

# ELECTRODO IDEAL PARA LÁSER DE CO<sub>2</sub> DE FLUJO TRANSVERSAL

M. G. González<sup>1</sup>, I. J. Ríos<sup>1</sup>, V. D'Accurso<sup>2</sup>, G. D. Santiago<sup>1</sup>, C. A. Rosito<sup>2</sup>

1. Laboratorio de Láser, Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Paseo Colón 850 (1063), Capital Federal.  
2. Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP), Juan Bautista de Lasalle 4397 (1603), Villa Martelli, Bs. As.  
e-mail: gsantia@fi.uba.ar

En los láseres de CO<sub>2</sub> de flujo transversal los electrodos que sustentan la descarga son diseñados utilizando criterios prácticos obtenidos experimentalmente. En los diseños tradicionales la ganancia del medio activo disminuye en la dirección en que avanza el flujo del gas. En este trabajo se presenta un desarrollo teórico que permite obtener una ganancia uniforme en la dirección del flujo. El análisis, basado en el modelo de dos temperaturas y en las ecuaciones de transporte, hace posible calcular la densidad electrónica ideal que sostiene una ganancia plana. Luego, utilizando la ecuación diferencial que describe el proceso de balance electrónico, se obtiene la forma del campo eléctrico necesaria. Una vez obtenido el campo que cumple estos requisitos se deduce el perfil de los electrodos que lo originan. Los resultados del modelo fueron contrastados a través de la medición del mapa espacial de ganancia para distintas mezclas.

Usually, the design of the electrodes of transverse-flow CO<sub>2</sub> lasers is based on experimental data. Traditional electrodes develop a current distribution that generates a peaked, non-uniform small-signal gain pattern. We present a theoretical model suitable for the design of electrodes that sustain a uniform gain distribution. The analysis, based on a two-temperature model and the gas-transport equations, computes the electron density that supports a flat gain pattern. Then, taking into account the electron-balance equations, the model computes the associated electric field. The results were used in a new set of electrodes and tested by measuring the small-signal map.

## I. INTRODUCCIÓN

Hasta el presente se han investigado y desarrollado ampliamente los láseres de CO<sub>2</sub> de flujo transversal rápido gracias a la gran potencia que son capaces de entregar y la consecuente aplicación industrial que esto trae aparejado. Sin embargo, hasta el momento, los electrodos que sustentan la descarga en este tipo de láseres son diseñados utilizando criterios prácticos motivados por las experiencias.

En estos láseres la descarga tiende a desplazarse en la dirección del flujo del gas lo cual actúa de forma desestabilizadora. Conforme éste avanza, la densidad de moléculas se reduce por calentamiento del medio lo cual lleva a un bien conocido ciclo de realimentación positiva de crecimiento de la corriente que eventualmente conduce a que la descarga degenere en arco<sup>[1]</sup>. La solución habitual para este problema es el desplazamiento de uno de los electrodos (suele ser el cátodo) en la dirección contraria al flujo del gas. Es claro que de esta manera se consigue una reducción de la intensidad de campo eléctrico a lo largo de la zona de descarga la cual compensa la disminución de la densidad de partículas neutras.

Algunos de los esquemas más explorados pueden ser agrupados en tres categorías (figura 1).

En el primero de ellos se encuentran los electrodos con forma de punta. La descarga en este grupo está compuesta por una columna positiva angosta respecto al plano transversal a las puntas y una mancha catódica relativamente chica. Esto último trae aparejado una baja extensión espacial de la ganancia. Los trabajos [2] y [3] son ejemplos de este tipo de configuración de electrodo.

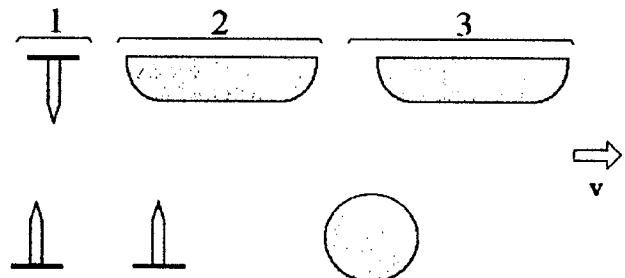


Figura 1. Diferentes grupos de electrodos.

