

Estudio de las características de propagación de un plasma pulsado generado en un acelerador coaxial

R. Castell, E. Iglesias, J. Ruiz-Camacho y J. Ramírez
Universidad Simón Bolívar,
Caracas 1080-A Venezuela,
e-mail: rcastell@usb.ve

Recibido el 6 de mayo de 2009; aceptado el 1 de diciembre de 2009

La propagación de un pulso de plasma generado en un acelerador coaxial de 4 kJ, es detectada simultáneamente a través de una sonda doble de Langmuir y un sistema óptico de deflexión láser. La señal de deflexión sobre un haz láser de He-Ne, colocado perpendicularmente al eje de propagación, es una medida de los altos gradientes espacio-temporales generados por el pulso de plasma. Para esto se utiliza un detector de cuadratura de respuesta rápida (10 ns), que permite medir desviaciones angulares del haz de hasta $2 \mu\text{rad}$. La sonda de Langmuir se utiliza para medir los tiempos de vuelo del plasma a lo largo del eje bajo diferentes condiciones del gas de fondo. El estudio comparativo de estas dos señales es realizado en ambientes de nitrógeno y helio a presiones de 50 a 500 mTorr sobre una cámara de expansión de 50 cm de longitud y 10 cm de diámetro.

Descriptores: Descargas pulsadas; pistolas de plasma; sondas de langmuir; deflectometría; propagación de plasmas.

The propagation and expansion of the plasma produced by a coaxial plasma gun is evaluated simultaneously using a laser beam deflection technique and a Langmuir double probe. The first method is very sensitive to the time and space dependent gradients produced by the pulsed plasma, and it is applied to measure the resulting beam deflection over a He-Ne laser beam that is placed perpendicular to the propagation axis. The system with a quadrature detector has a rise time response of 10 ns and a resolution of $2 \mu\text{rad}$. The Langmuir double probe is used along the axis and allows us to measure the time of flight under diverse plasmas conditions. We present comparative measurements for Nitrogen and Helium background gases from 50 to 500 mTorr, in a 50 cm long and 10 cm diameter chamber.

Keywords: Plasma gun; pulsed power discharge; langmuir probe; laser deflectometer; plasma kinetics.

PACS: 52.80.-s; 52.70.-m; 52.70.Kz; 52.70.Ds; 52.80.Tn

1. Introducción

Desde comienzos de los años sesenta surgió un gran interés por el estudio de las características de aceleradores coaxiales, también conocidos como *pistolas coaxiales de plasma* (PCP) [1], destacándose en particular los trabajos de J. Marshall [2] y N. Filippov [3]. Gran parte de esas investigaciones experimentales han demostrado que los mismos modelos teóricos que se usan para el estudio de las PCP de altas energías (entre 100 J y 10000 J), pueden ser extendidos a las PCP que trabajan en un régimen de bajas energías (entre 10 y 100 J) [4-6].

Las pistolas coaxiales son conocidas por su capacidad de producir perturbaciones sobre un gas de fondo que se propaga con altos números de Mach. Las temperaturas, densidades electrónicas y velocidades de propagación asociadas tanto con el frente de choque como con el plasma así generado, se usan en la comprensión de la física de plasmas, en las áreas de estabilidad, transporte de especies, hidrodinámica y espectroscopia. En particular, las PCP resultan de gran utilidad cuando se requiere la propulsión de plasmas a gran velocidad para diversos propósitos: control de densidad y velocidad [7,8], propulsión [9] y para transferir rotación en configuraciones de confinamiento centrífugo [10,11].

En este trabajo se presentan los resultados obtenidos sobre la cinética del plasma expulsado por una pistola coaxial de 4 kJ, a partir de la señal registrada por una sonda doble de

Langmuir [12], colocada a lo largo del eje de expansión del plasma, y de la medición de la deflexión que experimenta un haz láser (He-Ne) continuo, dirigido perpendicularmente a la dirección de propagación del plasma [13].

2. Desarrollo experimental

2.1. Características de la descarga

La pistola propiamente dicha está constituida por dos electrodos cilíndricos coaxiales de acero inoxidable de 17 cm de longitud. El electrodo interno -ánodo- tiene 2.6 cm de diámetro y el externo -cátodo- 4.6 cm. Los electrodos coaxiales están separados en uno de sus extremos por una pequeña brecha ($\sim 2 \text{ mm}$) en la cual se inicia la descarga. Este conjunto recibe también el nombre de cátodo hueco (ver Fig. 1).

