

# CINEMÁTICA Y DINÁMICA DE ONDAS DE CHOQUE CURVADAS IONIZANTES

Lazarte A.<sup>1</sup>, Di Lorenzo F.<sup>1</sup>, Martínez J.<sup>1</sup>, Clausse A.<sup>2</sup>, Moreno C.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Departamento de Física FCEyN-UBA; PLADEMA-CNEA e INFIP-CONICET

<sup>2</sup>PLADEMA-CNEA-CONICET Y UNCPBA

email: moreno@df.uba.ar

*Se utilizó un Plasma Focus tipo Mather de 5.6 uF operado a 30 kV para estudiar la onda de choque asociada a la lámina de corriente que se produce en estos equipos. Empleando sondas magnéticas colocadas en el interior de la cámara de descargas se midió el instante de arribo de la lámina de corriente y su ancho temporal. A partir de estos datos se determinó que la lámina se desplaza con velocidad constante a lo largo del cañón, alcanzando números de Mach cercanos a 200 en N<sub>2</sub> y a 100 en H<sub>2</sub>. También se observó que el ancho temporal de la distribución de corriente disminuye a medida que ésta avanza por el cañón, indicando que ésta se comprime durante su evolución axial.*

*A 5.6 uF Mather type Plasma Focus operated at 30 kV was used to study the shock wave associated to the current sheath produced in these devices. Using magnetic probes placed inside the discharge chamber, both the arrival time and the temporal width of the current sheath were measured. A constant velocity for the traveling sheath along the gun, reaching Mach numbers of about 200 for N<sub>2</sub> and 100 for H<sub>2</sub>, was determined from the data. It was also observed that the temporal width of the current distribution diminishes as it travels along the gun. This indicates that it is compressed during the axial evolution.*

## I. INTRODUCCION

El equipo denominado STAR es un Plasma Focus optimizado para la producción neutrónica y de rayos X que tiene la ventaja de ser compacto y fácilmente transportable. Este equipo produce pulsos de  $2 \cdot 10^7$  neutrones de fusión nuclear en reacciones deuterio-deuterio y rayos X de energías comprendidas entre 1 y 1000 keV. Sus características constructivas y de funcionamiento como generador de dichos pulsos fueron presentadas en esta misma Reunión<sup>[1]</sup>. Como muchos otros dispositivos de su tipo, puede ser ventajosamente usado para investigar diversas características de ondas de choque hipersónicas y fuertemente ionizantes. Estas ondas evolucionan en un medio estacionario consistente en el gas neutro enrarecido con que se opera el equipo, ionizándolo a su paso y permitiendo la circulación de intensas corrientes ( $\sim 200$  kA) a través del gas perturbado por el choque. Estas corrientes generan un campo magnético que a su vez impulsa al gas ionizado que las transporta. Se tiene así un sistema formado por una onda de choque fuerte que deja tras de sí un gas ionizado por el que circula una corriente eléctrica, el cual es impulsado a su vez por un campo magnético que actúa a manera de pistón. El gas no perturbado usualmente se encuentra a presiones comprendidas en el rango de 1 a 10 mbar, y a temperatura ambiente.

El estudio experimental de las estructuras de corriente mencionadas fue abordado por diversos autores desde los comienzos de la investigación con equipos Plasma Focus<sup>[2,3]</sup> empleando principalmente sondas magnéticas y fotografías ultrarrápidas<sup>[4-7]</sup>. Desde el punto de vista teórico fueron motivo de estudios detallados<sup>[8-10]</sup>. Se

remite al lector interesado en obtener mayor información sobre la extensa bibliografía acerca del tema, a la referencia<sup>[11]</sup>. A lo largo del presente trabajo se presentarán y discutirán resultados experimentales sobre la cinemática y dinámica de este tipo de estructuras (onda de choque – plasma – pistón) obtenidos en el equipo STAR.

