

PLASMA FOCUS COMPACTO PARA LA GENERACIÓN DE PULSOS DE RADIACIÓN NEUTRÓNICA Y RAYOS X DE ALTA ENERGÍA Y MUY CORTA DURACIÓN

Di Lorenzo F.¹, Lazarte A.¹, Vieytes R.^{1,2}, Clause A.³, Moreno C.¹

Laboratorio Plasma Focus INFIP-PLADEMA, FCEyN UBA.

Pabellón I. Ciudad Universitaria (CE1428II). Buenos Aires. Argentina

¹ Departamento de Física FCEyN-UBA, INFIP-CONICET y PLADEMA.

² Escuela Superior Técnica Gral. Div. Manuel N. Savio. IESE.

³ Departamento de Computación y Sistemas. FCE-UNC, CNEA-CONICET.

email: rvieytes@focuslab.lfp.uba.ar

Los equipos Plasma Focus se caracterizan por ser generadores pulsados de intensos haces de radiación neutrónica (si se los opera con deuterio) y rayos X duros. En el laboratorio Plasma Focus, los pulsos de radiación neutrónica generados en el equipo GN1 se han utilizado para la detección de materiales ricos en hidrógeno y los pulsos de radiación X para la obtención de radiografías y tomografías de piezas metálicas tanto fijas como en rápido movimiento. Sin embargo, el volumen de esta máquina es considerable ($\sim 1 \text{ m}^3$) siendo dificultoso su traslado. En este trabajo se presenta una versión compacta de un equipo Plasma Focus de mediana energía; mostrándose las características geométricas y eléctricas, su desempeño como generador de neutrones de fusión y como fuente de rayos X duros. Se reproduce, mediante un modelo semiempírico simplificado, su desempeño como generador pulsado de neutrones.

Plasma Focus devices are characterized by its strong pulses of neutrons (if the working gas is deuterium) and hard X-ray. In the Plasma Focus Laboratory the neutron output generated at GN1 Plasma Focus device is used for water detection, whereas the X-rays pulses for introspective imaging (radiographs and tomographs) of metallic pieces, static or in fast motion. However, this machine is $\sim 1 \text{ m}^3$ in volume and is nor easy to carry around. In the present report a tabletop version of medium energy device is presented. The geometrical and electrical characteristics as well as its performance as neutron generator and hard X-ray source are shown. Using a simplified semiempirical model, the performance of this device as neutron generator is reproduced.

I. INTRODUCCIÓN

El funcionamiento de los equipos Plasma Focus (PF) se basa en la generación y posterior focalización de una lámina de plasma formada mediante una descarga eléctrica capacitiva de alta potencia, realizada en un gas inicialmente neutro y a baja presión ($\sim 1 \text{ mbar}$). El calentamiento, aceleración y posterior autocompresión del plasma dan lugar a una rápida focalización del mismo lo que a su vez origina distintos tipos de radiaciones, tales como haces de electrones, de iones, de rayos X y también, si se utiliza deuterio como gas de trabajo, se generan neutrones de fusión, de $2,45 \text{ MeV}$ ⁽¹⁾.

Los equipos PF han sido estudiados intensamente durante las décadas de los '60 y los '70 con el propósito fundamental de emplearlos como posibles reactores de fusión, destinados a la producción de energía. Existen en la actualidad sistemas PF de muy diverso porte, cubriendo el rango que abarca desde equipos miniaturizados, que operan con energías almacenadas del orden de decenas de Joules⁽²⁾, hasta equipos en los que se trabaja en la escala de los MJ⁽³⁾.

Parte del interés actual que los PF despiertan, se centra en aplicaciones no convencionales de los neutrones de fusión y los rayos X. Entre ellas puede mencionarse la detección de substancias ricas en hidrógeno por dispersión neutrónica⁽⁴⁻⁶⁾ y radiografías de objetos metálicos⁽⁷⁾. Estas aplicaciones requieren que el equipo PF sea fácil de transportar y de un diseño tal que su

armado y operación pueda ser realizado por personal con mínima formación.