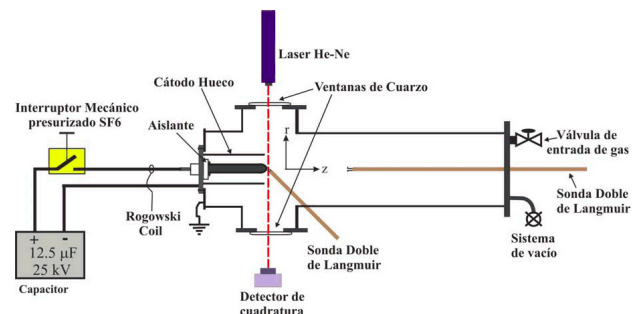


FIGURA 1. Diagrama esquemático del montaje experimental.

El sistema de carga parte de un condensador de $12.5 \mu\text{F}$. Cuando se acciona un interruptor mecánico presurizado con SF_6 , la energía almacenada en el condensador se transfiere a la PCP y el sistema eléctrico global se comporta como un circuito RLC. Una bobina de Rogowski de 50 kA fue utilizada para registrar la corriente de la descarga y a la vez para sincronizar todos los registros electrónicos con el inicio de la descarga. Para la medición de tensión se utilizó una sonda de alta tensión de 40 kV , sensible a altas frecuencias. En este experimento todas las descargas se realizaron bajo las mismas condiciones eléctricas: 25 kV y corrientes pico de 35 kA . En estas condiciones, el periodo de carga, al primer máximo de corriente, es de $10.7 \mu\text{s}$, y la inductancia total del sistema (incluyendo el condensador, la línea de transmisión y la sección de plasma en el tubo coaxial) de $3.9 \mu\text{H}$.

La impedancia de la pistola de plasma en función de la frecuencia se obtuvo a partir del cociente entre la transformada de Fourier (FFT) de la tensión aplicada a la entrada de la pistola y la transformada Fourier de la corriente medida en el circuito. La respuesta en frecuencia se conoce también como la función de transferencia, ya que relaciona la tensión medida a la entrada de la pistola con la corriente que circula por ella. Esta técnica caracteriza la respuesta del circuito [14]. En la Fig. 2 se muestran las señales de tensión y corriente medidas durante la operación de la pistola. De estas señales se deriva un valor aproximado de 0.2Ω para la resistencia en el rango de frecuencias de 1 a 5 kHz . Para altas frecuencias la respuesta es similar a la impedancia de un circuito en serie RL. Igualmente se obtiene un valor promedio de $2.2 \mu\text{H}$, que representa la inductancia L del cátodo hueco y R la resistencia efectiva de la corriente laminar de descarga, ambas variables en función del tiempo.

2.2. El tiempo de tránsito

La descarga inicial de forma anular evoluciona a una corriente laminar que se auto propulsa a lo largo del eje, debido a la inducción magnética acimutal creada por la corriente axial del electrodo central que produce una fuerza de Lorentz, $\vec{j} \times \vec{B}$. El anillo de corriente va ionizando el gas que encuentra a su paso en una dinámica que se puede dividir en tres fases principales [15] como se indica en la Fig. 3. En la primera fase, se produce la ionización o rompimiento del gas, formándose un frente de corriente con forma parabólica debido al gradiente radial de la presión magnética (Fig. 3a). En la segunda fase se produce la aceleración hidromagnética del frente de corriente a lo largo de los electrodos coaxiales (Fig. 3b). En último lugar está la fase de expansión cuando el plasma supera el electrodo central y sale de la pistola (Fig. 3c).

El tiempo durante el cual se acelera la corriente laminar de plasma, desde el momento en que se produce el rompimiento hasta el momento en que alcanza el extremo del electrodo central, está relacionado con el campo eléctrico entre los electrodos del cátodo hueco y la densidad de gas inicial a través de la relación propuesta por Rosenbluth y Garwin [16].

