

MODELADO NUMÉRICO 2-D DE LA RUPTURA DIELECTRICA DEL GAS EN LA LÁMINA NO NEUTRA CONTIGUA A LA TOBERA DE UNA ANTORCHA DE ARCO TRANSFERIDO

2-D NUMERICAL MODELING OF THE GAS BREAKDOWN IN THE SPACE CHARGE LAYER INSIDE THE NOZZLE OF A TRANSFERRED ARC TORCH

B.R. Mancinelli ^a, F.O. Minotti ^{a,b,*} y L. Prevosto ^{a,*}

a Grupo de Descargas Eléctricas, Departamento Ingeniería Electromecánica, Facultad Regional Venado Tuerto (UTN), Laprida 651 (2600) Venado Tuerto (Santa Fe), Argentina

b Instituto de Física del Plasma (CONICET), Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (UBA) Ciudad Universitaria Pab. I, (1428) Buenos Aires, Argentina

* Member of the CONICET

Recibido: 20/12/2012; aceptado: 20/03/2013

El doble arco es un fenómeno que ocurre cuando un arco transferido, fluyendo en el interior de una tobera eléctricamente aislada, se rompe en dos arcos separados: uno que conecta el cátodo y la tobera y el otro que conecta la tobera y el ánodo. La evidencia experimental sugiere que la causa del doble arco es una avalancha tipo Townsend que ocurre en la delgada lámina no neutra, que separa el plasma de la tobera metálica, debido a la gran diferencia de potencial a través de ésta. El fenómeno de ruptura dieléctrica de un gas entre electrodos metálicos ha sido extensamente estudiado; sin embargo el presente caso involucra la ruptura dieléctrica de un gas a elevada temperatura entre un electrodo (la tobera) y un plasma. En este trabajo se presenta un modelo 2-D del desarrollo de la ruptura dieléctrica del gas en la lámina no neutra contigua a la tobera de una antorcha de corte operada con oxígeno. Se analiza la dinámica de la descarga. El esquema cinético incluye procesos de ionización de las partículas pesadas por impacto electrónico, captura (attachment) y desprendimiento (detachment) de electrones y recombinación electrón-ión e ión-ión.

Palabras clave: doble arco, ruptura dieléctrica de un gas, antorchas de arco transferido.

Double-arcing is a phenomenon that occurs when a transferred arc, flowing inside an electrically insulated nozzle, breaks into two separate arcs: one that connects the cathode and the nozzle and another that connects the nozzle and the anode. Experimental evidence suggests that the reason for double-arcing is a Townsend like breakdown occurring in the thin space-charge layer, which separates the plasma from the metallic nozzle, due to the high voltage drop across it. Breakdown phenomena in a gas between metallic electrodes have been extensively studied; however the present case involves breakdown of a high-temperature gas between one electrode (the nozzle) and a plasma boundary. A 2-D model of the gas breakdown development in the space-charge layer contiguous to the nozzle of a cutting arc torch operated with oxygen is reported. The dynamics of the discharge is analyzed. The kinetic scheme includes processes of ionization of heavy particles by electron impact, electron attachment and detachment, electron-ion recombination and ion-ion recombination.

Keywords: double arcing, gas breakdown, transferred arc torch.

I. INTRODUCCIÓN

El proceso de corte por arco de plasma se caracteriza por el empleo de un delgado arco transferido que se establece entre un electrodo central (el cátodo de la antorcha) y el metal a cortar (que actúa como ánodo). Para lograr arcos altamente constreñidos (densidades de corriente $\sim 10^8$ A/m²) se utiliza una tobera de reducida sección (diámetro ~ 1 mm) entre el cátodo y el ánodo. En condiciones normales de operación la tobera se encuentra flotante (es decir, aislada del circuito eléctrico de la antorcha) adquiriendo un potencial cercano al del arco en la entrada de la misma [1]. En consecuencia, la caída de potencial entre la tobera y el plasma a la salida de la tobera es similar al valor de la caída de potencial

del arco en el interior de la misma. Esta caída (que ¹puede alcanzar valores elevados ~ 50 V o mayores [2]), se produce esencialmente en la delgada capa no neutra que separa la tobera del plasma. En determinadas condiciones de operación (como toberas muy largas o de reducida sección) el campo eléctrico en el gas de la lámina puede alcanzar el umbral de ruptura dieléctrica produciéndose una descarga secundaria entre el arco principal y la tobera. Este fenómeno, denominado doble arco, es uno de los problemas más importantes de esta tecnología pues deriva en la destrucción de la tobera y generalmente también del cátodo.

