

EFFECTOS DEL TIEMPO DE TRÁNSITO EN LA RESPUESTA ELÉCTRICA DE UNA DESCARGA CORONA

TRANSIT-TIME EFFECTS ON THE ELECTRICAL ADMITTANCE OF A CORONA DISCHARGE

P. Gómez ^a, E. D'Onofrio ^a, G. Santiago ^b

email: gsantia@fi.uba.ar

^a Laboratorio de Acústica y Electroacústica, FIUBA, Paseo Colón 850, C.A.B.A., Argentina

^b Laboratorio Láser, FIUBA, Paseo Colón 850, C.A.B.A., Argentina

Recibido: 18/11/2013; aceptado: 23/07/2014

Estudiamos el comportamiento eléctrico de una descarga corona positiva modulada a frecuencias de audio. Empleamos un arreglo de alambres de cobre paralelos (electrodo corona), enfrentados a uno similar de barras de bronce. Al medir la corriente iónica por medio de un circuito diferencial encontramos que los efectos de tiempo de tránsito de los iones son importantes y se reflejan en la respuesta eléctrica. Los circuitos equivalentes tradicionales, desarrollados para describir descargas negativas, no pueden dar cuenta de la admitancia medida. Mostramos un nuevo modelo equivalente basado en componentes dependientes de la frecuencia.

Palabras clave: descarga corona, admitancia, tiempo de tránsito

We study the electrical behavior of a positive corona discharge, modulated at audio frequencies. We use a set of parallel copper wires (corona electrodes) that face a similar array of brass bars. We developed a differential circuit to measure the ionic current and the obtained results show transit time effects are noticeable and the electrical response departs from the expected performance. The standard equivalent circuit, suitable to describe a negative corona discharge, fails to describe the measured admittance. We present a new equivalent model that resorts to frequency-dependent components.

Keywords: Corona discharge, admittance, transit time

I. INTRODUCCIÓN

Los actuadores electro-hidro-dinámicos consiguen el transporte de un fluido a través de la interacción (con transferencia de momentum) entre iones arrastrados por un campo eléctrico y moléculas. Estos actuadores pueden desempeñarse como simples impulsores¹, conseguir el control del flujo sobre una superficie² o conseguir un medio de propulsión³. A menudo estos dispositivos están basados en una descarga corona que opera en un régimen continuo. Sin embargo, si la corriente es modulada superponiendo una señal, el dispositivo se transforma en un transductor acústico. Éstos son los llamados parlantes iónicos y han sido conocidos desde hace varias décadas pero no tienen uso extendido; muy probablemente debido al bajo rendimiento. Sin embargo estos parlantes tienen características atractivas tales como la ausencia de partes mecánicas móviles, gran ancho de banda y una relación directa entre la corriente y el caudal acústico. Éstas son características que los vuelven atractivos en el ámbito de un laboratorio.

La característica estática de una descarga corona es de la forma: $I = kV(V - V_0)$ donde V_0 es la tensión umbral y k es una constante dependiente de la forma, dimensiones, polaridad y composición del gas. Por debajo de V_0 , la

descarga no es auto-sostenida y la corriente es menor a 1 μ A. Cuando la tensión aplicada excede a esta tensión, comienza el régimen de "pulsos de Trichel" y la corriente abruptamente aumenta a 1 μ A. La descarga comienza a ser autosostenida. A medida que V aumenta la frecuencia de los pulsos también lo hace. Eventualmente, los pulsos ocurren tan rápidamente que se superponen dando origen al régimen "no pulsado".

En base a los procesos físicos que ocurren en distintas partes de la descarga, distintos autores han desarrollado modelos eléctricos equivalentes destinados a describir la respuesta eléctrica en régimen alterno⁵⁻⁷.

En este trabajo presentamos evidencia experimental que el tiempo de tránsito de los iones influye en la respuesta eléctrica de forma tal de tornar inaplicable el modelo equivalente tradicional basado en resistores y capacitores. Más aún, las experiencias muestran la conveniencia de introducir un modelo con componentes dependientes de la frecuencia, a semejanza de lo que ocurre en un diodo termo-iónico.