En el presente trabajo, se mostrarán los parámetros más importantes del diseño de un equipo PF compacto, de mediana energía y optimizado para la producción neutrónica y de rayos X duros, destinado a las mencionadas aplicaciones. Así mismo, se empleará un modelo simplificado que, mediante la introducción de parámetros de ajuste de interpretación física inmediata, reproduce las características de la producción neutrónica de este equipo.

II. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El dispositivo consta de una fuente de alta tensión de 30 kV , con la que se carga, a través de una resistencia limitadora, un conjunto de 8 capacitores ($0,70 \mu\text{F}$, 50 kV , cada uno) conectados en paralelo en un arreglo estrellado. Este banco almacena una energía de $\sim 2,5 \text{ kJ}$ cuando se lo opera a 30 kV . La conexión entre el banco y el juego de electrodos se realiza mediante una llave rápida gaseosa accionada por un sistema auxiliar de disparo. Las descargas se producen en el interior de una cámara que contiene una atmósfera tenue del gas de trabajo. El rango de presiones de operación del PF STAR esta comprendido entre 2 y 6 mbar .

La cámara de descargas es cilíndrica, de acero inoxidable, de aproximadamente 1 dm^3 de volumen, y contiene un conjunto de dos electrodos cilíndricos coaxiales con ella; el central, formado por un tubo de

cobre que actúa como ánodo; y otro externo, compuesto por doce varillas de bronce angularmente equiespaciadas. Ambos electrodos están separados en su base por un tubo de vidrio Pyrex denominado aislante. Si el equipo se opera en un determinado rango de presiones⁽⁸⁾, la descarga se forma a lo largo del aislante con simetría azimutal. La estructura formada es denominada lámina de corriente. Ésta transporta la corriente con una densidad J que interactúa con el campo magnético B generado por ella misma, produciendo una fuerza por unidad de volumen $J \times B$ (fuerza de Lorentz), la cual impulsa a la lámina a velocidades supersónicas^(1,9) (~ 10 cm/ μ s), hacia el extremo libre de los electrodos.

La lámina de corriente adopta una forma aproximadamente parabólica, como se muestra en la figura 1, y cuando llega al extremo libre de los electrodos aparece una componente radial de la fuerza de Lorentz provocando una rápida compresión radial, como consecuencia de lo cual, se produce una zona de plasma muy denso ($n \sim 10^{19}$ cm⁻³) y muy caliente ($T \sim 10^6$ °K) denominada foco. En esta región se producen haces de iones y electrones por efecto de los campos electromagnéticos inducidos y, si el gas de trabajo es deuterio, reacciones de fusión. En la operación normal del equipo, los electrones se dirigen hacia la base del ánodo y al frenarse contra él dan origen a rayos X de alta energía ($\sim 10^2$ keV)⁽¹⁰⁾.

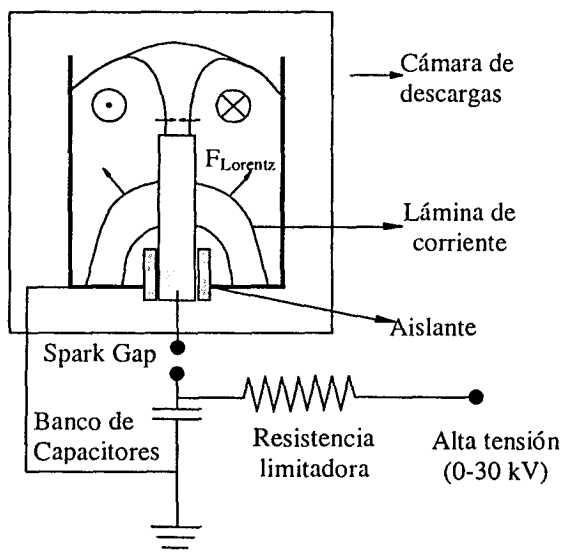


Figura 1: Diagrama esquemático del PF utilizado y la evolución temporal de la lámina formada.