^a bmancinelli@frvt.utn.edu.ar

En este trabajo se presenta un estudio numérico bidimensional de la dinámica del doble arco en una antorcha de 30 A de arco transferido operada con oxígeno como gas de trabajo.

II. MODELO NUMÉRICO

Geometría de trabajo

La Fig. 1 muestra la geometría de trabajo. En condiciones próximas al doble arco el espesor de la lámina no neutra se mantiene aproximadamente uniforme ($\approx 21 \mu\text{m}$) a lo largo de la tobera [2,3]. La longitud de la tobera es 4.5 mm y su radio 0.5 mm. Debido a que el espesor de la lámina resulta pequeño respecto del radio de la tobera se emplea geometría plana (x - y).

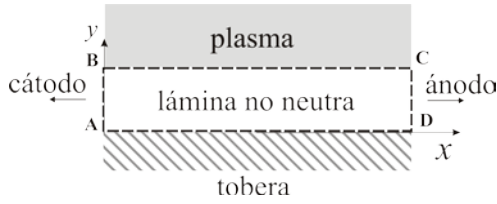


Figura 1. Geometría del modelo.

Ecuaciones gobernantes

Dado que los caminos libres medios entre colisión y colisión de las diferentes partículas resultan mucho más pequeños que el espesor de la lámina, se adopta una descripción hidrodinámica de la misma. En estas condiciones el borde de la lámina coincide con el plasma no perturbado sin la necesidad de una pre-lámina [4]. El modelo incluye las siguientes ecuaciones de balance para las partículas cargadas [5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{J}_e &= k_{ion} N_e N + k_{det} N_n N \\ &\quad - k_{att} N_e N^2 - k_{rec}^{ei} N_p N_e, \\ \frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{J}_p &= k_{ion} N_e N - k_{rec}^{ii} N_n N_p N \\ &\quad - k_{rec}^{ei} N_p N_e, \\ \frac{\partial N_n}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{J}_n &= k_{att} N_e N^2 - k_{det} N_n N \\ &\quad - k_{rec}^{ii} N_n N_p N. \end{aligned} \quad (1)$$

donde los flujos del tipo difusión-deriva se escribieron como

$$\begin{aligned} \bar{J}_e &= N_e \bar{v}_e - D_e \nabla N_e, \\ \bar{v}_e &= -\mu_e \bar{E}, \\ \bar{J}_p &= N_p \bar{v}_p - D_{pp} \nabla N_p - D_{pn} \nabla N_n, \\ \bar{v}_p &= \mu_p \bar{E}, \\ \bar{J}_n &= N_n \bar{v}_n - D_{nn} \nabla N_n - D_{pn} \nabla N_p, \\ \bar{v}_n &= -\mu_n \bar{E}. \end{aligned} \quad (2)$$

(N_e , N , N_p , y N_n representan las densidades numéricas de electrones, moléculas neutras, iones moleculares positivos e iones moleculares negativos; respectivamente. k_{ion} , k_{att} , k_{det} , k_{rec}^{ei} y k_{rec}^{ii} son las constantes de ionización, attachment, detachment, recombinación electrón-ión y recombinación ión-ión; respectivamente. μ_e , μ_p , μ_n , son las movilidades eléctricas de los electrones, iones positivos y negativos; respectivamente. Además D_e , D_{pp} , D_{nn} , D_{pn} y D_{np} son los coeficientes de auto-difusión de los electrones, iones positivos y negativos de difusión binaria entre las especies de iones considerados; respectivamente).

Se emplea además la ecuación de la presión total (p) para un plasma fuera de equilibrio térmico

$$\frac{p}{k} = (N_p + N_n + N) T_h + N_e T_e, \quad (3)$$

(T_e y T_h son las temperaturas de los electrones y de las partículas pesadas; respectivamente) y la ecuación de Poisson para el cálculo auto-consistente de la distribución de potencial (ϕ)

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (Z N_p - N_e - N_n), \quad (4)$$

(e es la carga eléctrica del electrón, Z el estado de carga de los iones positivos y ϵ_0 la constante dieléctrica del vacío). El campo eléctrico se calcula luego de la relación electrostática $\bar{E} = -\nabla \phi$.