## II. METODO EXPERIMENTAL

La Figura 1 ilustra un esquema de un par de electrodos con que puede operarse el dispositivo. Están colocados dentro de una cámara que permite la introducción de sondas magnéticas para estudiar la evolución del plasma. Los radios y longitudes de los electrodos son respectivamente: 0.47, 2.54, 12.00 y 10.00 cm, medidos cada una de ellos con una incerteza de 0.02 mm, siendo el

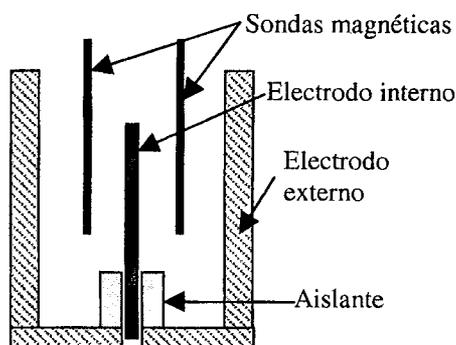


Figura 1: Esquema de la disposición de las sondas y los electrodos en el interior de la cámara de descarga.

ánodo el electrodo central. La posición axial de las sondas a lo largo del eje de los electrodos puede regularse con una precisión de 1 mm y radialmente se ubican en la mitad de la región interelectródica:  $1.50 \pm 0.02$  cm. El radio del cuerpo aislante de las mismas es  $3.0 \pm 0.1$  mm, mientras que el radio de la espira sensora es de  $1.0 \pm 0.3$  mm.

Se emplearon dos sondas similares simultáneamente para estudiar la simetría azimutal de la lámina de corriente producida. Los tiempos registrados por ambas sondas concuerdan entre sí, indicando entonces que la lámina de corriente formada en cada descarga presenta un alto grado de simetría azimutal. Cada sonda es considerada puntual, y de tamaño suficientemente menor que la separación entre electrodos y, como se verá de los resultados obtenidos, también mucho menor que el espesor de la estructura de corriente que estas detectan; por lo tanto puede considerarse que su presencia no afecta significativamente al plasma sentido<sup>[5,7,12]</sup>. La resolución espacial de las sondas, relacionada con el tamaño de sus cuerpos aislantes y la posición de la bobina sensora respecto de la punta de la sonda<sup>[5,7,12]</sup>, se estima en 3.9 mm. Esto significa que una lámina de corriente infinitamente delgada (que es la más groseramente perturbada por el tamaño finito de las sondas) produciría una señal con un ancho espacial asociado de  $\sim 4$  mm. Este ensanchamiento limita la resolución de las sondas, y como se verá de los resultados obtenidos para las velocidades típicas (comprendidas en el rango de 4 a 13 cm/us), corresponde a una resolución temporal de 100 ns, en el peor de los casos.

Mediante las sondas magnéticas se registraron las variaciones temporales del campo magnético asociado a la distribución de corriente circulante por el plasma. A partir de estas señales se determinó convencionalmente el instante en que la lámina de corriente pasa a través de la punta de la sonda y, además, se midió un ancho temporal característico asociado al espesor de la lámina de corriente.

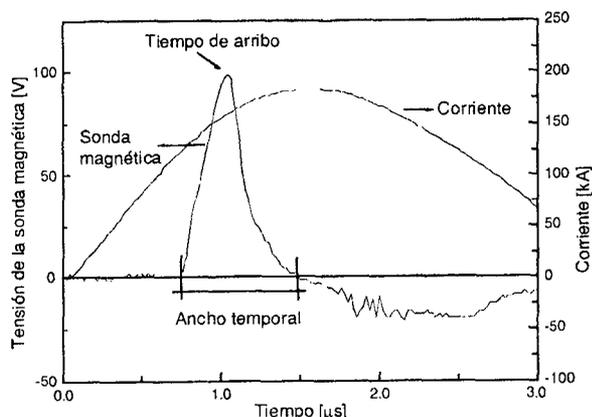


Figura 2: Señal característica de una sonda magnética y de la corriente circulante por la lámina de plasma.

