_{CO_2}$  la densidad volumétrica de moléculas de  $CO_2$ ;  $X_{1,2}$  la sección eficaz de excitación electrónica de los respectivos niveles; y  $n_e$  es la densidad electrónica <sup>[2]</sup>. Las constantes  $\tau_i$  son los tiempos de vida de las moléculas en los niveles superior [2] e inferior [1].

Se puede apreciar que, a densidad electrónica constante, los ritmos de excitación varían linealmente con la presión. Por otra parte los tiempos de relajación y la sección eficaz óptica lo hacen en forma inversamente proporcional a la presión <sup>[3,4]</sup>. Por lo tanto, en primera aproximación la ganancia varía en forma inversamente proporcional a la presión.

Los tiempos están dados en función de las concentraciones  $f_i$  de los gases y la presión total  $P$  por:

$$\tau_1 = \frac{1}{P \cdot (194 f_{CO_2} + 650 f_{N_2} + 3270 f_{He})} \quad (3)$$

$$\tau_{21} \cong \tau_2 = \frac{1}{P \cdot (350 f_{CO_2} + 106 f_{N_2} + 85 f_{He})} \quad (4)$$

y la sección eficaz óptica  $\sigma(\nu)$  está dada por:

$$\sigma(\nu) = A_{21} \frac{\lambda^2}{8\pi} g(\nu) = A_{21} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{2}{\pi \Delta\nu} \quad (5)$$

donde el ancho de línea  $\Delta\nu$  queda expresado por

$$\Delta\nu = 7.58 \times 10^6 \left( f_{CO_2} + 0.73 f_{N_2} + 0.64 f_{He} \right) \sqrt{\frac{300}{T}} P \quad (6)$$

En el caso de la línea láser P(20) (que es una de las de mayor ganancia) y considerando una mezcla de  $CO_2:N_2:He$  en proporción 1:1:8, la sección eficaz tiene un valor de  $\sigma(\nu) = 1.0381 \times 10^{-19}/P$  en unidades de  $m^2$  cuando la presión se mide en Torr. Con los valores de  $X_1 = 7 \times 10^{-16} m^3 s^{-1}$  y  $X_2 = 9 \times 10^{-16} m^3 s^{-1}$ , la ecuación (5) se puede reescribir como:

$$\gamma = \frac{\kappa}{P} \cdot n_e \quad \kappa = 2.44 \cdot 10^{-15} \quad (7)$$

En esta expresión  $P$  se expresa en Torr.

La expresión (7) predice una dependencia de la ganancia de pequeña señal inversamente proporcional a la presión como ya se mencionó.

La figura 2 muestra, en línea llena, la ganancia de pequeña señal calculada mediante la ecuación (7) en función de la presión para una densidad electrónica típica de  $3 \times 10^{15} m^{-3}$ . En la misma gráfica se presentan los valores experimentales que hemos obtenido <sup>[1]</sup> y la curva de ajuste correspondientes al primer dispositivo ensayado que tenía una longitud de excitación de 30 cm.

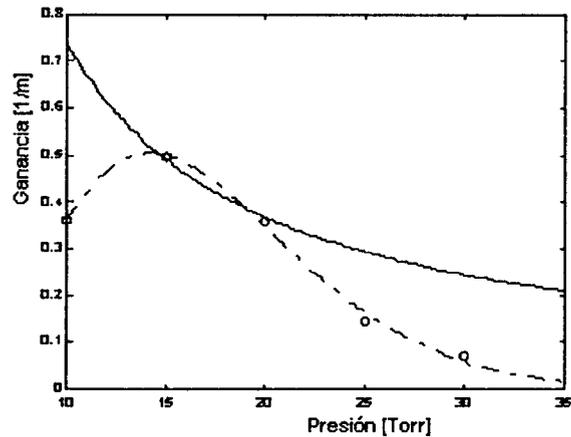


Figura 2. Ganancia de pequeña señal en función de la presión. Línea sólida: ecuación (7), Círculos: valores experimentales para 30 cm de descarga.

En la figura 3 se efectúa idéntica comparación con los valores que obtuvimos <sup>[2]</sup> para un láser de  $CO_2$  de 90 cm de longitud excitada.

