

EFECTOS DE ANISOTROPIA EN UN PLASMA FOCUS

M. Milanese*, R. Moroso, J. Pouzo*

Instituto de Física Arroyo Seco, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires, Pinto 399, (7000) Tandil y

Laboratorio de Fluidodinámica y Plasma, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales ., Universidad Nacional de Mar del Plata, Funes 3350, (7600) Mar del Plata.

F.Castillo Mejía

Investigador invitado del Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Autónoma de México, A.P. 70-543, (04510) MEXICO D.F.

Mediante mediciones con una copa de Faraday se detecta la formación de un *jet* de plasma en el foco. El *jet* presenta una apertura cónica con un semiángulo menor que 8° . Utilizando gas deuterio, se observa la producción de neutrones de fusión D-D en función del ángulo respecto del eje del *pinch* mediante el conteo de trazas de neutrones producidas en plásticos CR 39 y con detectores de Ag activada, simultáneamente. Se determina la existencia de una fuerte anisotropía en la emisión de neutrones (de un factor de hasta 6) en la dirección axial y en un cono de semiángulo similar al del *jet* de plasma. Se analizan las causas y los efectos de estas anisotropías.

INTRODUCCION

La anisotropía en la emisión de neutrones por reacción de fusión D-D ha sido ampliamente informada, tanto en el número total de neutrones emitidos como en el espectro de energía de los mismos [1,2]. Esas anisotropías se vinculan, normalmente, a procesos no térmicos de fusión producidos por haces de deuterones acelerados en el foco, con fuertes componentes de velocidad en la dirección axial [3,4].

El estudio de la mayor o menor importancia de esos efectos se inscribe en una permanente polémica sobre si las reacciones de fusión en el DPF son de origen térmico o del tipo haz-blanco. En una de las mejores determinaciones del espectro de energía de neutrones por la técnica del tiempo de vuelo [5], M. Milanese y J. Pouzo muestran la posibilidad de coexistencia de ambos mecanismos con aportes del mismo orden a la producción total de neutrones. En un reciente trabajo [6] los mismos autores ofrecen modelos sencillos para ambos mecanismos, mostrando que sólo el modelo térmico (o termonuclear) explicaría correctamente la ley de escala empírica del número total de neutrones. Y en función de la corriente en el foco I ($Y \sim I^4$), mientras que el modelo tipo haz-blanco daría sólo una relación lineal $Y \sim I$.

Una de las principales hipótesis del modelo termonuclear es la de confinamiento inercial del plasma en la dirección axial, es decir que la dura-

ción total del foco estaría determinada por la velocidad de fuga de masa por el eje del foco.

En este trabajo se muestran evidencias experimentales de un *jet* de plasma muy colimado que confirmaría la hipótesis de confinamiento inercial en la dirección axial y evidencias de que, al menos, parte de la anisotropía en Y podría ser debida a la existencia de ese *jet*.

EL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El equipo *Plasma Focus* usado es el PACO de Tandil [7]. De 1.9 kJ de energía cuando se lo opera a 31 kV, el PACO alcanza en el foco una corriente de 250 kA y la producción media de neutrones (en 4π str) es de 2×10^8 por disparo, con una presión de llenado de D_2 de 1.5 mbar.

Para la medición del *jet* de plasma, fue desarrollada una copa de Faraday basada en la propuesta de otros autores [8,9]. La copa (ver fig. 1), construída en latón, tiene un diámetro de 10 mm y a su electrodo colector se antepone una primera malla de bronce (16 hilos por cm) que puede ser polarizada hasta ± 1000 V respecto de la copa. Una segunda malla del mismo tipo se conecta a masas a través del tubo metálico que blindo todo el sistema. Las cargas colectadas por la copa van a masas a través de una resistencia $R = 0.4 \Omega$, realizada en cinta de nicrom, de 2 cm de longitud. R fue calculada para que, sobre la base de la inductancia en serie y la capacidad en paralelo de la copa, se obtuviera una respuesta en frecuencia mejor que 100 MHz.