II. ARREGLO EXPERIMENTAL Y MEDICIONES

La figura 1 muestra una descarga corona típica. Una fuente de alta tensión continua determina la corriente continua o de polarización sobre la que se superpone la señal. Ésta modula la velocidad del denominado "viento

iónico” y así se obtiene una onda acústica. La mayoría de los ensayos han sido realizados en una configuración aguja-grilla con polaridad negativa^{5,6,8}.

A frecuencias de audio en el rango de 1 a 20 kHz la corriente adelanta a la tensión aplicada debido a la capacitancia inter-electródica. Así, algunos autores⁷ han modelado la descarga corona como dos resistores: R_i , que representa a la zona de ionización y R_u , que representa a la zona de deriva y una capacitancia C_u .

Dado que la potencia acústica generada por una única aguja es muy pequeña, es habitual recurrir a arreglos de emisores puntuales para conseguir una mayor presión acústica.

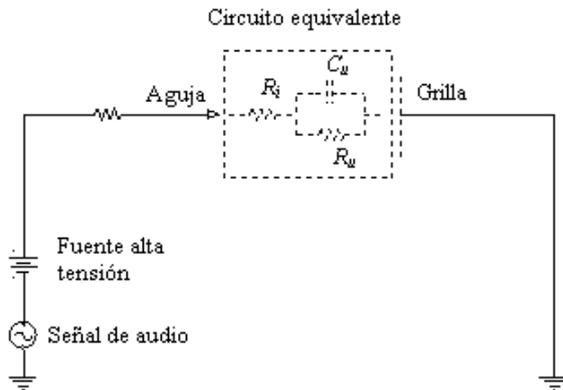


Figura 1. Arreglo punta-grilla y circuito equivalente.

En nuestro caso recurrimos a un emisor formado por un conjunto de alambres y barras en régimen de corona positiva. Esta polaridad brinda una mayor velocidad del viento iónico y menor ruido acústico de fondo gracias a la ausencia de los pulsos de corriente característicos de una corona negativa⁹. Nuestro emisor consta de un arreglo de alambres de cobre paralelos (100 μm de diámetro) enfrentados a barras de bronce, también paralelas y de 3 mm de diámetro. El área efectiva tiene un ancho de 115 mm y una altura de 130 mm. La distancia d entre los alambres y las barras es ajustable entre 2.5 mm y 17.5 mm para ensayar distintas configuraciones. Las tensiones de continua aplicadas se encontraron en el rango de 6 a 15 kV y dentro del régimen “no pulsado” ya mencionado más arriba¹⁰. Los resistores de balasto ($R_i = 10 \text{ M}\Omega$) limitan e igualan las corrientes de las diferentes descargas individuales. Cada uno de estos resistores de balasto está desacoplado para excitación alterna por medio de un capacitor $C_d = 2.2 \text{ nF}$. El paralelo de R_i y C_d determina una frecuencia de corte de 7 Hz, un valor lo suficientemente bajo como para tener efectos despreciables en las medidas (figura 2).

Nuestro propósito original era caracterizar la distorsión armónica debida a la relación no lineal entre corriente y tensión. Curiosamente este tema ha recibido muy poca atención.

Dado que parte de la potencia acústica depende de la corriente que fluye a través de R_u (y con ello también los productos de distorsión) decidimos construir el circuito de la figura 2 para medir la corriente iónica.

Si $C_u = C_0$ y $R_i = 0$ el circuito cancela la componente capacitiva y a la salida del amplificador diferencial obtenemos una réplica de la corriente iónica.

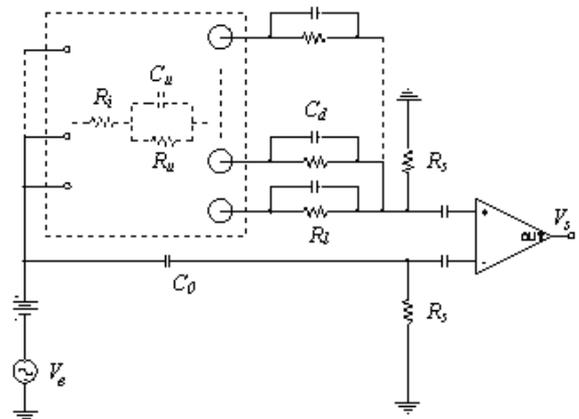


Figura 2. Circuito diferencial para medida de la corriente iónica.