El grupo 2 está formado por los láseres que para generar la descarga utilizan ánodos planos o con un perfil de Rogowski<sup>[4]</sup> y el cátodo compuesto por un conjunto de puntas como en [5] y [6] respectivamente. En este caso el colocar ánodos planos en lugar de puntas trae consigo una expansión del volumen de la columna positiva con lo que la zona de ganancia también aumenta. Los grupos 1 y 2 pueden funcionar tanto a bajas presiones como a altas, inclusive a presión atmosférica. Los que están diseñados para funcionar a menor presión se basan en ánodos planos y cátodos de sección circular<sup>[7]</sup> o elíptica<sup>[8]</sup>. En este caso se posee una zona negative glow extensa que provee a los láseres pertenecientes a este grupo una densidad de corriente considerable<sup>[9]</sup>. Así mismo la zona de ganancia aumenta debido al ensanchamiento de la columna positiva.

Las soluciones esquematizadas en la figura 1 consiguen descargas estables pero en general lo hacen a expensas de una marcada reducción de la densidad de corriente conforme se avanza en la dirección del flujo.

Esto causa que el bombeo y por lo tanto la ganancia de pequeña señal sean no uniformes lo que disminuye la potencia máxima obtenible y deteriora la calidad del haz de salida.

El objetivo de este trabajo es el estudio de un nuevo perfil de electrodos que permita disminuir estas no homogeneidades incrementando el volumen total excitado. A tal fin se considera un esquema de electrodos como el que muestra la figura 2:

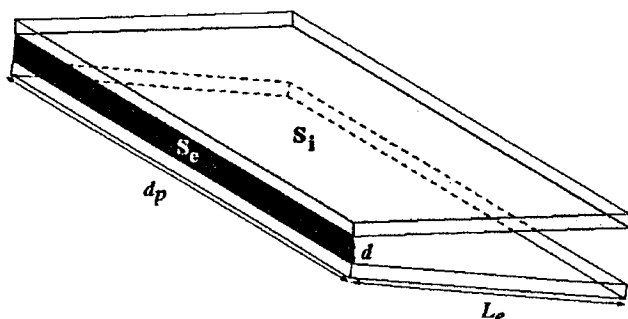


Figura 2. Diagrama esquemático.

La idea elemental se basa en que la distancia entre electrodos es ajustada continuamente de manera tal de reducir el campo eléctrico y asegurar así que la densidad electrónica en todo punto se encuentre por debajo del valor crítico asociado con la aparición de inestabilidades. Un efecto semejante podría obtenerse fijando una distancia interelectrónica ( $d$ ) y ajustando los potenciales a lo largo del dispositivo. Esto requeriría segmentar el electrodo y aplicar distintas tensiones a cada sección lo que dificulta en gran medida su disposición. Se restringe el análisis a la primera solución propuesta asumiendo que para variaciones suaves de  $d$  la intensidad de campo se determina aproximadamente como la razón de la diferencia de potencial a la distancia.

El análisis aquí desarrollado toma en cuenta los procesos de balance electrónico, termodinámicos y las distribuciones de población de los niveles correspondientes a la transición láser.

Las predicciones teóricas fueron contrastadas experimentalmente midiendo el mapa de ganancias de pequeña señal obtenido con el perfil de electrodo construido a partir de una ley de ganancia propuesta.

## II. GANANCIA IDEAL

En cualquier láser es deseable obtener el mayor volumen de descarga posible y la mayor ganancia global. Para obtener la máxima ganancia global es conveniente que la misma alcance un valor alto apenas se inicia espacialmente la descarga y se mantenga en este valor a lo largo de la dirección del flujo. Una función que caracteriza el comportamiento descrito es la función sigmoidea que está caracterizada por tres parámetros; valor inicial, valor final y longitud de tránsito. En consecuencia la ganancia ideal se puede aproximar como:

$$\gamma(x) = \frac{\gamma_0}{\exp[-x/x_c] + \gamma_0/\gamma_f} \quad (1)$$

siendo

$$x_c = x_r \cdot [\ln(\gamma_f/\gamma_0)]^{-1}$$

donde  $\gamma_f$  es la ganancia final,  $\gamma_0$  la inicial (cuando  $\gamma_f \gg \gamma_0$ ) y  $x_r$  es la distancia en que la misma vale la mitad de su valor final. Esta elección arbitraria del perfil facilita el desarrollo matemático posterior. Además los valores en el plano transversal a la dirección del flujo son constantes.

La ganancia es directamente proporcional a la inversión de población a través de:

$$\gamma = \sigma \cdot (N_2 - N_1) \quad (2)$$

donde  $N_2$  es la población del nivel  $00^0_1$ ,  $N_1$  es la población conjunta de los niveles  $02^0_0$  y  $10^0_0$  y  $\sigma$  es la sección eficaz óptica que para este tipo de láseres se puede considerar prácticamente constante. Las poblaciones mencionadas quedan determinadas por el proceso de bombeo electrónico. En consecuencia es necesario encontrar la relación que existe entre las poblaciones de estos niveles y la densidad electrónica.