En ambas figuras se observa la diferencia entre los valores que predice la ecuación (7) para una densidad electrónica constante, con los valores medidos.

Esta diferencia se puede atribuir a la dependencia de la densidad electrónica con la presión, en el caso de la excitación mediante microondas.

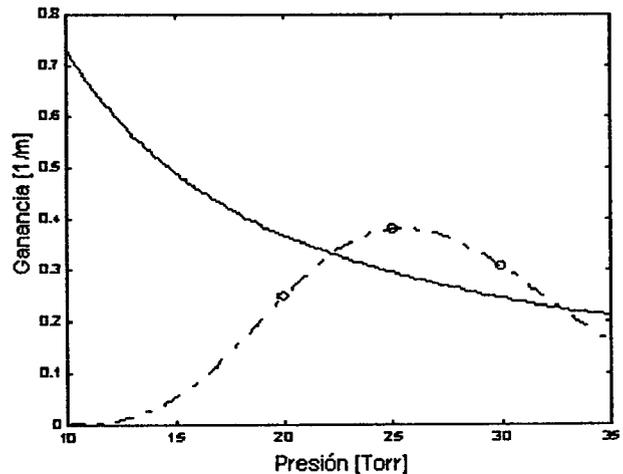


Figura 3. Ganancia de pequeña señal en función de la presión. Línea sólida: ecuación (7), Círculos: valores experimentales para 90 cm de descarga.

Para poder estimar dicha dependencia funcional, aproximamos los valores de ganancia de pequeña señal medidos, mediante una función (curvas de trazos en las figuras 2 y 3) utilizando una relación del tipo:

$$\gamma_{aprox} = \frac{a \cdot \exp[b/P - c \cdot P^2]}{P} \quad (8)$$

donde  $a$ ,  $b$  y  $c$  son parámetros de ajuste (ver tabla).

	$a$ [Torr/m]	$b$ [Torr]	$c$ [Torr <sup>-2</sup> ]
Láser de 30 cm	213.56	-36.86	0.00398
Láser de 90 cm	31674	-119.5	0.0057

Comparando la forma funcional (8) con la ecuación (7) se puede obtener la siguiente aproximación de la densidad electrónica en función de la presión:

$$n_e(P) = d \cdot \exp[b/P - c \cdot P^2] \quad (9)$$

donde  $d = a/\kappa$ .

En los dispositivos en los que se realizaron las medidas, la radiación de microondas incidió transversalmente al eje a lo largo del cual se midió la ganancia de pequeña señal. En la región excitada, de aproximadamente 4 cm de longitud, el campo de microondas es el resultante de una superposición entre una onda viajera y una onda estacionaria (debido al cortocircuito en que termina la guía que confina al medio activo). De una amplitud inicial que da inicio al plasma, el campo resultante se atenúa en la dirección de propagación debido a la absorción por aquel y lo sustenta hasta que alcanza una amplitud umbral, por debajo de la cual la descarga se extingue. Esto sugiere la posibilidad de que la densidad electrónica disminuya en la dirección de propagación acompañando la atenuación de la onda en dicha dirección. La ecuación (9) evalúa la densidad electrónica en una posición  $z_0$  (se considera que la zona de plasma se inicia en  $z=0$ ), en la cual se mide la ganancia de pequeña señal. Luego, la dependencia funcional de la densidad electrónica con la dirección de propagación podría, en principio, manifestarse en cualquiera de los términos de la ecuación (9). Dicha dependencia funcional debe ser consistente con los siguientes comportamientos supuestos a partir de lo observado en las experiencias:

- La densidad electrónica debe atenuarse en la dirección de propagación del campo de microondas que sustenta la descarga puesto que el mismo pierde energía cuando avanza en el plasma; o sea, la extensión espacial del plasma es limitada.
- Cuando la presión es baja, la densidad electrónica en  $z=0$  es muy alta, esto provoca una muy fuerte concentración electrónica en la interfase de ingreso del campo de microondas haciendo que el mismo se atenúe muy rápidamente y, por lo tanto, la zona excitada es pequeña. Esto sugiere que la densidad electrónica decae drásticamente en las inmediaciones de la interfase pues el campo no logra una penetración adecuada en el plasma.
- Con el incremento de la presión se logra una mejor penetración porque los electrones no se concentran tan fuertemente en las inmediaciones de  $z=0$ , por lo que se extiende la longitud  $z$  de la descarga. Sin embargo, si la presión aumenta demasiado, la relación de campo eléctrico a

partículas neutras ( $E/N$ ) disminuye y la densidad electrónica baja globalmente.