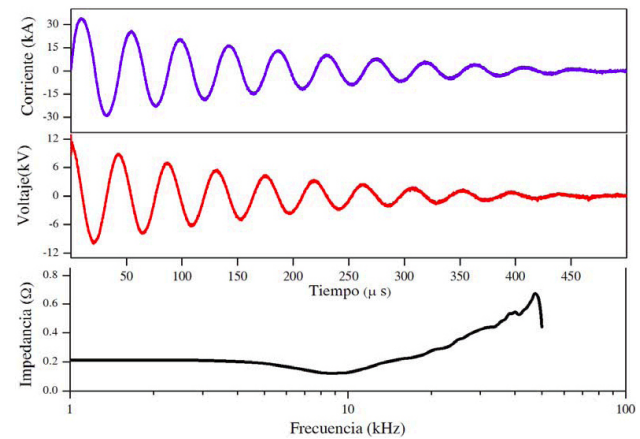


FIGURA 2. Comportamiento temporal del voltaje y la corriente eléctrica registrados en la pistola durante la descarga y la función de transferencia (impedancia) del sistema.

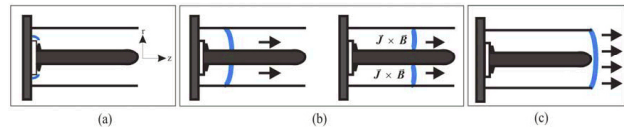


FIGURA 3. Diagrama esquemático de la evolución de la lámina de corriente en la pistola de plasma pulsado: (a) La descarga comienza en la base de los electrodos y la corriente laminar es formada en la superficie del aislante; (b) La corriente laminar es acelerada a lo largo de los electrodos coaxiales; (c) La corriente laminar continua propagándose después de pasar el extremo libre de los electrodos.

Esta relación se basa en un modelo donde se supone que la corriente laminar parabólica en su viaje a lo largo del cátodo hueco hasta el final del electrodo central empuja y arrastra la masa del gas que se encuentra entre los electrodos, ionizando parcialmente el gas que entra en contacto con ella. En la última fase, el gas ionizado y magnetizado llega al final de los electrodos y a partir de allí se expande en todas direcciones sin confinamiento.

Una concepción simple de la dinámica del gas desplazado se obtiene si se considera que la energía magnética disponible en la región entre el ánodo y cátodo se convierte proporcionalmente en energía cinética del gas-plasma desplazado. Así se obtiene una relación para el tiempo característico de tránsito de la lámina de corriente a lo largo de la estructura coaxial, τ_t [17]:

$$\tau_t = \left(\frac{4\pi^2(c^2 - 1)}{\mu \ln(c)} \right)^{1/2} \cdot \frac{\ell_o \sqrt{\rho_o}}{I_p/a} = \frac{G}{P},$$

donde $c = b/a$, b y a son los radios externo e interno respectivamente, ℓ_o es la longitud de la estructura coaxial, ρ_o la densidad del gas de fondo, I_p la corriente máxima característica y μ la constante de permeabilidad. Cabe señalar que la expresión separa convenientemente la parte geométrica del sistema G de lo que se conoce en la literatura como el factor de propulsión $P = (I_p/a) / \sqrt{\rho_o}$ que efectivamente controla la velocidad de tránsito. La expresión anterior ha sido verificada experimentalmente en diseños donde la energía varía

de 3 a 300 kJ y la presión entre 4 y 8 Torr, obteniéndose un tiempo de transito experimental τ_{exp} del orden de $2 \tau_t$ [18]. El tiempo τ_{exp} se determina registrando el efecto transiente que sobre la inductancia del sistema tiene el plasma cuando es expelido de la estructura coaxial. En la Fig. 4 se muestran, para el caso de Helio a 150 mTorr con un voltaje de carga de 25 kV, las señales del voltaje y corriente. La ruptura es claramente observada en la señal del voltaje a $3.2 \mu s$ aproximadamente, que está dentro del valor estimado para $\tau_t = 3.8 \mu s$. De aquí se puede inferir una velocidad efectiva de tránsito a lo largo de la pistola de aproximadamente 5 km/s. Este valor, en relación al pico de corriente, es consistente con una PCP que no colapsa en plasma focus.

2.3. Diagnósticos del gas-plasma proyectado

A la salida de la estructura coaxial el gas-plasma desplazado se expande a lo largo de un tubo cilíndrico de 60 cm de largo y 10 cm de diámetro interno. Un sistema de ventanas con vista transversal permite observar propiedades cinéticas a distintas posiciones a lo largo del eje de desplazamiento. Por su versatilidad se escogieron dos diagnósticos básicos: una sonda doble de Langmuir y un deflectómetro basado en un láser He-Ne.