## III. MODELO DE DOS NIVELES

Un modelo que describe detalladamente el comportamiento de las poblaciones moleculares es el de seis temperaturas<sup>[10]</sup>. Si bien este modelo es muy exacto no permite obtener una relación analítica aproximada entre la ganancia y la densidad electrónica puesto que el mismo consta de seis ecuaciones diferenciales acopladas que no tienen solución analítica.

Un modelo mucho más simplificado es el de dos temperaturas, el cual sólo toma en cuenta un nivel láser superior ( $N_2 \equiv N_{001}$ ) y un nivel láser inferior ( $N_1 \equiv N_{100} + N_{020}$ ) sin considerar la interacción con los otros gases, lo que permite un desarrollo analítico más simple<sup>[11]</sup>. En general las ecuaciones diferenciales que describen el balance de poblaciones de moléculas están escritas en función del tiempo<sup>[4]</sup>, sin embargo aquí se trata de un caso estacionario por lo que conviene expresarlas en términos espaciales. Para ello se recurre a la identidad  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla$ . En régimen estacionario se tiene  $\partial/\partial t = 0$  y por tratarse de flujo unidimensional el gradiente se reduce a la derivada en una sola dirección, por tanto se obtiene  $d/dt = V(x) \cdot d/dx$ . Con esto resultan:

$$\frac{dN_1}{dx} = \frac{p_{co_2} \cdot N \cdot X_1 \cdot n_e(x)}{2 \cdot V(x)} - \frac{N_1}{2 \cdot \tau_1 \cdot V(x)} + \frac{N_2}{2 \cdot \tau_{21} \cdot V(x)} + \frac{\sigma \cdot I_v}{2 \cdot V(x) \cdot h \cdot \nu} \cdot [N_2 - N_1] \quad (5)$$

$$\frac{dN_2}{dx} = \frac{p_{co_2} \cdot N \cdot X_2 \cdot n_e(x)}{2 \cdot V(x)} - \frac{N_2}{2 \cdot \tau_2 \cdot V(x)} - \frac{\sigma \cdot I_v}{2 \cdot V(x) \cdot h \cdot \nu} \cdot [N_2 - N_1] \quad (6)$$

Donde:

$V(x)$ : velocidad del flujo como función de la posición.

$\tau_1$ : tiempo de relajación del nivel inferior.

$\tau_{21}$ : tiempo de relajación asociado con la transferencia de energía entre los niveles.

$\tau_2$ : tiempo de relajación del nivel superior.

$N$ : número total de moléculas.

$X_1$ : tasa de excitación electrónica del nivel inferior.

$X_2$ : tasa de excitación electrónica del nivel superior.

$n_e(x)$ : densidad electrónica.

$P_{CO_2}$ : proporción de  $CO_2$  en la mezcla.

$I_v$ : Irradiancia.

De manera de simplificar las ecuaciones (5) y (6) se realizan las siguientes consideraciones:

- 1)  $I_v = 0$ , la ganancia de pequeña señal corresponde al caso de intensidad nula. Luego puesto que el valor de  $I_{sp}$  es muy pequeño, resulta  $dI/dx = 0$ . por lo tanto la ecuación (6) queda desacoplada.
- 2) Los tiempos de relajación  $\tau_1$  y  $\tau_2$  no varían respecto a la posición y son evaluados a una temperatura promedio.

Luego el sistema de ecuaciones se escribe como:

$$\frac{dN_1}{dx} = \frac{P_{CO_2} \cdot N \cdot X_1 \cdot n_e(x)}{2 \cdot V(x)} - \frac{N_1}{2 \cdot \tau_1 \cdot V(x)} + \frac{N_2}{2 \cdot \tau_{21} \cdot V(x)} \quad (7)$$

$$\frac{dN_2}{dx} = \frac{P_{CO_2} \cdot N \cdot X_2 \cdot n_e(x)}{2 \cdot V(x)} - \frac{N_2}{2 \cdot \tau_2 \cdot V(x)} \quad (8)$$

Nombrando

$$R = P_{CO_2} \cdot N \cdot (X_1 - X_2) \quad (9)$$

y utilizando las ecuaciones (2), (7), (8) y (9) se calcula la ecuación que relaciona la densidad electrónica con la ganancia.