Sin embargo, dada la presencia de R_i el circuito no puede realizar la mencionada cancelación a todas las frecuencias, pero dado que $R_i/R_u \approx 0.05-0.1$ la fase de la salida es próxima a cero a bajas frecuencias. La transferencia $T = V_s/V_e$ está dada, en términos de valores relativos por (i es la unidad imaginaria):

$$T = \frac{V_s}{V_e} = \frac{(\theta\beta\gamma - i)}{(1 + \alpha + \beta) \left[\frac{(1 + \alpha)}{(1 + \alpha + \beta)} \theta\beta\gamma - i \right]} - \frac{\theta}{\theta - i} \quad (1)$$

Donde $\alpha = R_i/R_s$, $\beta = R_u/R_s$, $\gamma = C_u/C_0$, $\theta = \omega C_0 R_s$

La figura 3 muestra un caso típico y de la misma se concluye que el desplazamiento de fase es inferior a 3° a frecuencias debajo de 8 kHz. Este límite, aunque bajo, permite realizar los ensayos estándar de distorsión a 1 kHz.

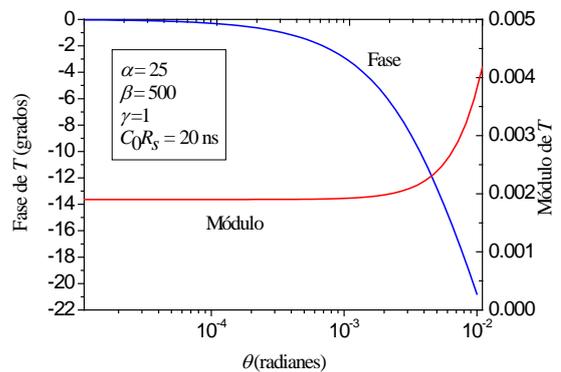


Figura 3. Transferencia del circuito de la figura 2.

Antes de medir la corriente iónica verificamos el desempeño del circuito simulando la descarga con resistores y capacitores de valores similares a los reportados para una descarga corona ($C_0 = 22 \text{ pF}$, $R_i = 22 \text{ k}\Omega$ y $R_u = 560 \text{ k}\Omega$). Los resultados estuvieron en concordancia con la (1) en el rango de 1 kHz a 40 kHz.

Dado que el capacitor está sometido a una diferencia de potencial de unos 15 kV recurrimos a un cable coaxial RG-58 cuyo largo fue ajustado hasta que la señal de salida del amplificador diferencial se encontraba en fase con la de entrada.

Al medir la distorsión pronto encontramos otro problema dado que los resultados experimentales diferían de los esperados, particularmente el diagrama de fase. En lugar de valores negativos, como los predichos por la (1), hallamos valores positivos y que aumentaban varias decenas de grados en menos de una octava (figura 4).

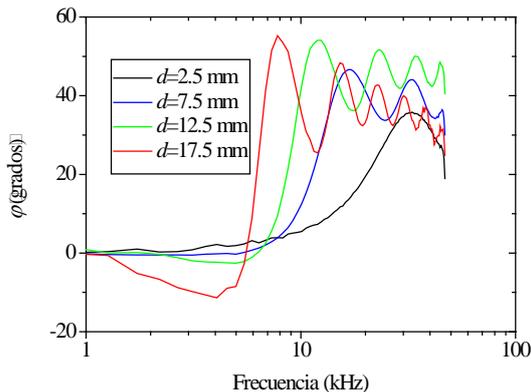


Figura 4. Fase medida vs frecuencia a distintas distancias

Este comportamiento complejo se observa en la figura 5 donde mostramos la parte real e imaginaria de la admitancia de la descarga.

Esperábamos una conductancia casi constante (considerando $R_i \ll R_w$) y una susceptancia próxima a cero (dado la cancelación que provee C_0). Estas suposiciones se cumplen por debajo de 5 kHz pero se apartan a frecuencias superiores. Aparece un “exceso” de capacitancia y la conductancia cambia con la frecuencia.