* Investigador CONICET

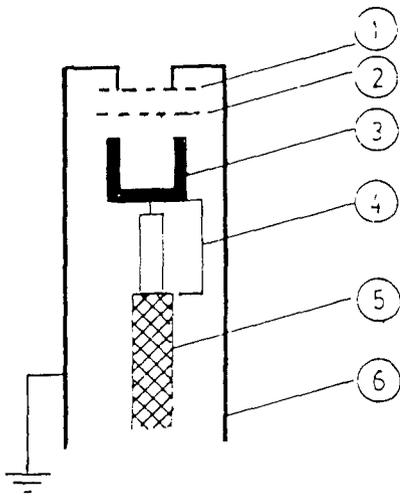


Figura 1: Esquema de la Copa de Faraday: 1) grilla a tierra; 2) grilla de polarización; 3) copa de latón (diám. 10 mm, prof: 10 mm); 4) resistencia $R = 0.4$ ohms; 5) microcoaxial; 6) tubo de blindaje (diám. 25 mm) am. 25 mm).

La copa se dispone en la dirección axial al foco anteponiendo un colimador de 6 mm de diámetro y 35 mm de longitud, con la finalidad de evitar las radiaciones indirectas (ver fig. 2).

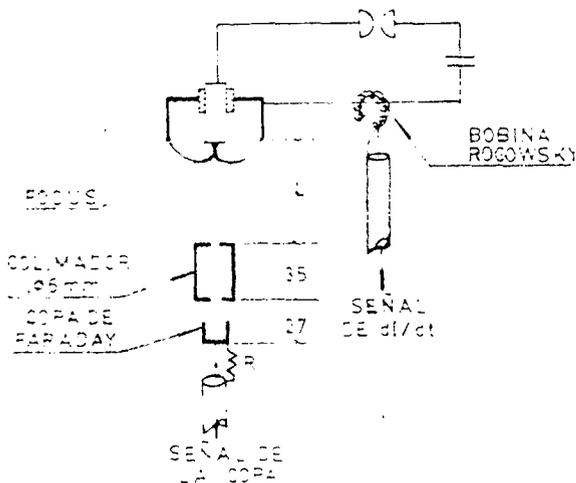
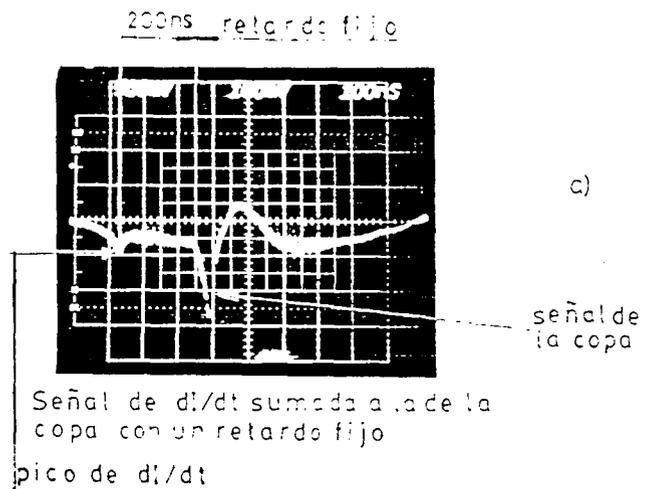


Figura 2: Arreglo experimental para la medición con la copa de Faraday.

La distancia L del colimador al foco se varió entre 5 y 15 cm. La señal de la copa (caída de potencial en R) se detecta en un osciloscopio con memoria (Tektronix 7623), en dos modos: A) Sumando la señal de la copa a la señal de dI/dt

(obtenida con bobina Rogowski) pero con un retardo fijo de 200 ns, para separarla del pico de dI/dt correspondiente al momento de máxima compresión del *pinch* (fig. 3a); B) registrando sólo la señal de la copa pero disparando el osciloscopio con un retraso medido respecto del inicio de la descarga (fig. 3b). El modo A permite obtener el *timing* de la señal de la copa respecto del instante del foco y el modo B, lo da respecto de $t = 0$, ambos con una precisión de 5 ns. La copa fue probada observando señal nula al cubrir la boca de la misma (alternativamente) con láminas de Al, Cu y mylar de 10, 100 y 80 μm de espesor, respectivamente.