$$\frac{dn_e(x)}{dx} + G_{ne}(x) \cdot n_e(x) = F_{ne}(x) \quad (10)$$

donde

$$G_{ne} = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dx} - \frac{P_{CO_2} \cdot N \cdot X_2}{2 \cdot V \cdot \tau_{eq} \cdot R} + \frac{1}{2 \cdot \tau_2 \cdot V} \quad (11)$$

$$F_{ne} = \frac{-\gamma}{\sigma \cdot \tau_1 \cdot \tau_2 \cdot 2 \cdot V \cdot R} - \frac{\gamma'}{R \cdot \sigma} \cdot \left[ \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1} + 2 \cdot V' \right] - \gamma'' \cdot \frac{2 \cdot V}{\sigma \cdot R} \quad (12)$$

$$\frac{1}{\tau_{eq}} = \frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{21}} \quad (13)$$

En estas ecuaciones  $\gamma'$  es la derivada de la ganancia respecto de la posición y  $\gamma''$  la derivada segunda.

Dado que en la ecuación diferencial (10)  $G_{ne}$  y  $F_{ne}$  son mucho mayores que la unidad; el primer término puede desprejarse y la solución a dicha ecuación será:

$$n_e(x) = F_{ne}(x)/G_{ne}(x) \quad (14)$$

#### IV. DENSIDAD ELECTRÓNICA

La ecuación que rige el comportamiento electrónico en la descarga es<sup>[4]</sup>:

$$\frac{dn_e}{dt} = D_A \cdot \nabla^2 n_e + (\alpha - a) \cdot v_d \cdot n_e - a_i \cdot n_e^2 \quad (15)$$

donde  $D_A$  es el coeficiente de difusión ambipolar,  $\alpha$  es el coeficiente de ionización,  $a$  es el coeficiente de recombinación por "attachment",  $a_i$  es el coeficiente de recombinación ión-electrón y  $v_d$  es la velocidad de deriva de los electrones.

Para el caso de láseres de flujo transversal rápido se puede desprejarse el término difusivo ya que difiere en varios órdenes de magnitud respecto del resto de los términos. Por otra parte conviene pasar la derivada temporal a derivada respecto de la posición, con lo cual resulta:

$$\frac{dn_e}{dx} = \frac{A(x)}{V(x)} \cdot n_e + \frac{B}{V(x)} \cdot n_e^2 \quad (16)$$

donde  $B = -a_i$  y  $A(x) = (\alpha - a) \cdot v_d$ . La función  $A(x)$  depende de la posición dado que los coeficientes que la componen dependen de la relación  $E/N$  y el número de partículas es función de la posición.

La expresión (16) es una ecuación de Bernoulli, por lo tanto puede reducirse a una ecuación diferencial lineal de primer orden realizando el cambio de variable  $w = 1/n_e$ . Luego se obtiene:

$$\frac{dw}{dx} + P(x) \cdot w = F(x) \quad (17)$$

donde:

$$P(x) = A(x)/V(x) \quad (18)$$

$$F(x) = -B/V(x) \quad (19)$$

De estos términos el único que depende del campo eléctrico es  $A(x)$ , entonces conviene dejar expresado todo respecto a este término para luego despejar el campo. Utilizando (17) y (18):

$$A(x) = \frac{V(x) \cdot [F(x) - w']}{w} \quad (20)$$

donde

$$w = \frac{1}{n_e} = \frac{G_{ne}}{F_{ne}} \quad (21)$$

$$w' = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{G_{ne}' F_{ne} - G_{ne} F_{ne}'}{F_{ne}^2} \quad (22)$$

Con estas ecuaciones, si se conoce la variación de la velocidad con la posición y la relación entre la función  $A(x)$  y el campo eléctrico, se puede despejar este último. De esta manera si se utiliza (14) para la densidad electrónica se obtendrá el campo ideal que produce una característica de ganancia como la deseada, ecuación (1).

## V. VARIACIÓN DE LA VELOCIDAD

El número de moléculas por unidad de volumen está determinado por la ecuación de estado de los gases ideales:

$$N(x) = \frac{P_o}{k \cdot T(x)} \quad (23)$$

Para llegar a la expresión de la variación de la temperatura con respecto a la posición se debe tener en cuenta las ecuaciones de conservación de la masa, del momentum, de energía y de estado<sup>[12]</sup>. De esta manera se obtiene:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\frac{dQ}{dx}}{\delta \cdot \left( C_{pm} + \frac{Rm \cdot V^2}{Rm \cdot T - V^2} \right)} \quad (24)$$

donde  $\delta$  es la densidad del gas,  $Rm$  es la constante de los gases por unidad de masa,  $C_{pm}$  es la capacidad calorífica por unidad de masa del gas a presión constante y  $Q$  es la cantidad de calor entregada por unidad de volumen.