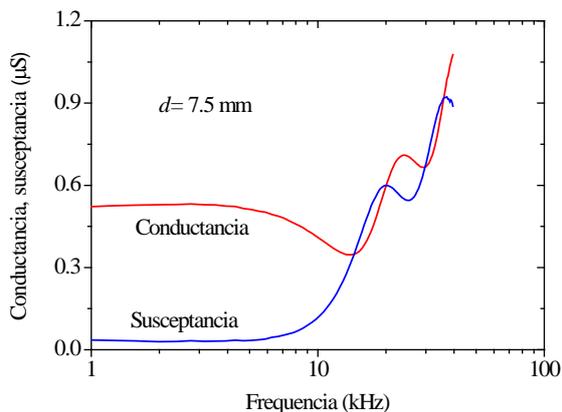


Figura 5. Valores medidos de conductancia y susceptancia en función de la frecuencia.

Más aún, la distancia entre los alambres y las barras juega un papel importante (más allá del cambio esperado en la capacitancia). Tales cambios no pueden ser puestos en correspondencia con el circuito equivalente simple de

la figura 2. Nuestros resultados no coinciden con reportes previos^{5,7} y sugieren la necesidad de incorporar componentes dependientes de la frecuencia.

Desarrollar un modelo analítico es muy complejo dada la necesidad de tomar en consideración varios procesos (generación de iones, transporte de cargas, ecuaciones de Navier-Stokes, etc). Por otro lado es fácil recurrir a simulaciones numéricas, pero es menester cambiar varios parámetros hasta encontrar el modelo simple que mejor ajuste.

Como una posición intermedia tomamos la aproximación de Raizer¹⁰, quien remarcó que una descarga corona semeja a un diodo termo-iónico porque ambos son dispositivos en los que la corriente está limitada por una zona de carga espacial. La región de descarga autosostenida (un entorno del electrodo corona en el que se produzca la ionización) puede proveer un número grande portadores, pero algunos son repelidos por la zona de carga espacial del mismo signo. Este mecanismo es similar al que limita la corriente en un diodo termo-iónico.

A bajas frecuencias tanto los iones (en una descarga corona) como los electrones (en un diodo) recorren la distancia inter-electródica en un tiempo mucho más corto que el período de la señal. A frecuencias elevadas los portadores de carga no responden instantáneamente y los efectos reactivos son perceptibles. En los diodos estos efectos aparecen a decenas de MHz. Sin embargo, en una descarga corona los iones se mueven lentamente y los efectos del tiempo de tránsito no nulo pueden aparecer a frecuencias de audio.

Llewellyn¹¹ estudió detalladamente el comportamiento de un diodo y encontró una impedancia normalizada Z/R_0 . Ésta es una función del tiempo de tránsito τ_r , definido como la razón de la distancia d entre electrodos a la velocidad media de deriva v_d .

$$\frac{Z}{R_0} = \frac{2}{\beta} + \frac{12}{\beta^4} (2 - 2e^{-\beta} - \beta - \beta e^{-\beta}) \quad \beta = i\theta = i\omega\tau_r \quad (2)$$

La parte real e imaginaria de la (2) devuelven la conductancia y una susceptancia capacitiva (por ser de signo negativo). Un modelo paralelo es más fácil de analizar porque aparecen naturalmente una resistencia que representa el transporte de iones en paralelo con una capacitancia. Estas componentes pueden derivarse a través de una admitancia normalizada $Y/Y_0 = R_0/Z = g + b$. (figura 6). Los valores normalizados muestran que la susceptancia se incrementa más rápido que la frecuencia. En estas condiciones es conveniente definir una capacitancia equivalente $C_{eq}(\theta) = b(\theta)/\theta$, no determinada exclusivamente por factores geométricos (figura 7).

Puede ser visto que la capacidad equivalente crece 50% en aproximadamente una octava. Además la conductancia puede tomar valores negativos; una característica que fue explotada en osciladores¹². Este modelo no puede ser aplicado directamente a una

descarga corona porque, a pesar de las similitudes, los procesos físicos fundamentales no son los mismos.