Esquema cinético

Los procesos considerados en el modelo son:

(A) Ionización por impacto electrónico

$$\begin{aligned} e + O_2 &\rightarrow e + e + O_2^+, \\ k_{ion} &= f\left(\frac{E}{N}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

donde la constante de ionización k_{ion} junto a T_e , D_e y μ_e se obtienen resolviendo la ecuación de Boltzmann con la ayuda del código BOLSIG+[6].

(B) Recombinación electrón-ión [7]

$$\begin{aligned} e + O_2^+ &\rightarrow O + O, \\ k_{rec}^{ei} &= 2.0 \times 10^{-13} \left(\frac{300}{T_e}\right) \text{m}^3 \text{s}^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

(C) Ionización por captura electrónica [7]

$$\begin{aligned} e + O_2 + O_2 &\rightarrow O_2^- + O_2, \\ k_{att} &= 1.4 \times 10^{-41} \left(\frac{300}{T_e}\right) \exp \\ &\quad \left(-\frac{600}{T_h}\right) \exp\left(700 \frac{T_e - T_h}{T_e T_h}\right) \text{m}^6 \text{s}^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

(D) Recombinación ión-ión [7]

$$\begin{aligned} O_2^- + O_2 + O_2^+ &\rightarrow O_2 + O_2 + O_2, \\ k_{rec}^{ii} &= 2.0 \times 10^{-37} \text{m}^6 \text{s}^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

(E) Desprendimiento (detachment) electrónico [7].

$$O_2^- + O_2 \rightarrow O_2 + O_2 + e, \quad (9)$$

$$k_{\text{det}} = 2.7 \times 10^{-16} \left(\frac{T_h}{300} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{5590}{T_h} \right) \text{m}^3 \text{s}^{-1}.$$

Aspectos numéricos.

Condiciones iniciales y de contorno

En el momento inicial, las densidades de electrones, de iones positivos y de neutros, junto con las distribuciones de potencial y de presión se toman de un modelo anterior de la lámina no neutra en una condición muy cercana a la ruptura del gas [8]. Se asigna un nivel inicial nulo para la densidad de iones negativos.

De acuerdo con la Fig. 1, las condiciones de contorno se asignan de la siguiente manera:

A-B y C-D (fronteras libres):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{\partial N_e}{\partial x} = \frac{\partial N_p}{\partial x} = \frac{\partial N_n}{\partial x} = \frac{\partial N}{\partial x} = 0. \quad (10)$$

B-C (frontera de plasma):

$$\varphi = \varphi(x), N_e = N_p = N_p(x), N = N(x), \frac{\partial N_n}{\partial y} = 0. \quad (11)$$

D-A (Pared de la Tobera)

$$\varphi = \text{cte.}, N_e = 4 \frac{J_p \gamma}{\langle v_e \rangle}, N_n = \frac{\partial N_p}{\partial y} = \frac{\partial N}{\partial y} = 0. \quad (12)$$

La emisión de electrones desde la superficie de la tobera debido al impacto de iones positivos se tiene en cuenta a través del coeficiente γ ($= 0.01$ [9]).

Aspectos numéricos

Las ecuaciones gobernantes se integraron mediante la técnica de diferencias finitas con una precisión de primer orden en el espacio y el tiempo. El dominio se subdividió en 50×50 celdas regulares.

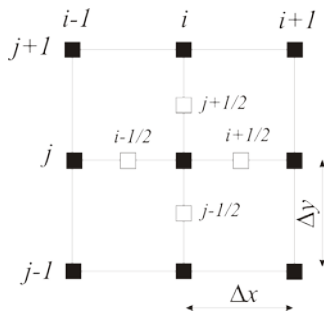


Figura 2 Grilla numérica mostrando el punto genérico i, j y sus cuatro vecinos.