En este tipo de láseres el aporte de calor según  $x$  es aproximadamente constante ( $dQ/dx=Q_o$ ) y el término cinético es despreciable frente a la capacidad calorífica. Teniendo en cuenta esto y la expresión de la densidad del gas se obtiene la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dx} = \frac{Q_o}{C_{pm}} \cdot \left( \sum_j P_j / Rm_j \right)^{-1} \quad (25)$$

donde  $j$  es el subíndice que representa las distintas componente del gas,  $P_j$  es la presión del gas  $j$  y  $Rm_j$  es la constante del gas  $j$  por unidad de masa.

Se observa que el miembro de la derecha de la ecuación anterior es prácticamente una constante que a partir de ahora pasará a llamarse  $k_v$ . De esta manera la temperatura puede ser representada como:

$$T(x) = T_o \cdot \exp[k_v \cdot x] \quad (26)$$

En consecuencia la velocidad se escribe de la siguiente manera:

$$V(x) = V_o \cdot \exp[k_v \cdot x] \quad (27)$$

Puede apreciarse que en la expresión anterior no aparece el término asociado con la variación de área, lo cual será analizado posteriormente.

Una vez que se conoce la dependencia funcional de la velocidad respecto de la posición sólo es necesario conocer la dependencia de la función  $A(x)$  con el campo eléctrico.

## VI. FUNCIÓN $A(x)$

La función  $A(x) = (\alpha - a) \cdot v_d$  expresa el incremento en la población de electrones debida al balance entre ionización y recombinación por "attachment". Los

coeficientes que componen esta función fueron ampliamente estudiados por Lowke, Phelps e Irwin<sup>[13]</sup> para distintas mezclas y un gran rango de  $E/N$ . Si bien existen gráficos, obtenidos a partir de simulaciones numéricas, para encontrar los valores de estos coeficientes no es posible (dada la complejidad del problema) dar una expresión analítica cerrada de los mismos. Por esta razón y para evitar una sobrecarga computacional es conveniente aproximar la curva  $A(x)$ . Para mezclas  $CO_2:N_2:He$  se encontró como función aproximada:

$$A(x) = N \cdot [A_o \cdot \exp[C \cdot \ln(E/N) + \mathcal{G}] - A_1] \quad (28)$$

donde  $A_1 = A_o \cdot \exp[C \cdot \ln(E_o/N_o) + \mathcal{G}]$ ,  $E_o$  es el campo que se establece en el plasma para un número de moléculas igual al inicial  $N_o$  y finalmente  $\mathcal{G}$ ,  $C$  y  $A_o$  son tres constantes cuyos respectivos valores dependen de las proporciones de la mezcla a utilizar.

## VII. CAMPO ELÉCTRICO

Si se escribe el campo eléctrico como:

$$E(x) = E_e \cdot G(x) \quad (29)$$

donde  $G(x)$  es una función a determinar. Luego se puede reescribir la ecuación (28), utilizando (23) y (29) de la siguiente manera:

$$A(x) = N_o \cdot A_1 \cdot \exp[-k_v \cdot x] \cdot \left( (G(x))^C \cdot \exp[C \cdot k_v \cdot x] - 1 \right) \quad (30)$$

Igualando esta última ecuación con (20) se obtiene:

$$N_o \cdot A_1 \cdot \exp[-k_v \cdot x] \cdot \left( (G(x))^C \cdot \exp[C \cdot k_v \cdot x] - 1 \right) = \frac{V(x) \cdot [F(x) - w']}{w}$$

De aquí se despeja  $G(x)$  y utilizando la relación (29) se encuentra la expresión para el campo eléctrico:

$$E(x) = E_e \cdot \left( \frac{V_o}{N_o} \cdot \frac{(a_1/V_o) \exp[-k_v \cdot x] - w'}{w} \cdot \frac{\exp[2 \cdot k_v \cdot x] + 1}{A_1} \right)^{1/C} \cdot \exp[-k_v \cdot x] \quad (31)$$

## VII. LA CONSTANTE $k_v$

En primer lugar para definir la forma del electrodo es necesario determinar un valor para  $k_v$ . De (26) y proponiendo un electrodo de longitud  $L_e$  se obtiene:

$$k_v = \ln(T(L_e)/T_o) / L_e \quad (32)$$

siendo  $T(L_e)$  la temperatura que tendrá la mezcla al final del electrodo. El cálculo de la temperatura se lleva a cabo considerando la siguiente ecuación<sup>[12]</sup>:

$$\Delta V_{elec} \cdot \int_0^x j \cdot d_p \cdot dx = C_{pm} \cdot \delta(x) \cdot S_e \cdot V(x) \cdot (T(x) - T_o) \quad (33)$$

donde  $\Delta V_{elec}$  es la diferencia de potencial aplicada a los electrodos,  $j$  es la densidad de corriente,  $Se$  es el área de paso del gas y  $d_p$  es el largo transversal del electrodo como se observa en la figura 2.