### III. RESULTADOS

La Figura 2 muestra una señal típica registrada por las sondas magnéticas, conjuntamente con una curva de la corriente circulante por el plasma, donde se detallan los criterios de medición del ancho temporal y de lo que se considera como el instante representativo del arribo de la lámina de corriente a la posición de la sonda. Puede observarse que después de un pico positivo aproximadamente triangular, se produce un tramo negativo en la señal de la sonda. Un primer análisis de este tramo indicaría que el campo magnético asociado a la distribución de corriente cambia de sentido y esto implicaría a su vez que la distribución de corriente también lo hace, pudiendo conducir a la falsa conclusión de que por la parte frontal de la lámina, la corriente circula en un sentido y que por la posterior lo hace en el sentido inverso.

Sin embargo puede demostrarse que las referidas porciones negativas registradas en señales de sondas reales se producen como resultado de dos efectos: 1) la interacción del cuerpo de la sonda con la estructura de corrientes que ésta mide, y 2) la condición geométrica que establece que una vez que la lámina de corriente traspone la posición de la bobina sensora de la sonda, sobre ésta se induce una señal proporcional a la derivada temporal de la corriente total circulante por la lámina<sup>[7]</sup>. En el caso ilustrado en la Figura 2, la lámina de corriente llega a la posición de la sonda en instantes previos al máximo de la corriente total circulante por el equipo, consecuentemente, breves instantes después del pasaje de la lámina por la posición de la sonda, la corriente total comienza a decrecer, y por ello la señal registrada por la bobina sensora cambia de signo, en virtud de la proporcionalidad antes señalada. Los anchos temporales aquí reportados tienen descontados ya los efectos 1) y 2).

#### Cinemática

La determinación de la cinemática de la estructura de

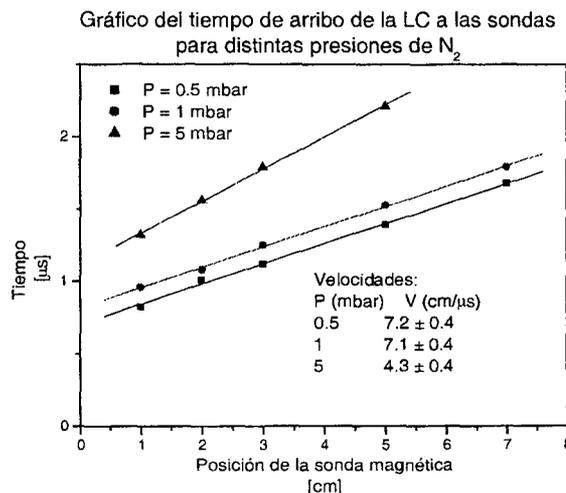


Figura 3: Cinemática asociada a la lámina de  $N_2$ .

Gráfico del tiempo de arribo de la lámina a las sondas magnéticas para distintas presiones de H<sub>2</sub>

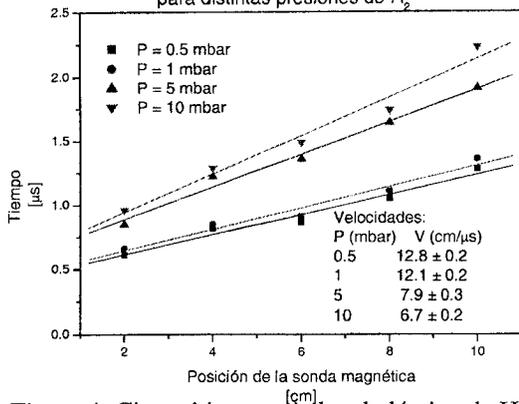


Figura 4: Cinemática asociada a la lámina de H<sub>2</sub>.

corriente se realizó desplazando la posición de las sondas magnéticas a lo largo del cañón coaxial, manteniendo fija la posición radial durante todo el experimento. Se realizaron varios disparos en cada posición para determinar las fluctuaciones estadísticas del fenómeno, y el estudio se realizó para diversas presiones de dos gases distintos: N<sub>2</sub> e H<sub>2</sub>.