Con estas consideraciones se puede proponer una expresión para la densidad electrónica dada por:

$$n_e(P, z) = d \cdot \exp[f(z/z_0) \cdot b/P - c \cdot P^2] \quad (10)$$

La expresión propuesta para la densidad electrónica en función de la posición y la presión no está dada como el producto de dos funciones independientes (una de  $z$  y otra de  $P$ ) puesto que, de ser así, no se obtendría el comportamiento supuesto anteriormente que implica el cruzamiento de las curvas con el avance en  $z$ . Esto justificaría "mezclar" ambas variables.

La función  $f(z/z_0)$  puede ser aproximada por la expresión:

$$f(z/z_0) = (z/z_0)^n \quad (11)$$

siendo  $n$  un número real positivo. Los valores de  $n$  mayores o igual a 1 deberían ser excluidos porque determinan una densidad electrónica que presenta un decrecimiento suave en las vecindades de  $z = 0$ , y una fuerte caída para valores mayores de  $z$ , en contraposición con los supuestos previos. Si  $n < 1$ , la densidad electrónica resultante decrece rápidamente para valores pequeños de  $z$  y suaviza su caída con el aumento de  $z$ .

En la figura (4) se muestra el gráfico en escala logarítmica de la expresión (10) para  $n = 1/2$  en función de  $z$  y con la presión como parámetro, correspondiente a los valores de las constantes  $a$ ,  $b$  y  $c$  que aproximan los valores experimentales obtenidos en el caso de la determinación de la ganancia de pequeña señal en el dispositivo láser de 30 cm de longitud. Se puede apreciar el comportamiento recientemente descrito, corroborado por el cruce de las curvas.

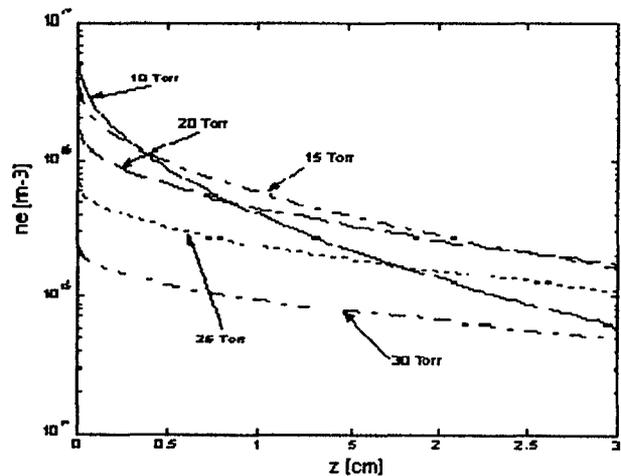


Figura 4. Densidad electrónica en función de la posición para distintas presiones.  $Z_0 = 2$  cm.

#### IV. CAMPO ELÉCTRICO

Si se conociera la densidad electrónica a lo largo de la dirección de propagación de la onda, se podría calcular el

campo eléctrico que sostiene dicha densidad utilizando como aproximación el modelo de Lowke y Phelps<sup>[5]</sup>. Este modelo es estrictamente válido para situaciones de campo estacionario, pero considerando que el número de colisiones por segundo es mucho más grande que la frecuencia de microondas, como en este caso, es admisible utilizarlo en primera aproximación.

El resultado de la aplicación de este modelo con la densidad electrónica dada por la ecuación (11) con  $n = 1/2$ , fig. 5, muestra que la intensidad del campo eléctrico disminuye rápidamente al comienzo de la descarga debido a la absorción de energía en ella para luego, obviando pérdidas por conductividad de las paredes, aproximarse más lentamente al campo umbral de sostenimiento de la descarga. Para campos inferiores a este, la densidad electrónica es nula por lo que la extensión espacial de la descarga queda limitada.