A partir de las ecuaciones (26), (27) y (33) se puede obtener el valor de  $T$  en función de la densidad de corriente, la diferencia de potencial aplicada a los electrodos y de la mezcla a utilizar.

$$T(x) = T_o \cdot \left[ \frac{\Delta V_{elec} \cdot \int_0^x j \cdot d_p \cdot dx}{C_{pm} \cdot Se \cdot V_o \cdot \sum_j P_j / Rm_j} + 1 \right] \quad (34)$$

Por otro lado, la densidad de corriente puede calcularse de la siguiente forma:

$$j = q \cdot N_e \cdot v_d \quad (35)$$

donde  $q$  es la carga del electrón y  $N_e$  y  $v_d$  son la densidad electrónica y velocidad de deriva promedio, respectivamente.

Entonces utilizando (32), (34), (35), considerando  $E_e = \Delta V_{elec} \cdot S_i / (Se_o \cdot L_e)$  (donde  $S_i$  es el área del electrodo) y evaluando la integral en  $x = L_e$  se llega a la expresión que se muestra a continuación:

$$k_v = \frac{1}{L_e} \cdot \ln \left[ \frac{E_e \cdot q \cdot N_e \cdot v_d \cdot L_e}{C_{pm} \cdot V_o \cdot \sum_j P_j / Rm_j} + 1 \right] \quad (36)$$

Con lo hasta aquí desarrollado se puede obtener la forma del perfil de electrodos que arroja la ganancia deseada dependiendo de los parámetros del láser donde serán utilizados.

## VIII. CONSTRUCCIÓN DEL PERFIL

En esta sección se utilizarán los parámetros del láser de  $CO_2$  usado en trabajos previos<sup>(7)(8)</sup> para aplicar el modelo obtenido a partir de la ganancia deseada que muestra la figura 3.

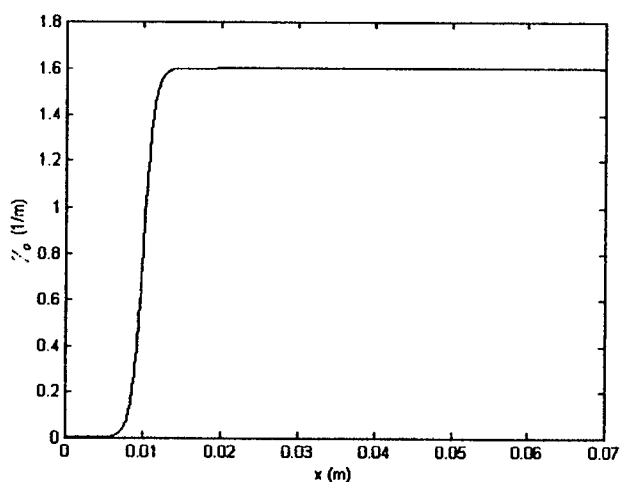


Figura 3. Ganancia ideal con valor final  $1.6 \text{ m}^{-1}$  y  $x_i = 0.01 \text{ m}$ .

Para realizar los cálculos se tuvieron en cuenta los siguientes parámetros:  $\gamma_i = 1.6 \text{ m}^{-1}$ ,  $x_i = 0.01 \text{ m}$ ,  $V_o = 70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , mezcla en proporción 1:1:8,  $P_o = 30 \text{ Torr}$ ,  $T_o = 300 \text{ K}$ ,  $E_e = 378 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ ,  $N_e = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $v_d = 6.7 \cdot 10^4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $L_e = 7 \text{ cm}$ ,  $\theta = 40$ ,  $C = 4.36$  y  $A_o = 3 \cdot 10^{49} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . El campo eléctrico que establece la ganancia propuesta se observa a continuación.