La sonda doble se utilizó para las mediciones del tiempo de vuelo del plasma a lo largo del eje de desplazamiento como se muestra en la Fig. 1. El sistema de deflexión láser fue colocado perpendicularmente al eje de propagación. La sonda doble es sensible primordialmente a la presencia de electrones a diferencia del sistema de deflexión donde gradientes espacio temporales producidos por el plasma y neutros también son detectables. La deflexión se mide sobre un detector de cuadratura de respuesta rápida (10 ns), que permite medir desviaciones angulares del haz de hasta $2 \mu rad$, sobre el ruido de la señal.

Ambos diagnósticos se utilizan para caracterizar parámetros de la cinética del gas-plasma desplazado bajo diferentes condiciones del gas de fondo. Las señales de la sonda doble de Langmuir y del deflectómetro láser fueron almacenadas simultáneamente en un osciloscopio digital Tektronix (modelo TDS3032B, 300 MHz).

3. Resultados y discusión

3.1. Características del plasma pulsado

El diferencial de presión que se origina debido a la lámina de corriente arrastra (por *efecto pistón*) tanto al plasma como al gas neutro, dando lugar a un fuerte gradiente en la densidad de las partículas que se propaga a lo largo del tubo de expansión. En la Fig. 5 se muestra un registro temporal de este fenómeno en gas nitrógeno a 300 mTorr; tomados a partir de la medición de la deflexión de un haz láser de He-Ne, colocado transversalmente a la dirección de propagación (ver Fig. 1) a 3 cm de la salida de la PCP. La dirección negativa

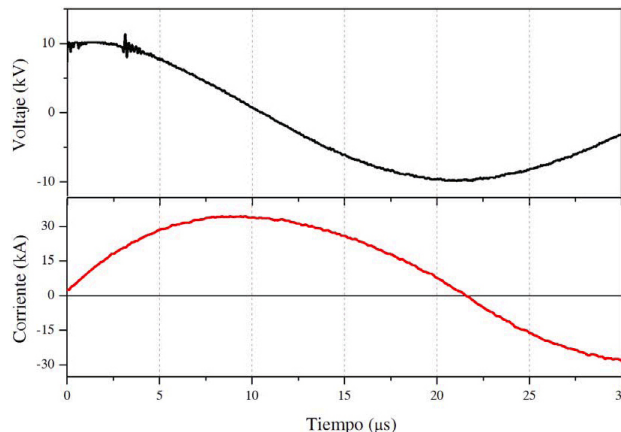


FIGURA 4. Señales típicas de voltaje y corriente entre los electrodos para una descarga de 25 kV.

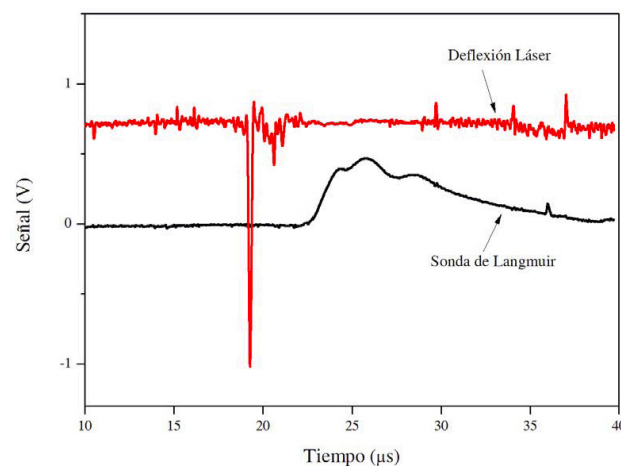


FIGURA 5. Señales características adquiridas simultáneamente con la sonda doble de Langmuir y el deflectómetro láser durante la descarga a 3 cm del extremo de la pistola de plasma para 300 mTorr en N₂.

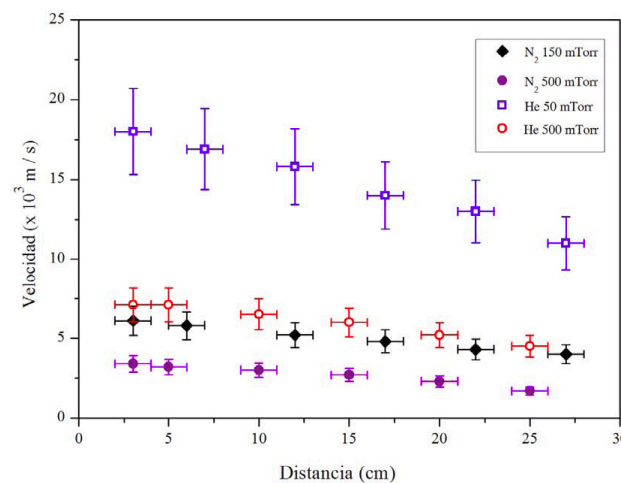


FIGURA 6. Velocidades de propagación del plasma a lo largo de la cámara de expansión en He y N₂ a diferentes presiones. Las velocidades fueron derivadas a partir del registro de máximo valor de la intensidad de la señal de la sonda doble en función de la distancia medida desde el extremo de la pistola.