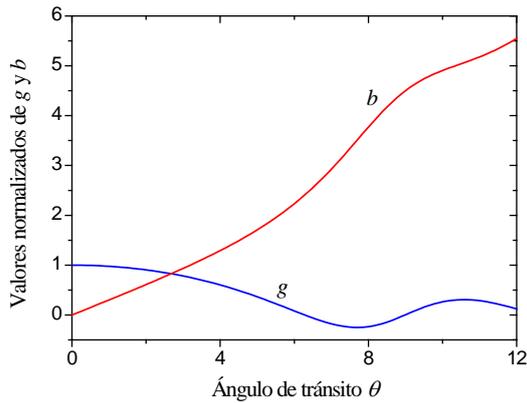


Figura 6. Valores normalizados de conductancia y susceptancia para el modelo de ref. 11.

A pesar de esta diferencia conceptual ensayamos si una corrección de la forma dada por la figura 6 podría replicar los resultados de la figura 4 a frecuencias intermedias.

Para ello consideramos una conductancia de la forma:

$$G_u = 1/R_u = G_0 + \Gamma g \quad (3)$$

donde G_0 y Γ son constantes a determinar (junto con el tiempo de tránsito) y g es obtenido a partir de la figura 6. Es necesario incluir el término constante G_0 dado que la conductancia que medimos es siempre positiva.

Comenzando con el valor de C_u que habíamos encontrado a 1 kHz (al ajustar C_0), corregimos su valor con la ayuda de la figura 7. Finalmente encontramos, por iteración, el tiempo de tránsito basándonos en los diagramas de fase de la figura 4 y la transferencia (1) del circuito diferencial. Luego de algunas iteraciones encontramos los mejores valores de R_i , G_0 , Γ y τ_{tr} .

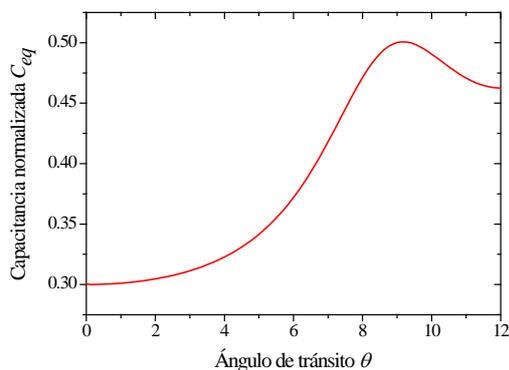


Figura 7. Capacidad equivalente vs ángulo de tránsito.

En las figuras 8 y 9 presentamos los resultados para dos distancias inter-electródicas. A frecuencias por debajo de la que C_{eq} alcanza el valor máximo la concordancia es muy buena a pesar de que el modelo ha sido derivado para otro sistema. Por lo tanto las

correcciones aplican en un rango limitado de frecuencias. La descarga corona y el diodo termo-iónico muestran similitudes pero no son idénticos.

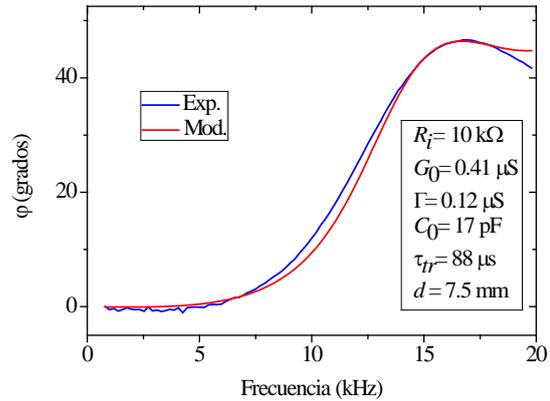


Figura 8. Fase medida (azul) y computada(roja) vs frecuencia

Ciertamente las figuras 4 y 5 sugieren que los efectos del tiempo de tránsito son importantes en una descarga corona. Los valores fueron obtenidos en base al modelo de un diodo y por lo tanto pueden ser no representativos. Sin embargo la diferencia con los valores correctos no puede ser muy grande porque el campo eléctrico que hemos computado es próximo a los resultados obtenidos, analítica y numéricamente, por Janischewskyj¹³