En la Figura 3 se muestra el tiempo de arribo de la lámina en función de la posición de la sonda, correspondiente a N<sub>2</sub>. Puede observarse que la estructura de corriente se desplaza a lo largo de la región interelectródica con velocidad prácticamente constante. También se verifica que la velocidad depende de la presión de llenado siendo mayor a presiones menores. Esto se debe a que la masa de la lámina es directamente proporcional a la cantidad de gas incorporado durante el barrido, y por lo tanto es más masiva a mayor presión.

Resultados análogos se obtienen para el H<sub>2</sub>. En la Figura 4 se presenta un gráfico semejante al anterior obtenido con H<sub>2</sub> como gas de llenado, donde se aprecia que el comportamiento en función de la presión es básicamente similar. Además se puede ver que, a igualdad de presiones, la lámina de H<sub>2</sub> es más rápida que la de N<sub>2</sub>. Esto es consistente con el resultado anterior ya que el H<sub>2</sub> tiene una masa molecular menor que el N<sub>2</sub>.

A partir de los valores medidos para las velocidades, se infiere que los frentes de choques analizados avanzan a velocidades hipersónicas. En efecto, en la Tabla 1 se

Presión (mbar)	Gas de trabajo	
	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>
0.50 ± 0.02	204 ± 11	97 ± 2
1.00 ± 0.02	201 ± 11	92 ± 2
5.00 ± 0.02	122 ± 11	60 ± 2
10.00 ± 0.02	--	51 ± 2

Tabla 1: Números de Mach correspondientes a los frentes de choque respecto del gas en reposo.

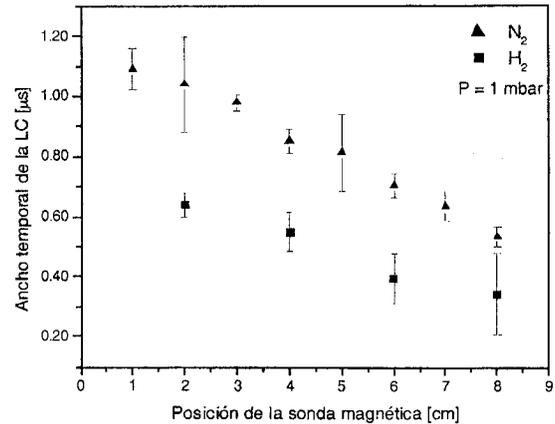


Figura 5: Ancho temporal de la lámina de corriente.

consignan los números de Mach correspondientes para la velocidad de cada frente respecto del gas en reposo considerado a una temperatura de 300 °K.

Estos resultados indican que las ondas de choque involucradas son fuertes e ionizantes: las diferencias entre las densidades de los gases perturbados inmediatamente detrás del choque y sus correspondientes valores límites varían entre 0.1% y 2% en orden decreciente del número de Mach correspondiente.

Por su parte, los saltos térmicos elevan la temperatura de los gases perturbados hasta el rango 209 a 13 eV, para los casos 0.5 mbar de N<sub>2</sub> a 10 mbar de H<sub>2</sub>, respectivamente, también en orden decreciente del número de Mach. Se observa que las temperaturas alcanzadas como consecuencia del choque son suficientes para ionizar los respectivos gases de trabajo. Esta ionización produce un plasma entre el frente de choque y el pistón magnético que actúa como medio de transporte para la corriente de descarga.

### Dinámica

Empleando las mismas señales de las sondas magnéticas se obtuvieron gráficos del ancho temporal de la lámina de corriente en función de la posición de las sondas. Considerando que la lámina se desplaza con velocidad constante, el ancho temporal es directamente proporcional al ancho espacial de la misma. Tal como se observa en la Figura 5, la lámina se comprime a lo largo de su avance por el cañón. Este resultado experimental es particularmente significativo si se tiene en cuenta que de acuerdo a modelos teóricos numéricos comúnmente aceptados para describir la dinámica del plasma en equipos como el que estamos estudiando (modelo de la barredora de nieve<sup>[13]</sup>, por ejemplo) la lámina de corriente acumula masa a medida que avanza, y que por lo tanto no sería descartable, a priori, que aumente correspondientemente su espesor. Si, por otra parte, se realiza un primer análisis del problema desde la dinámica de ondas de choque, se obtiene que el frente de choque generado por un pistón que acelera partiendo del