MODO A



MODO B

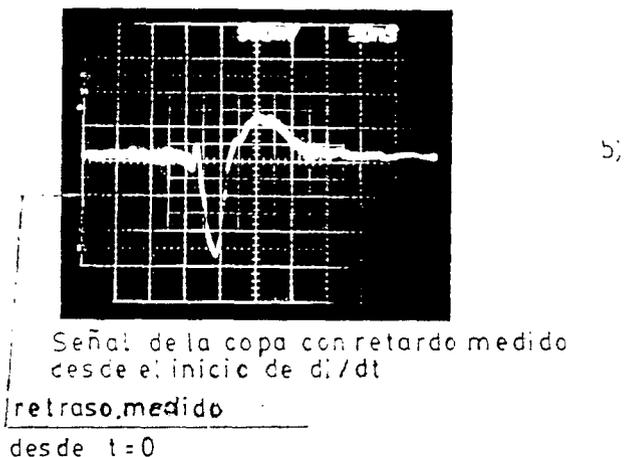


Figura 3: Señales típicas de la copa de Faraday en los dos modos de medición (ver texto)

Los neutrones, integrados en el tiempo, fueron detectados en paralelo por dos métodos diferentes. Uno, midiendo las trazas producidas por los neutrones en un plástico tipo *thermoset (allyl diglycol carbonate)* expuesto en un solo disparo y revelando las trazas por tratamiento con una solución 6N de NaOH. El plástico utilizado fue el CR 39 [10, 11] de la Pershore Mouldings Ltd. en placas de 0.5 mm de espesor. Las trazas en el CR 39 se producen por un proceso de ruptura de las cadenas de este material orgánico. Esto permite una alta eficiencia en la detección tanto de iones como de neutrones. Este material es insensible a la radiación gamma y electrones, además tiene una resolución y sensibilidad única de acuerdo con la partícula nuclear y presenta un bajo umbral de detección (~70 keV). Las investigaciones relativas a la respuesta de este material a la incidencia de neutrones están en pleno desarrollo, por lo que no se puede dar aún una cifra precisa para la eficiencia respecto de estas partículas en el rango de energía que nos interesa.

En cada disparo se dispusieron, sobre un radio de 1m respecto del foco, seis placas de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ ubicadas respectivamente en ángulos de 0, 5, 10, 16, 25 y 90° respecto del eje del cañón. Las placas de CR 39 fueron procesadas con NaOH al 6% N durante 17 hs. a 70°C . Las trazas en el CR 39 fueron contadas en microscopio sobre 25 zonas de 0.35 mm^2 por cada placa, con un error estadístico de entre el 5 y el 20 %.

Por otra parte, se usaron dos detectores del tipo Ag activada con superficie de detección de $13 \times 16 \text{ cm}^2$, ubicados en un radio de 38 cm del foco en las posiciones angulares de 0 y 90° respecto del eje.

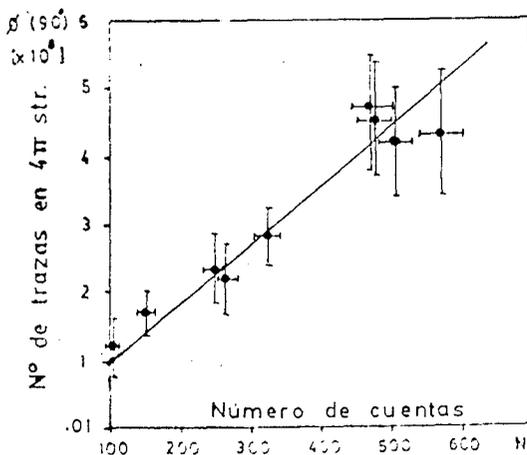


Figura 4: Flujo de neutrones en 4π (ϕ) medido por las tazas en CR 39 vs. número de cuentas (N) del detector de Ag activada.

Utilizando el mismo DPF como fuente de neutrones, se midió el número de cuentas N de los detectores de Ag activada, determinando simultáneamente el flujo ϕ de neutrones por el número de trazas en las placas de CR 39 (expresadas en la extensión de 4π str). En la fig. 4 se muestra N vs ϕ , donde puede verse una correspondencia lineal entre ambas mediciones.

Para estas medidas se tomaron sólo valores a 90° por razones que se explican más adelante.

OBSERVACIONES DEL JET DE PLASMA

Las formas típicas de señal de la copa son las mostradas en la fig. 3b. Aquí se considera que esta señal corresponde a un plasma con una parte inicial negativa debida a la mayor movilidad de los electrones y una posterior, positiva, debida a las cargas positivas del plasma. En todos los casos, la integral completa de la señal (que correspondería a la carga total colectada por la copa) resulta nula, lo que confirmaría esta interpretación. La primera grilla fue polarizada con tensiones positivas y negativas de hasta 1000 V sin notar cambios destacables en la señal, lo cual permite afirmar que no son importantes los efectos de emisión secundaria. La amplitud de la señal de la copa guarda una relación directa con la eficacia del disparo, medida por la amplitud del pico de dI/dt y el registro de ϕ a 90° .