En la figura 2 se muestra una fotografía del equipo diseñado y construido en el Laboratorio Plasma Focus. Se observa que es de relativamente poco tamaño, compacto y transportable. En la parte superior se puede observar la cámara de descargas, con su conexión al equipo de vacío, en la parte central el banco de capacitores de configuración estrellada y sobre él la llave rápida y la cámara de descargas. En la parte inferior se observa el carro de transporte (cuyas dimensiones son 40 cm de alto x 50 cm de ancho x 70 cm de largo) y el circuito de control, ubicado en el interior del carro. El PF STAR resulta entonces ideal como fuente pulsada transportable de radiación neutrónica y haces de rayos X duros.

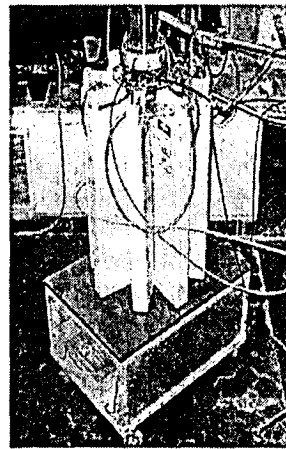


Figura 2: Fotografía que muestra la construcción compacta del equipo STAR. Se observa el conjunto de capacitores dispuestos en forma de estrella; sobre estos la llave rápida y la cámara de descargas. Todo el sistema está montado sobre un carro que permite su movilidad.

Es comúnmente aceptado en la comunidad científica que estudia los equipos PFs, que su optimización como generador de reacciones de fusión (y más en general, como generador de plasmas densos y energéticos) consiste en lograr que el colapso de la lámina ocurra en coincidencia con el máximo de la corriente (condición de acoplamiento electromecánico). También que la lámina sea "fina", única, se forme sobre el aislante, transporte toda la corriente y esta sea la máxima posible⁽¹¹⁾. Para éste equipo se fijó la geometría de sus electrodos, como así también la del aislante y se trabajó sobre la geometría del banco y conexión para lograr la optimización en término del criterio antes mencionado.

En la tabla I se consignan los parámetros eléctricos y geométricos del equipo y del juego de electrodos más relevantes.

Capacidad C [μ F]	5,6
Inductancia L_{ext} [nH]	75
Resistencia R_{ext} [$m\Omega$]	30
Tensión de carga V_0 [kV]	30
Presión de llenado p_0 [mbar]	2 a 5
Gas de llenado	D ₂ , D ₂ -Ar
Material del ánodo	cobre (OFHC)
Radio externo del ánodo r_i [mm]	12,5
Longitud del ánodo x_i [mm]	108,0
Material del cátodo	bronce
Radio medio del cátodo r_e [mm]	37,5
Material del aislante	Pyrex
Radio externo del aislante r_a [mm]	19,25
Longitud libre del aislante l_a [mm]	33,4
Corriente máxima [kA]	450
Instante de corriente máxima [μ s]	$\approx 1,25$
Peso [kg]	70
Volumen total [m^3]	1/5

TABLA I: Parámetros del equipo Plasma Focus.

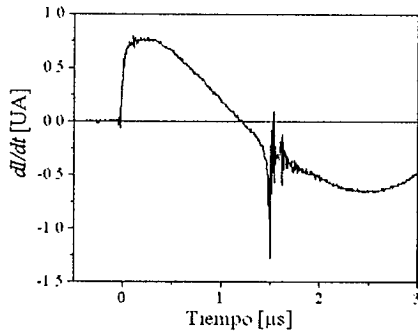


Figura 3: Señal característica de la derivada temporal de la corriente en una descarga a 2 mbar de deuterio.

III. CARACTERIZACIÓN

El desempeño del equipo puede caracterizarse tanto desde el punto de vista eléctrico-dinámico como de la producción neutrónica y de rayos X. Para el primer caso se midió la derivada temporal de la corriente de la descarga por medio de una bobina de Rogowski colocada coaxialmente con la llave rápida. En la figura 3 se ilustra una señal típica de esta diagnóstica correspondiente a una descarga a 2 mbar. Se observa que el comportamiento general es del tipo cosenoidal, como corresponde a un circuito RLC, con una aguda incursión negativa en instantes cercanos a $t \approx 1,5 \mu s$, que corresponde a la focalización de la lámina de corriente sobre el eje de los electrodos. Al intervalo de tiempo que transcurre desde el inicio de la circulación de la corriente hasta el instante en que se produce dicha incursión negativa se lo denomina tiempo de focalización τ_f .