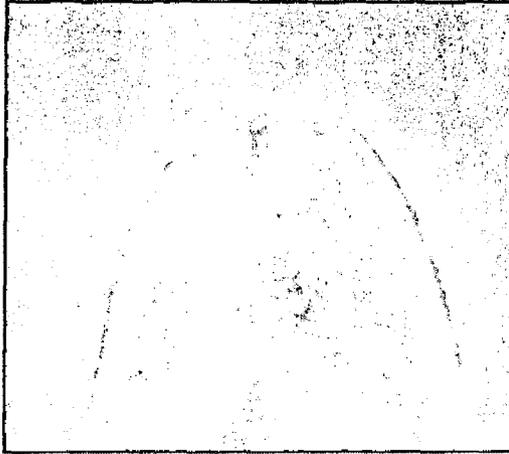


Figura 6: Fotografías ultrarrápidas de la región visible más luminosa de la lámina de corriente. La imagen de la izquierda corresponde a  $H_2$  y la de la derecha a  $N_2$ . Se aprecian diferencias de estructura y luminosidad entre ambas láminas. Tiempo de exposición: 10 ns.

reposo y luego se desplaza a velocidad constante, se aleja ilimitadamente del pistón a medida que transcurre el tiempo<sup>[14-15]</sup>.

También se observa que la lámina de  $H_2$ , que es más rápida que la de  $N_2$ , tiene un ancho temporal menor, con lo cual resulta que el espesor de ambas láminas es similar, perteneciendo al rango que va de los  $\sim 7.5$  cm, en los instantes iniciales de la descarga (posición de la sonda magnética: 2 cm), a los  $\sim 3.5$  cm (posición: 8 cm). Desde el punto de vista experimental, los resultados obtenidos son concordantes con los reportados en la referencia [4], donde se trabajó con un equipo de características similares.

El campo magnético en la posición de la bobina sensora de cada sonda es de  $\sim 2.6$  T cuando la lámina de corriente pasa por la posición de la bobina en el momento en que circula la máxima corriente (200 kA), con lo cual, la presión magnética que impulsa a la lámina en esas condiciones es  $\sim 0.28$  Pa. Dado que el movimiento del plasma es a velocidad prácticamente constante, se concluye que esta presión magnética contribuye esencialmente a transferir impulso a la masa de gas que se incorpora a la lámina durante su evolución.

#### Imágenes

La onda de choque producida presenta un perfil característico que depende del gas empleado. La propiedad ionizante de estas ondas y la consecuente recombinación dinámica que ocurre en el plasma portador de corriente, implican que el medio perturbado emita radiación. Esto a su vez permite obtener imágenes de la región radiante. El perfil de la región visible más luminosa de la lámina de corriente pudo determinarse mediante fotografías ultrarrápidas utilizando películas Polaroid de 3000 ASA B/N, tomadas con tiempo de exposición de 10 ns. En la Figura 6, se exponen dos

fotografías obtenidas de esta manera, una para el  $H_2$  (izquierda) y otra para el  $N_2$  (derecha). Es posible observar una notable diferencia de comportamiento entre los dos gases. Si bien ambos presentan una simetría cilíndrica con un perfil aproximadamente parabólico, la textura mostrada por ambas fotografías difiere, exhibiendo una mayor homogeneidad y menor espesor en la superficie de la lámina para el  $H_2$  que para el  $N_2$ . Se observa también que las correspondientes curvaturas difieren entre sí.

#### IV. CONCLUSIONES

La evidencia experimental presentada permite afirmar que las ondas de choque generadas con el equipamiento descrito se propagan con velocidades aproximadamente constantes dentro del rango 4 a 13 cm/ $\mu$ s de acuerdo a las condiciones de trabajo: la velocidad de lámina de corriente disminuye al aumentar la presión y la masa molecular del gas dentro de la cámara de descarga. El perfil, la textura y la luminosidad, aparte de la velocidad, dependen del tipo de gas empleado.