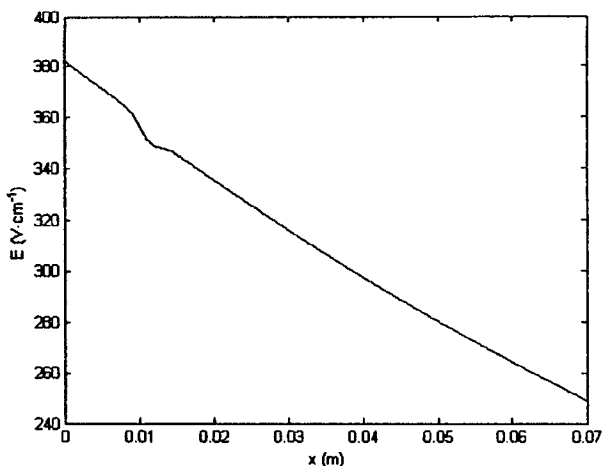


Figura 4. Campo eléctrico ideal en función de la posición.

Cómo ya se mencionó, durante el análisis no se tomó en cuenta la variación del área de paso del gas en el cómputo de la velocidad, lo cual facilitó el desarrollo. Esta aproximación es razonable porque para los números de Reynolds típicos de estos láseres ( $Re > 1000$ ), el área eficaz de paso varía menos que la geométrica dado que las líneas de flujo del gas no pueden copiar el perfil en una distancia corta. La figura 5 ilustra esto presentando las líneas de flujo y algunos valores de velocidad correspondientes a un arreglo de electrodos que determina una expansión de área en un factor 2 a 1. Puede observarse que la variación de velocidad en la línea central es prácticamente nula en la región de interés.

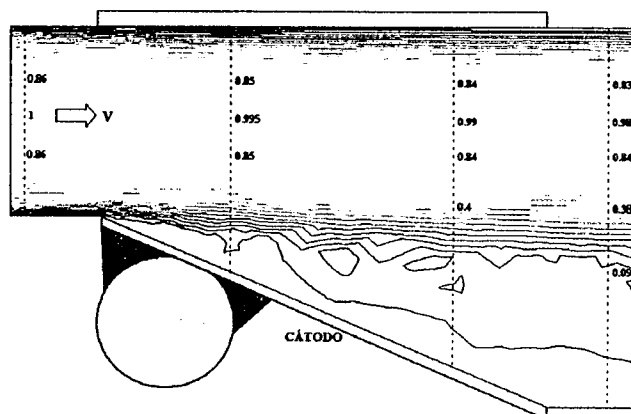


Figura 5. Líneas de flujo y valores de velocidad normalizados en la zona de descarga.

## IX. RESULTADOS EXPERIMENTALES

En base al método anterior se construyó un nuevo arreglo de electrodos. El cátodo es de una sola pieza de cobre refrigerada por agua (ver esquema de figura 5) y el ánodo de cobre está segmentado en veinte partes, cada

una de ellas conectada a una resistencia limitadora de corriente. Con estos electrodos se obtuvo una descarga estable como puede apreciarse en la foto que se muestra a continuación.

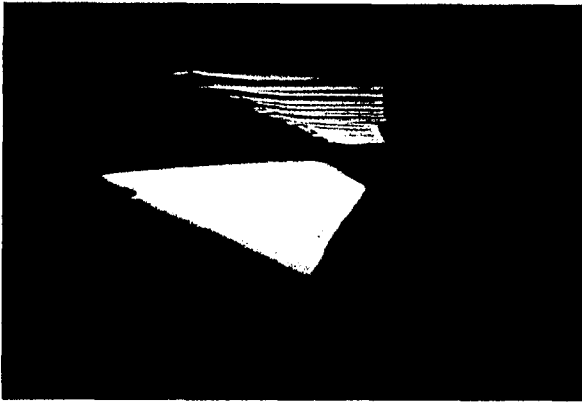


Figura 6. Vista de la descarga con la configuración de electrodo calculada. El cátodo se encuentra en la parte inferior.

Es importante destacar que en anteriores versiones se recurría a segmentar el ánodo en sesenta partes. Gracias a la mejora en estabilidad de la descarga fue posible reducir este número. En la figura 6 se observa que tanto la columna positiva como la mancha catódica son muy amplias en la dirección del flujo. El ensanchamiento de la mancha catódica sugiere un aumento notable de la corriente. Por otro lado, el poseer una columna positiva más extensa conlleva una mejora en la distribución de la ganancia en el plano paralelo al sentido del flujo. Para corroborar estas apreciaciones se procedió a medir la ganancia de pequeña señal del medio.