Se utilizó un método semi-implícito en la resolución de la ecuación de Poisson para asegurar la estabilidad de la solución. En este caso la ecuación de Poisson se resuelve antes que las ecuaciones de transporte usando valores avanzados (al nivel temporal $k+1$) de las densidades de carga (\tilde{n}_α^{k+1})

$$\nabla^2 \varphi^{k+1} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_p q_\alpha \tilde{n}_\alpha^{k+1}, \quad (13)$$

$$\tilde{n}_\alpha^{k+1} = n_\alpha^k + \Delta t \nabla \cdot \bar{\Gamma}_\alpha(n_\alpha^k, \bar{E}^{k+1}, \mu_\alpha^k, D_\alpha^k)$$

Los términos de flujo en las ecuaciones de transporte se escriben usando el esquema exponencial de Scharfetter y Gummel, ampliamente usado en problemas del tipo deriva-difusión con fuertes gradientes de densidad [10]. Para el punto (i, j) , Fig. 2)

$$\nabla \cdot (\bar{\Gamma}_\alpha)_{i,j} = \frac{\Gamma_{\alpha x, i+1/2, j} - \Gamma_{\alpha x, i-1/2, j}}{\Delta x} + \frac{\Gamma_{\alpha y, i, j+1/2} - \Gamma_{\alpha y, i, j-1/2}}{\Delta y}, \quad (14)$$

siendo la componente x del flujo:

$$\Gamma_{\alpha x, i+1/2, j} = -\frac{1}{\Delta x} D_{\alpha i+1/2, j} \left(f_1(z_{x, i+1/2, j}) N_{\alpha i+1, j} - f_2(z_{x, i+1/2, j}) N_{\alpha i, j} \right), \quad (15)$$

Donde

$$z_{x, i+1/2, j} = \frac{\text{sgn}(q_\alpha) \mu_{\alpha i+1/2, j} E_{x, i+1/2, j} \Delta x}{D_{\alpha i+1/2, j}},$$

$$f_1(z) = \frac{z}{\exp(z) - 1}, \quad (16)$$

$$f_2(z) = \frac{z \exp(z)}{\exp(z) - 1}.$$

Finalmente, las formas discretas de las ecuaciones de transporte y de Poisson adoptan la forma de una ecuación lineal de cinco puntos (que relaciona la variable en un punto de la grilla con los cuatro puntos vecinos como se muestra en Fig. 2) que fueron resueltas usando el método fuertemente implícito (SIP) desarrollado por Stone [11], con un parámetro de convergencia $< 10^{-6}$. Este parámetro de convergencia resultó suficiente. Menores valores del parámetro de convergencia producen diferencias despreciables en los resultados, pero tiempos de proceso considerablemente más largos.

III. RESULTADOS NUMÉRICOS

Los resultados se obtuvieron para una variación lineal de la presión en el interior de la tobera en la dirección del eje x de 5.5×10^5 Pa, para $x = 0$ y para el valor ambiente (1.0×10^5 Pa) en la salida de la tobera. La tensión de la tobera se mantuvo constante a un valor de -154 V. Los parámetros mencionados se corresponden a valores medidos en el experimento descrito en la Ref. [2], y constituyen la condición umbral de formación del doble arco en la antorcha de corte estudiada.

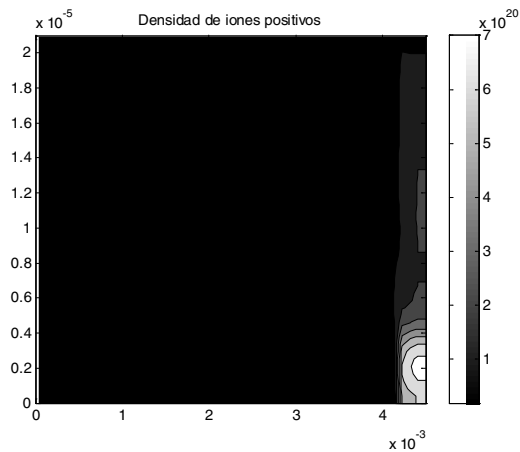


Figura 3a) Densidad numérica de iones positivos (m^{-3}).

Como las distribuciones de densidad de partículas y de potencial en la frontera de plasma se mantuvieron constantes durante la descarga, el modelo representa bien el proceso de la ruptura hasta tiempos en los que la corriente colectada por la tobera no alcanza una fracción apreciable de la corriente del arco (30 A). Las Fig. 3 a)-c) muestran las distribución de iones positivos, electrones y de potencial electrostático para el comienzo del proceso de ruptura de la capa no neutra ($t \approx 5 \times 10^{-10}$ s). La descarga eléctrica hacia la tobera se inicia hacia la salida de la misma como lo predicen las curvas de Paschen [2]. Una región con carga eléctrica positiva y campo eléctrico intensificado se observa claramente cerca de boca de la tobera indicando la presencia de una fina lámina catódica de un espesor de $\approx 2 \mu m$. La corriente del arco secundario hacia la tobera corresponde ≈ 5 A.