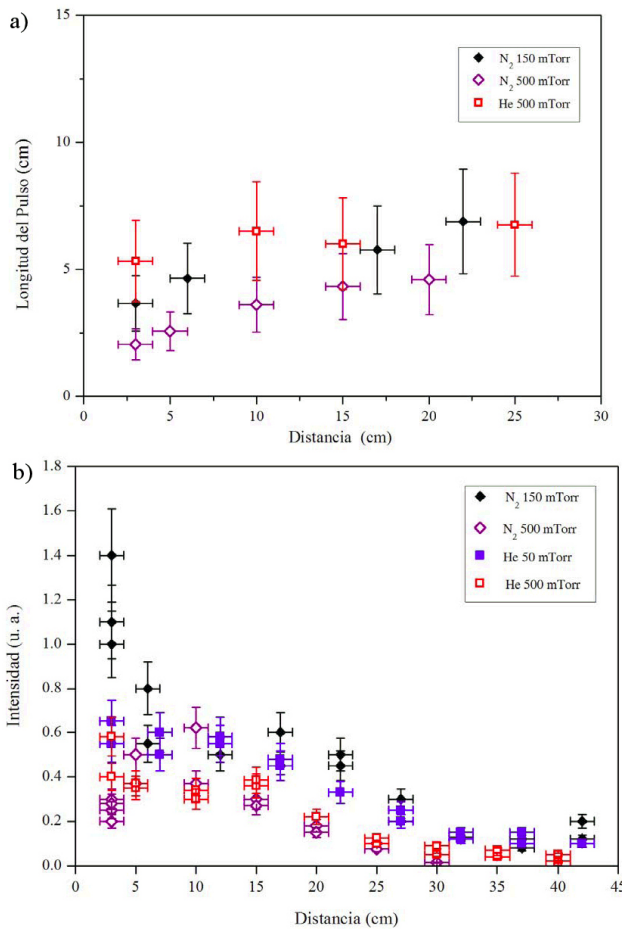


FIGURA 7. a) Evolución del ancho espacial de la señal del plasma en función de la distancia, medida desde el extremo de la pistola a lo largo del eje de la cámara de expansión, en He y N₂ a diferentes presiones; b) Evolución de la intensidad del máximo en función de la distancia, medida desde el extremo de la pistola a lo largo del eje de la cámara de expansión, en He y N₂ a diferentes presiones.

es consistente con la presencia de un gradiente positivo en la magnitud de la densidad electrónica. Se observa la magnitud del gradiente de un frente de plasma de unos 400 ns de duración temporal, que se traduce espacialmente a un ancho de 0.2 mm para una velocidad estimada de 6 km/s. El sistema no detecta la presencia de la onda de choque de neutros a esta presión. La reproducibilidad del sistema, promediando un total de 5 disparos, es de al menos 15 %. En la Fig. 5, se observa claramente una traza típica de la sonda doble de Langmuir que evidencia un frente de choque bien formado, no turbulento, a pesar de su cercanía, $D = 3$ cm, medida desde el extremo de la pistola. Este frente mantiene su estructura e integridad hasta distancias de 50 cm.

La Fig. 6 muestra el comportamiento de la velocidad de la señal del plasma, inferida a partir de un registro del tiempo

de vuelo medido con la sonda de Langmuir, en función de la distancia D a lo largo del eje axial. La velocidad de expulsión del plasma, se encuentra en un rango entre 4 y 20 km/s, dependiendo de las presiones y el tipo de gas, y está en acuerdo cualitativo con los valores que se obtienen de la expresión de Rosenbluth y Garwin $V_{pcp} = (E^2 C^2 / 4\pi \rho_o)^{1/4}$, donde E es un valor efectivo del campo eléctrico entre los electrodos, y C es la velocidad de la luz. Haciendo uso de la densidad del gas de fondo y estas velocidades, se estimó una cota superior para el número Reynolds entre $(1.2 \text{ y } 20) \times 10^2$, donde valores menores e iguales a 10^4 , son condición necesaria para considerar estable al plasma en este tipo de experimentos [19].