Con una distancia $L = 7.5 \text{ cm}$, se registró la amplitud V del pico negativo de la señal de copa, para distintos desplazamientos r del eje de la copa respecto del eje de los electrodos, tomando como referencia un valor similar de $\phi(90^\circ)$ (para que los resultados se pudieran comparar). En la fig. 5 se muestra el posicionado de la copa y el resultado obtenido por V vs. r. La señal se anula totalmente cuando el borde del orificio del colimador está a 1 cm del eje del cañón, lo cual corresponde a un semiángulo máximo del jet de plasma $\alpha = 7.6^\circ$.

DISTRIBUCION ANGULAR DE ϕ

En la fig. 6 se da el flujo de neutrones ϕ en función del ángulo de detección θ , para un disparo de alta producción de neutrones (a) y para uno de producción media (b). En la fig. 6 se muestran los mismos resultados de ϕ vs. θ , pero en representación polar, donde puede apreciarse mejor la fuerte anisotropía (un factor 6) que se produce en un ángulo muy estrecho alrededor del eje del *pinch*.

Sin embargo, al integrar el flujo sobre todo el ángulo sólido, puede verse que ese valor no difiere mayormente de $\phi(90^\circ)$. En otras palabras, los procesos no térmicos, que bien pueden asociarse a esta pronunciada anisotropía, parecerían no modificar sustancialmente la producción total de neutrones con base termonuclear.

Aquí puede explicarse por qué para hallar la correspondencia entre las detecciones con CR 39 y las efectuadas con el método de Ag activada se midió sólo a $\theta = 90^\circ$. Es que estos últimos detectores dan una anisotropía $\phi(0^\circ)/90^\circ$ del orden de 2 [7]. La explicación de esta diferencia puede ser la siguiente: los neutrones emitidos a 0° que provienen de procesos no térmicos tienen energías mayores que los 2.45 MeV respecto del centro de masa, puesto que el neutrón lleva parte de la velocidad del haz en los procesos haz-blanco; como el rango del neutrón en la parafina es mayor para energías más elevadas, lo más probable es que mucho de esos neutrones más energéticos atraviesen la parafina del detector sin ser termalizados y por lo tanto sin ser detectados.

Resulta destacable la coincidencia entre la apertura del jet cónico de plasma con la correspondiente al cono de máxima anisotropía en ϕ .

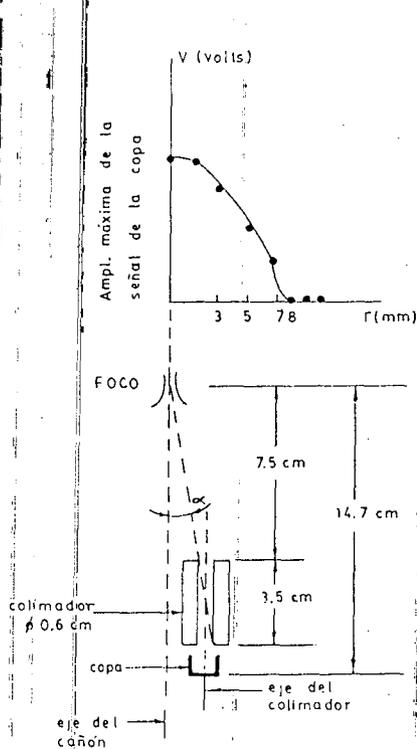


Figura 5: Determinación de la amplitud angular del jet de plasma.

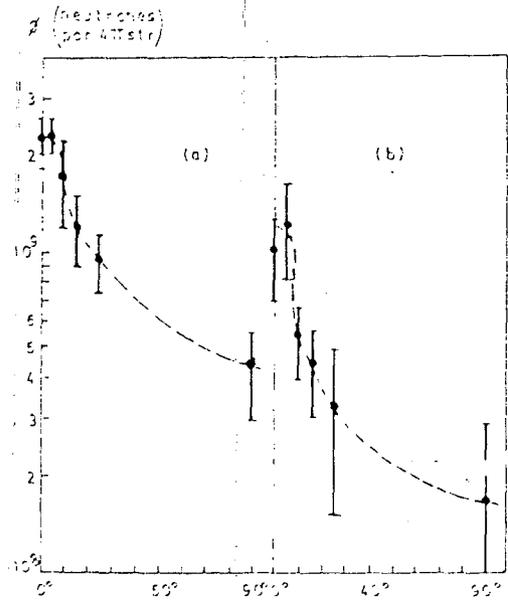


Figura 6: Flujo de neutrones ϕ en función del ángulo θ respecto al eje del pinch.