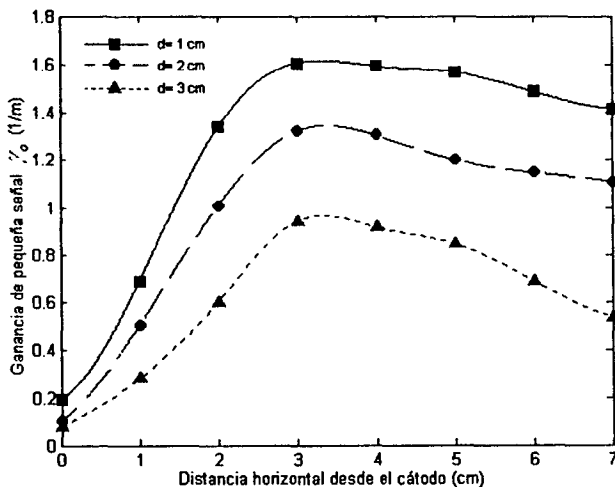


Figura 7. Ganancia vs. posición horizontal. Mezcla 1:1:6.  $I = 13$  A.  $P = 30$  Torr.

La figura 7 muestra el perfil relevado para la mezcla 1:1:6, corriente de 13 A y con una presión total de 30 Torr. La abscisa corresponde a la distancia horizontal medida a partir desde el comienzo del cátodo. Cada secuencia fue repetida a distintas distancias verticales ( $d$ ) del ánodo. Las líneas que conectan los puntos experimentales se obtuvieron por interpolación.

De esta última figura puede apreciarse que la medida realizada cerca del ánodo es muy similar a la pretendida.

La curva correspondiente a  $d = 3$  cm muestra valores de ganancia bastante inferiores. Los valores fueron relevados muy cerca del cátodo; atento a lo mostrado en la figura 5 se puede inferir que en esa zona la velocidad del gas es muy inferior a la de la zona central y por lo tanto el valor de ganancia se ve disminuido.

En la figura 7 puede observarse que existe ahora una zona de ganancia uniforme. Además el valor máximo creció de 1.2 a 1.6  $m^{-1}$  al pasar del modelo anterior de electrodos<sup>[8]</sup> al presente.

## IX. CONCLUSIONES

Con el desarrollo presentado en este trabajo se obtuvo una relación entre el campo eléctrico y la ganancia de pequeña señal (ecuación (31)) que permite analizar la relación que existe entre estas dos variables. Asimismo, permite obtener el perfil de electrodos que dan como resultado una determinada ganancia propuesta. Esto fue verificado experimentalmente validando así la expresión encontrada.

Puede concluirse así que el método aquí presentado resulta una útil herramienta para el diseño del perfil de electrodos a partir de la especificación de la forma de ganancia. Luego la expresión encontrada en este trabajo se convierte en una guía fundamental para la construcción de los electrodos en láseres de  $CO_2$  de flujo transversal rápido.

## Referencias

- 1 - W. L. Nighan and W. J. Wiegand, *Phys. Rev. A*, **10**, 922 (1974).
- 2 - R. J. Freiberg and P. O. Clark, *IEEE J. Quantum Electron*, **6**, 105, (1970).
- 3 - A. K. Nath, H. J. J. Seguin y Vern A. Seguin, *IEEE J. Quantum Electron*, **22**, 268, (1986).
- 4 - W. J. Witteman, "The  $CO_2$  Laser", Springer Series in Optical Sciences, vol. 53, Ed. Springer-Verlag, (1986).
- 5 - A. G. Basiev, V. I. Blokhin, V. A. Epishov, V. N. Kuz'min, V. A. Myslin, S. V. Pashkin y V. N. Shulakov, *Sov. J. Quantum Electron.*, **9**, 1151, (1979).
- 6 - T. Akiba, H. Nagai, M. Hishii, *JQE IEEE*, **15**, 161, (1979).
- 7 - M. A. Carnero, V. D'Accurso, C. A. Rosito y G. D. Santiago, *Anales AFA*, **11**, 124, (1999).
- 8 - M. G. González, I. Ríos, V. D'Accurso, C. A. Rosito y G. Santiago, "Homogeneización del bombeo en láseres de  $CO_2$  de flujo rápido transversal", *Anales AFA 2002*, **14**, en prensa.
- 9 - J. D. Cobine, "Gaseous Conductors", Dover Publications, (1957).
- 10 - K. Smith and R. Thomson, "Computer Modeling of gas Lasers", (1978).
- 11 - L. W. Casperson, *Journal of Applied Physics*, **47**, 4555, (1976).
- 12 - M. J. Zucrow, J. D. Hoffman, "Gas Dynamics", John Wiley & Sons, (1976).
- 13 - J. J. Lowke, A. V. Phelps y B. W. Irwin, *J. Appl. Phys.*, **44**, 4664, (1973).