En todos los casos estudiados se obtienen frentes de choque fuertemente ionizantes para el correspondiente gas de trabajo y láminas de corriente con espesores característicos que varían entre 7.5 y 3.5 cm de acuerdo al tipo de gas y grado de evolución a lo largo del eje de los electrodos. El espesor de la lámina de corriente asociada disminuye a medida que ésta evoluciona a lo largo del cañón indicando que el plasma formado detrás de la onda de choque sufre una compresión adicional a la propia del choque en sí mismo.

**Agradecimientos:** Este trabajo contó con apoyo económico de la IAEA (TC Proj. ARG1026-11099L), del PLADEMA, UBA (X074) y del CONICET (PIP 4523/96).

## Referencias

- [1] F. Di Lorenzo, A. Lazarte, A. Clause, C. Moreno. Generador compacto de pulsos de neutrones de fusión nuclear y rayos X de alta energía. 87° Reunión Nacional de Física, AFA, Córdoba, (2002).
- [2] J. Mather. Investigation of the high-energy acceleration mode in the coaxial gun. *Phys. Fluids, Suppl.* **7**, 5-28, (1964).
- [3] N. Filippov, T. Filippova, V. Vinogradov. Dense, high temperature plasma in a non-cylindrical Z-pinch compression. *Nuclear Fusion Supp, Part 2*, 577-587, (1962).
- [4] J. Pouzo. Análisis experimental de la descarga en un acelerador coaxial de plasma. Tesis de Licenciatura, Depto de Física, FCEyN, Universidad de Bs As, (1974).
- [5] L. Bilbao, D. Grondona, Measurement of plasma current distribution using magnetic probes. *Meas. Sci. Technol.* **5** (3), 288-295, (1994).
- [6] J. Pouzo. Análisis experimental de la descarga en un acelerador coaxial de plasma. Tesis de Licenciatura, Depto de Física, FCEyN, UBA, (1974).
- [7] C. Moreno. Detección de corrientes de pérdidas en un equipo plasma focus mediante sondas magnéticas de tamaño finito. Tesis Doctoral, Depto. de Física, FCEyN, UBA, (1995).
- [8] L. Bilbao, H. Bruzzone, H. Kelly. Structure of a plane and stationary ionizing current sheath. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **26** (12B), 1535-1548, (1984)
- [9] L. Bilbao, H. Bruzzone, H. Kelly. Influence of collisional and radiative processes in the structure of a plasma focus current sheath. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **27** (11), 1207-1215, (1985).
- [10] H. Kelly, G. Garcia, L. Bilbao. On the precursor generated in plasma focus devices operated with molecular deuterium. *Plasma Phys. Control. Fusion* **31** (7), 1017-1027, (1989)
- [11] A. Bernard, H. Bruzzone, P. Choi, H. Chuaqui, V. Gribkov, J. Herrera, K. Hirano, A. Krejci, S. Lee, C. Luo, F. Mezzetti, M. Sadowski, H. Schmidt, K. Ware, C. Wong, V. Zoita. Proposal document for international centre for dense magnetized plasmas. Prepared on the request of UNESCO, (1994).
- [12] H. Bruzzone, C. Moreno, H. Kelly. Measurements of current sheets in plasmas with a finite-sized magnetic probe. *Meas. Sci. Technol.*, **2** (12), 1195-1200, (1991).
- [13] M. Rosenbluth, R. Garwin. Tech report, Los Alamos Scientific Laboratory, LA-1850, (1954).
- [14] Ya. B. Zel'dovich, Yu. P. Raizer. *Physics of Shock waves and high - temperature hydrodynamic phenomena*, Vol 1, Academic Press (1966).
- [15] L. D. Landau, E. M. Lifshitz. *Curso de Física Teórica*, Vol 6, Mecánica de Fluidos. Reverté, (1991)