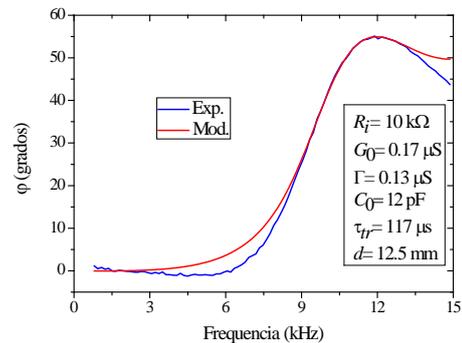


Figura 9. Fase medida (azul) y computada(roja) vs frecuencia

Con los valores obtenidos de τ_{tr} y las correspondientes distancias inter-electródicas presentamos la figura 10 donde la tendencia lineal sugiere que los iones viajan a velocidad casi constante.

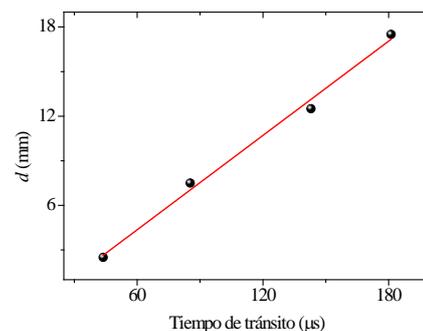


Figura 10. Relación entre la distancia inter-electródica y el tiempo de tránsito.

De la pendiente y la movilidad iónica ($\mu \approx 1.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$) obtenemos un campo eléctrico medio $E \approx 8 \times 10^5 \text{ V/m}$.

III. CONCLUSIONES

La experiencia ha mostrado que los efectos del tiempo de tránsito son notorios en una descarga corona. Para reflejar estos efectos es conveniente introducir, en el modelo eléctrico, componentes dependientes de la frecuencia. A frecuencias intermedias dicha corrección puede ser obtenida a partir del modelo de un diodo termo-iónico. Los valores computados del tiempo de tránsito corresponden a valores razonables del campo eléctrico. Dada la dependencia de R_u con la frecuencia esperamos un espectro de emisión acústica más complejo.

IV. REFERENCIAS

- [1] O. M. Stuetzer, "Ion Drag Pumps", *J. Appl. Phys.* 31, 136, 1960.
- [2] E. Moreau, "Airflow control by non-thermal plasma actuators", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 605-635, 2007.
- [3] D. F. Colas, A. Ferret, D. Z. Pai, D. A. Lacoste and C. O. Laux, "Ionic wind generation by a wire-cylinder-plate corona discharge in air at atmospheric pressure", *J. Appl. Phys.* 108, 103306 (2010).
- [4] G. Shirley, "The corona wind loudspeaker", *JAES* 5, 1, pp. 23-31, 1957.
- [5] Ph. Béquin, K. Castor, Ph. Herzog and V. Montembault, "Modelling plasma loudspeakers", *J. Acoust. Soc. Am.* **121**, 1960-1970, 2007.
- [6] K. Matsuzawa, "Sound Sources With Corona Discharges", *J. Acoust. Soc. Am.*, **54**, 494, 1973.
- [7] M. M. Kekez, P. Savic, and G. D. Lougheed, "A novel treatment of Trichel type phenomena with possible application to stepped-leader phenomena," *J. Phys. D* 15, 1963-1973, 1982.
- [8] Ph. Béquin, V. Montembault and Ph. Herzog, "Modelling of negative point-to-plane corona loudspeaker", *Eur. Phys. J. AP* **15**, 57-67 (2001).
- [9] Ph. Bérard, D. A. Lacoste, and C. O. Laux, "Corona discharges in atmospheric air between a wire and two plates", *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol 39, no. 11-1, pp. 2248-2249, 2011.
- [10] Y. P. Raizer, "Gas Discharge Physics", pp 363, Springer-Verlag, 1991.
- [11] F. B. Llewellyn, "Electron-Inertia Effects", Cambridge University Press, 1941
- [12] F. B. Llewellyn and A. E. Bowen, "The Production of Ultra-High-Frequency Oscillations by Means of Diodes", *Bell System Technical Journal*, **18**, 280-291, 1939.
- [13] W. Janischewskyj and G. Gela "Finite element solution for electric fields of coronating dc transmission lines", *IEEE Trans. Power Appar. Syst.*, 98, 1000-1012, 1979.