La dinámica de la lámina de corriente, no sólo depende de la corriente que transporta, sino también de la cantidad y tipo de gas que es "barrido" en su movimiento, a mayor masa barrida, menor será su velocidad y por tanto mayor será el tiempo de focalización. En la figura 4 se muestra la dependencia de dicho tiempo con la presión de deuterio.

La detección de neutrones se llevó a cabo utilizando un detector de plata activada, que se basa en la captura neutrónica de la ^{109}Ag y su posterior decaimiento en ^{110}Cd emitiendo rayos beta que a su vez son registrados

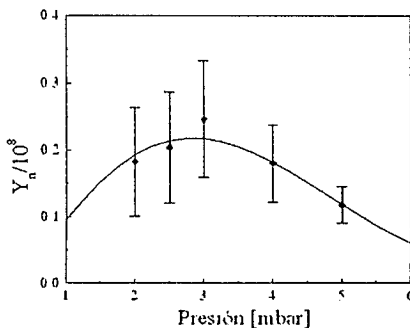


Figura 5: Producción neutrónica (Y_n) en función de la presión de llenado de D_2 . La línea continua es el ajuste del modelo con $\xi_R = 0,020$ y $r_s = 4,51 \cdot 10^7$ m.

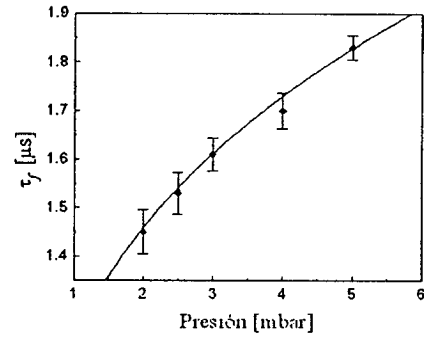


Figura 4: Tiempo de focalización en función de la presión. La línea continua es el ajuste del modelo, con $\xi_A = 0,28$.

mediante tubos Geiger. El detector fue colocado a 60 cm de distancia de la región de focalización, frontal a la cámara. En la figura 5 se presenta, como función de la presión de deuterio en la cámara, la producción neutrónica del PF STAR. Los puntos corresponden al valor medio registrado sobre un promedio de 40 descargas y las barras de error representan la desviación estándar de la misma. Se observa que la producción es máxima en un entorno de los 3 mbar siendo el valor medio máximo del orden de $3 \cdot 10^7$ neutrones por disparo.

Los rayos X duros se detectaron utilizando un fototubo ópticamente acoplado a un centellador plástico NE102A ubicado a 6,7 m de la cámara de descargas. El eje del detector se encuentra en un plano perpendicular al eje de los electrodos que pasa a la altura de la región donde se produce el foco. En la figura 6 se presenta una señal típica del fototubo. El primer pico que se observa corresponde a la radiación X (con un ancho altura mitad de ~ 25 ns) que llega al sistema detector. Como el plástico centellador es también sensible a los neutrones, se puede observar un segundo pico, separado ~ 300 ns del primero que corresponde al arribo de los neutrones. Es fácil verificar que este pico corresponde a la emisión neutrónica ya que el retraso observado corresponde al tiempo de vuelo requerido para que un neutrón de fusión recorra la distancia entre el equipo y el centellador y aparece sólo cuando el detector de plata activada registra neutrones.

Para ilustrar las posibles aplicaciones de la emisión de

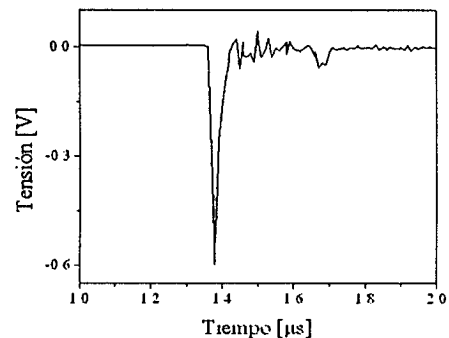


Figura 6: Señal característica del fototubo a 2 mbar en una mezcla de Ar 5% y D_2 95%. El primer pico corresponde a la radiación X y el segundo a la neutrónica.