Existe un acuerdo cualitativo entre nuestras velocidades a lo largo del tubo de expansión y los modelos hidrodinámicos $V_{tubo} \sim 1/\sqrt{\rho_o}$, basados en las ecuaciones Rankine-Hugoniot [20]. Sin embargo, la dependencia de V_{tubo} con respecto a D , que se muestra en la Fig. 6, deja ver una desaceleración constante en contraposición con $V_{tubo} \sim 1/\sqrt{D}$ predicha en tales modelos. Esto puede ser evidencia de que, bajo nuestras condiciones de presión, menores a 1 Torr y debido a que el diámetro de la PCP y del tubo de expansión son comparables, la perturbación no se comporta como un flujo hidrodinámico.

Con las velocidades de la Fig. 6 y mediciones del ancho temporal de la señal del plasma, la Fig. 7a muestra el valor de la extensión del plasma a medida que viaja a lo largo del tubo. La intensidad pico de dicha señal registrada por la sonda doble se resume en la Fig. 7b. El decaimiento evidencia claramente el efecto de expansión y la transferencia de energía entre el plasma eyectado y el gas neutro de fondo.

4. Conclusiones

Se realizaron mediciones preliminares de la cinética del plasma, confirmando valores de propagación entre 7 y 20 km/s en un gas liviano (He) y entre 4 y 7 km/s en un medio más denso (N₂), a presiones entre 50 y 500 mTorr.

El plasma generado por este acelerador, para las condiciones eléctricas establecidas, se disipa a una distancia del orden de 40 cm desde su salida de la pistola. El comportamiento de la señal del plasma, medida a lo largo del tubo de expansión, responde en ciertos aspectos a la propagación de un flujo hidrodinámico, bajo las condiciones del gas de fondo.

Se comprobó la utilidad del deflectómetro láser construido en el laboratorio para detectar la presencia de un transiente precursor producido por el frente de choque propagándose a lo largo del tubo de expansión.

1. J. Mather, *Phys. Fluids Suppl.* **7** (1964) S5-S28.
2. J. Marshall, *Phys. Fluids* **3** (1960) 134.
3. P. Petrov, N. Filipov, T. Filipova y V. Khabarov, *Plasma Physics and the Problems of the Controlled Thermonuclear Reactions* **4** (1960) 198.
4. L. Soto *et al.*, *Phys. Plasmas* **8** (2001) 2572.
5. P. Silva, L. Soto, W. Kies y J. Moreno, *Rev. Sci. Instrum* **73** (2002) 2583.
6. J. Moreno, P. Silva y L. Soto, *Plasma Sources Sci. Technol* **12** (2003) 39.
7. A.V. Voronin y K.G. Hellblom, *Plasma Phys. Control Fusion* **32** (2001) 1583.
8. A.V. Voronin *et al.*, *Nuclear Fusion* **45** (2005) 1039.
9. T.E. Markusic, Y.C.F. Thio y J.T. Cassilbry, *AIAA Joint Propulsion Conference 38th* (Indianapolis, IN, July 7-10 2002).
10. R.F. Ellis *et al.*, *Phys. Plasmas* **12** (2005) 055704.
11. I. Uzun-Kaymak *et al.*, *J. Fusion Energy* **28** (2009) 240.
12. L. Schott, *Plasma Diagnostics* (North-Holland, Amsterdam 1968) Chap. 11.
13. B. Knyazev, J. Greenly, D. Hammer, E. Krastelev y M. Cuneo, *Rev. Sci. Instrum.* **72** (2001) 2310.
14. D. Ronald y M. Allen, *IEEE* (Press 445 Hoes Lane Piscataway, NJ 08854 2004).
15. J. Mather y A. Williams, *Phys. Fluids. Res. Note* **9** (1966) 2081.
16. M. Rosenbluth y R. Garwin, *Los Alamos Sci. Lab. Rep. LA-1850*. (Los Alamos, New Mexico 1954).
17. S. Lee y A. Serban, *IEEE Transactions on Plasma Science* **24** (1996) 1101.
18. S. Lee *et al.*, *Am. J. Phys.* **56** (1988) 62.
19. J.E. Pert, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **3** (1970) 203.
20. A.C. Kolb, *Physical Review* **107** (1957) 345.