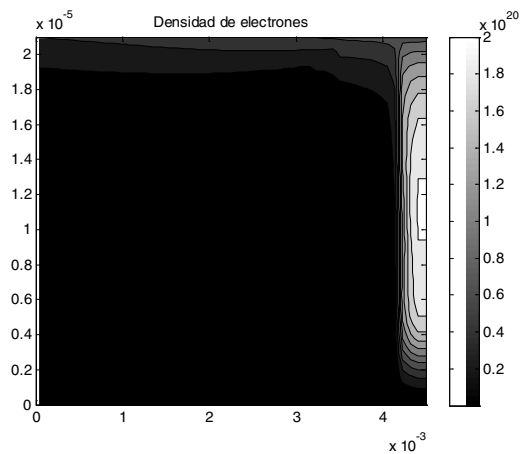


Figura 3b) Densidad numérica de electrones (m^{-3}).

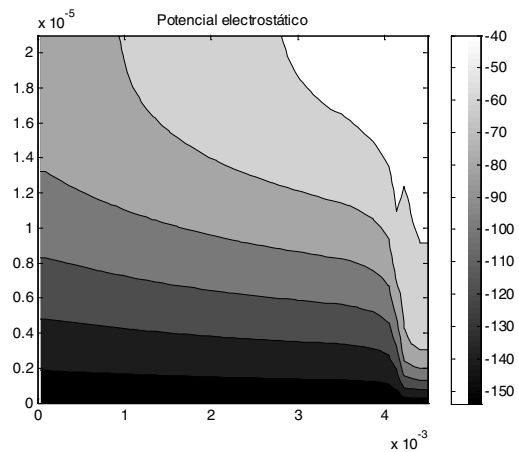


Figura 3c) Potencial Electrostático (V).

IV CONCLUSIONES

Se presentó un modelo 2-D del proceso de ruptura de un gas en la lámina no neutra contigua a la tobera de una antorcha de arco transferido de 30 A. operando con oxígeno. Los parámetros del modelo se corresponden con valores medidos o inferidos experimentalmente. El esquema cinético incluyó procesos de ionización de partículas pesadas por impacto electrónico, captura y desprendimiento electrónicos, recombinación de electrón-ión y recombinación ión-ión. Como las magnitudes de plasma en el límite de la lámina se suponen constantes en el tiempo, el modelo representa el proceso de la descarga en la fase inicial en la que la corriente de la descarga no alcanzó una fracción apreciable de la corriente del arco principal (30 A). Como ejemplo de los resultados de la simulación, se presentaron las densidades de electrones e iones positivos, junto con la distribución de potencial dentro de la lámina para $t \approx 5 \times 10^{-10}$ s.

La conclusión importante es que el modelo numérico predice correctamente el inicio de la descarga en las zonas donde se cumple la condición para la misma de acuerdo a las curvas de Paschen.

V. REFERENCIAS

- 1 - Nemchinsky, V. A. and Severance, W. S., J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R423-438 (2006).
- 2 - Prevosto, L., Kelly, H. and Mancinelli, B. J. Appl. Phys. **105**, 013309 1-6 (2009).
- 3 - Prevosto, L., Kelly, H. and Mancinelli B. J. Appl. Phys. **110**, 083302 1-5 (2011).
- 4 - Franklin, R. N. J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 1342-1346 (2004).
- 5 - Pancheshnyi, S. V. and Starikovskii, A. Yu. J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 2683-2691 (2003).
- 6 - CPAT & Kinema Software, <http://www.siglokinema.com/bolsig.htm>.
- 7 - Kossyi, I. A., Kostinsky, Yu. A., Matveyev, A. A. and Silakov, V.V. Plasma Sources Sci. Technol. **1**, 207-220 (1992).
- 8 - Prevosto, L., Kelly, H. and Mancinelli, B. J. Appl. Phys. **105**, 123303 1-5 (2009).

- 9 - Raizer, Y. P. "Gas Discharge Physics", Ed. Springer Berlin, Germany (1991).
- 10 - Kulikovsky, A. A. J. Comp. Phys. **173**, 716-729 (2001).
- 11 - Stone, H. L. SIAM Numer. Anal. **5**, 530-558 (1968).