- a) Un disparo con alta producción de neutrones Y.
- b) Un disparo con valor medio de Y.

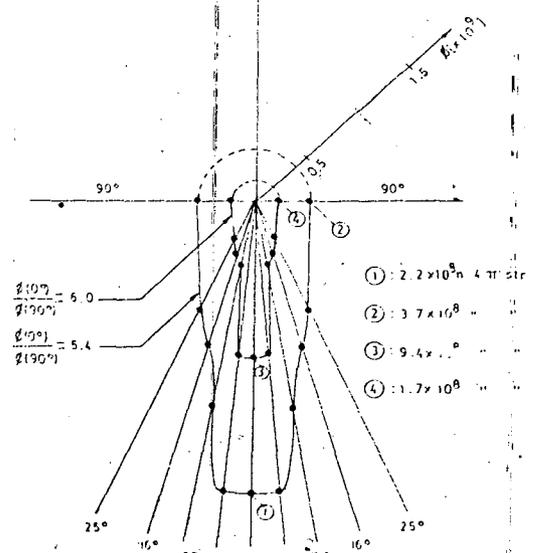


Figura 7: Representación polar de los valores $\phi(\theta)$ de la fig. 6.

OBSERVACIONES FINALES

Aquí cabe reseñar las siguientes características generales de la señal:

- a) Generalmente no se registran retrasos sig-

nificativos entre el inicio de la señal de la copa (pico negativo) y el pico dI/dt .

b) Desde ese inicio, el máximo del pico negativo se ubica a unos 50 ns y el del pico positivo a unos 100 ns.

Bajo la hipótesis del *jet* de plasma, la medición efectuada no permite correlacionar el inicio de la emisión del *jet* con alguna etapa de la compresión del *pinch*, ni tampoco el tiempo en que arriba la masa principal del plasma. El inicio de la señal negativa podría deberse a los electrones radiados por ese plasma, y el máximo de ese pico podría indicar la llegada de los primeros iones; pero, por el momento, no pueden hacerse afirmaciones serias respecto de la velocidad del *jet*. Lo que si queda firme es la apertura del mismo y su cota máxima de duración, que debe ser inferior a la duración total del pulso de la copa (unos 150 ns).

La existencia del *jet* de plasma de una confirmación experimental a la hipótesis que la duración del *pinch* está definida por el tiempo de fuga de masa por el eje. Si el plasma es eyectado con la velocidad del sonido, los deuterones saldrían entonces con una energía media del orden del keV. Integrando el pulso negativo típico de la señal de la copa de Faraday, se obtiene una carga total del orden de 10^{-7} Coul que, considerando la reducción impuesta por el colimador, correspondería a un total de 10^{13} cargas negativas elementales. Si de ese cálculo estimamos que el número total de deuterones del *jet* es de ese orden o más, resultaría que un número de 10^{10} deuterones con energías superiores a los 50 keV (de la cola de la maxwelliana), estaría incidiendo sobre el deuterio neutro, en un estrecho cono (fracción de ángulo sólido de 3×10^{-3}).

Este efecto tendría una buena probabilidad de producir la anisotropía observada en ϕ .

REFERENCIAS

- [1] Mather J., Proc. of Conf. on Plasma Phys. and Contr. N. Fusion Res., Culham (1966), IAEA, II, p.385.
- [2] Steinmetz K., Hubner K., Rager J., Robouch B., N. Fusion **22** (1982) p.25.
- [3] Patou C., Simonnet Aj., Watteau J., Phys. Lett. **29 A** (1969) p. 1.
- [4] Jäger U., Bertalot L., Herold H., Rev. Sci. Instr. **56** (1985) p. 77.
- [5] Milanese M., Pouzo J., N. Fusion **18** (1978) p. 533.
- [6] Milanese M., Pouzo J., "Small Plasma Physics Experiments", World Sc. Pb., London (1988) p. 66.
- [7] Pouzo J., Cortázar D., Milanese M., Moroso R., Piriz Rj., Ibidem, p. 80.
- [8] Starke T. P., Rev. Sci. Instr. **51** (1980) p. 1473.
- [9] Pearlman J. S., Rev. Sci. Instr. **48** (1977) p. 1064.
- [10] Cartwright B. G., Shirk E. K., Price P. B., Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) p. 457.
- [11] Pitt E., Scharmann A., Simmer R., Nuclear Tracks Radiat. Meas., **19** (1991) p. 517.