rayos X duros que este equipo produce, se colocó un disco de bronce sobre la tapa superior de la cámara y sobre éste se dispuso una película radiográfica (AGFA CURIX de 13 x 18 cm.) en su correspondiente respaldo. La película fue revelada según el procedimiento estandar indicado por el fabricante. La imagen obtenida se presenta en la figura 7. La misma corresponde a un cilindro de bronce de ~ 10 cm de diámetro, el agujero central es pasante mientras los pequeños corresponden a agujeros ciegos. La periferia del cilindro aparece más oscura ya que por ser, el cilindro en esa zona de mayor espesor (~1 cm), la película fue menos impresionada. Merece destacarse que la radiación que impresionó la placa atravesó primero la tapa de la cámara, que es de acero inoxidable y tiene 3 mm de espesor.

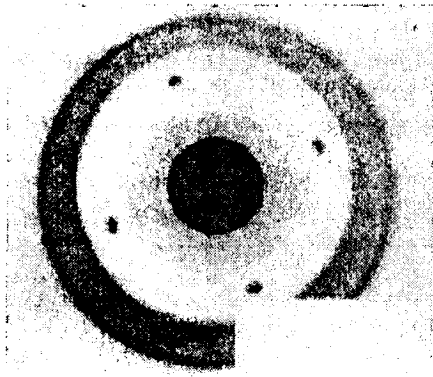


Figura 7: Radiografía de un disco cilíndrico de bronce de 10 mm de espesor. Se observan un orificio central pasante y cuatro orificios ciegos.

IV. MODELO PARA EL TIEMPO AL FOCO Y LA PRODUCCIÓN NEUTRÓNICA

Suponiendo que la producción neutrónica (Y_n) en el foco de un equipo PF, es de origen termonuclear, el número de neutrones por reacciones D-D que se generan se puede estimar como:

$$Y_n = \frac{1}{2} \int_{\Delta t} dt n^2 \langle \sigma_{DD} v \rangle V \quad (1)$$

donde n es la densidad numérica de deuterones, V el volumen del foco, Δt el intervalo de tiempo en el cual las condiciones para que ocurran las reacciones de fusión se cumplen (duración característica del foco), σ_{DD} es la sección eficaz térmica de fusión, v la velocidad térmica de los deuterones y el símbolo $\langle \rangle$ indica el promedio sobre la función de distribución de los mismos, que se supondrá maxwelliana con temperatura T . Este promedio se puede escribir como:

$$\langle \sigma_{DD} v \rangle = \langle \sigma_{DD} v \rangle^* \theta^{-2/3} \exp(-\theta^{-1/3}) \quad (2)$$

siendo θ la temperatura iónica adimensionalizada con la temperatura de referencia $T_r = 7,66 \cdot 10^{10} \text{ }^\circ\text{K}$ y $\langle \sigma_{DD} v \rangle^*$ un coeficiente numérico cuyo valor es $3,31 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$.

El factor 1/2 aparece en la ecuación (1) ya que no todas reacciones de fusión D-D produce un neutrón. En efecto, existen dos canales para tal reacción: ${}^2\text{D}(d,n){}^3\text{He}$ y ${}^2\text{D}(d,p){}^3\text{Tr}$ cada uno de los cuales tiene una probabilidad del 50%, por lo tanto la mitad de las reacciones de fusión dan lugar a la aparición de un neutrón.

Para reproducir tanto Y_n como el tiempo de focalización, se implementó un modelo semiempírico, cuyos datos de entrada son los parámetros del equipo mostrados en la tabla I, y los valores experimentales del tiempo de focalización (τ_e) y la producción neutrónica media Y_{ne} . El modelo, cuyos detalles se pueden encontrar en la referencia 12, requiere de tres parámetros ξ_A , ξ_R , r_s , que se suponen independientes de la presión y que, cada uno de los cuales, tiene una interpretación física inmediata. Los parámetros ξ son llamados eficiencia de barrido, axial (A) y radial (R) respectivamente, y tienen en consideración la cantidad de masa que la lámina de corriente colecta en su movimiento. El parámetro r_s , está asociado con el radio de la región de plasma denso y caliente formado (pinch) en un estado de referencia isentrópico.