Por otra parte, si se considera constante a la densidad electrónica, se puede calcular la constante de atenuación y con ésta, la variación del campo a lo largo de la dirección de propagación. En la figura 5 se comparan las predicciones obtenidas a partir de esta última hipótesis, con las brindadas por las ecuaciones (10) y (11) y el modelo de Lowke y Phelps.

La línea llena muestra cómo el campo sufre una severa atenuación en las inmediaciones del plano de entrada, donde la densidad electrónica es elevada, para luego disminuir más lentamente. Por el contrario, el modelo de absorción uniforme prevé un campo que disminuye rápidamente por debajo del valor umbral. Esto muestra que la no homogeneidad en la distribución de electrones impide estudiar a estas descargas en términos de una constante de atenuación.

De la figura 5 se infiere que para presiones reducidas la relación  $E/N$  es muy elevada en  $z=0$  determinando entonces una gran concentración local de electrones. Esto hace que el campo se atenúe rápidamente y que la penetración efectiva en la zona de descarga sea reducida.

Al incrementar la presión la densidad electrónica en  $z=0$  disminuye, fig. 4, por lo que la penetración efectiva es mayor, alcanzándose así un mejor bombeo en la zona de interés y con ello un aumento de la ganancia. Posteriores aumentos de la presión traen como consecuencia una disminución de la ganancia por los motivos mencionados anteriormente.

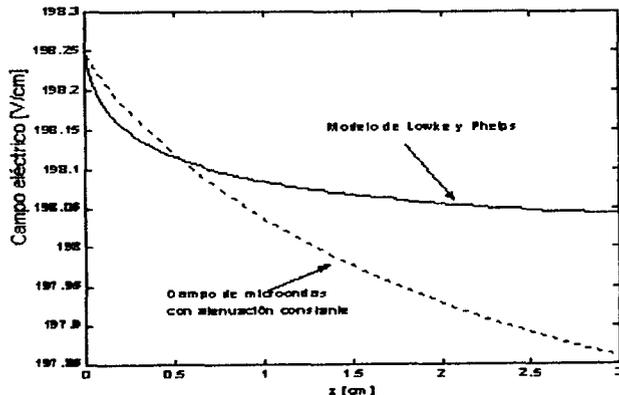


Figura 5. Campo eléctrico en función de la posición en base a un modelo cuasi estacionario. Línea llena: campo que sostiene la densidad dada por las ecuaciones (10) y (11). Línea punteada: modelo de absorción uniforme.

En síntesis cabe destacar que las expresiones (8) a (10) constituyen una forma posible para aproximar la dependencia de la ganancia y de la densidad electrónica con respecto a la presión y la posición, de forma tal de estimar la penetración efectiva de las microondas dentro de la cavidad. En los ejemplos desarrollados se utilizó una forma funcional que sólo tiene fundamento cualitativo y que debe ser aún verificada experimentalmente. En cualquier caso, es importante recalcar que en estas condiciones de bombeo es difícil conseguir una zona excitada extensa a partir de una entrada concentrada ya que incrementos de la intensidad del campo de microondas se reflejan en una suba de la densidad electrónica en las vecindades del plano de entrada que impiden el aumento efectivo de la penetración del bombeo. La zona útil de operación en presiones resulta entonces relativamente restringida.

### Referencias

- 1 - "Excitación de un láser de CO<sub>2</sub> mediante microondas", Anales AFA, 2001.
- 2 - "Utilización de Microondas para excitar un láser de CO<sub>2</sub>", Anales AFA, 2002.
- 3 - W. J. Witteman, "The CO<sub>2</sub> Laser", Springer Series in Optical Sciences, vol. 53, Ed. Springer-Verlag, (1986).
- 4 - Joseph T. Verdeyen, "Laser Electronics", Prentice Hall, (1995).
- 5 - "Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO<sub>2</sub> - N<sub>2</sub> - He laser mixture", J. J. Lowke, A. V. Phelps y B. W. Irwin, J. Appl. Phys., vol. 44, no. 10, pp. 4664-4672, (1973).