Considerando la conservación del impulso lineal para la lámina de corriente, y la ecuación de evolución de la corriente del circuito, la evolución temporal de la posición de la lámina de corriente queda determinada por:

$$m x \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{2} l \left(\frac{dQ}{dt} \right)^2 - m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \quad (3a)$$

$$\frac{d}{dt} \left[(L_{ext} + l x) \frac{dQ}{dt} \right] + \frac{Q}{C} = 0 \quad (3b)$$

donde C es la capacidad del banco, L_{ext} es la inductancia externa del equipo, l la inductancia por unidad de longitud del cañón, Q la carga instantánea del capacitor, $-dQ/dt$ la corriente, x la posición de la lámina de corriente, referida a la base de los electrodos, dx/dt su velocidad y m la masa barrida por la lámina por unidad de longitud, la cual se puede escribir como

$$m = \rho_0 \pi (r_e^2 - r_i^2) \xi_A \quad (4)$$

con ρ_0 la densidad del gas de llenado de la cámara y r_e , r_i el radio de los electrodos (externo e interno, respectivamente). El factor ξ_A es el primer parámetro de este modelo. El tiempo en el cual la lámina llega al eje de los electrodos, puede estimarse aproximadamente como:

$$\tau^2 \omega^2 - \text{sen}^2(\tau \omega) = \rho_0 \pi (r_e^2 - r_i^2) \frac{4x_i^2}{lQ_0^2} \xi_A \quad (5)$$

donde x_i es la longitud del ánodo, Q_0 es la carga inicial del banco de capacitores y $\omega = (L_T C)^{-1/2}$ con L_T la inductancia externa más la propia del cañón ($L_T = L_{ext} + l x_i$).

Ya que este modelo no incluye la etapa de ruptura dieléctrica (formación y despegue de la lámina), al tiempo obtenido de (5) hay que sumarle la duración de esta etapa τ_b , la cual se puede estimar⁽⁸⁾ en ~ 300 ns, para este equipo y en el rango de presiones de interés, entonces

$$\tau_f = \tau + \tau_b \quad (6)$$

Cuando la lámina colapsa, el modelo supone que se forma un volumen cilíndrico de plasma (pinch) de altura h y radio r . La masa de este volumen puede ser evaluada como $M = \rho_0 \pi r_i^2 h \xi_R$, donde h es la altura del pinch, y ξ_R es el segundo parámetro del modelo. La etapa subsiguiente a la llegada de la lámina al eje, puede describirse como una competencia entre la presión magnética y la presión cinética del plasma. Suponiendo que la transformación que sufre el plasma es adiabática, la

evolución temporal de la interfaz plasma-vacío, localizada a un radio r , puede describirse de la siguiente manera:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{h}{M} \left[\frac{2\pi p_R r_R^{2\gamma}}{r^{2\gamma-1}} - \frac{\mu_0 I^2}{4\pi r} \right] \quad (7)$$

los parámetros p_R y r_R son valores de referencia para la presión y el radio a lo largo de una adiabática, I es la corriente y γ el coeficiente adiabático (considerado como 5/3). Suponiendo que el tiempo característico de la variación de r ($r/(dr/dt)$) es mucho mayor que el tiempo característico de la variación temporal de I ($I/(dI/dt)$) y que las variables termodinámicas permanecen cercanas al equilibrio de Bennett, la ecuación (7) se puede linealizar como:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \left[\frac{h\mu_0 I^2}{3\pi M r_B^2} \right] (r - r_B) = 0. \quad (8)$$

El radio r_B (radio de Bennett) corresponde al valor de r para el cual se anula el término derecho de la ecuación (7) el cual resulta:

$$r_B = \left(\frac{8\pi^2 p_R r_R^{2\gamma}}{\mu_0 I^2} \right)^{\frac{1}{2(\gamma-1)}}. \quad (9)$$

La temperatura de Bennett, escrita de forma adimensional resulta ser:

$$\theta_B = \frac{k}{kT_r} \frac{\mu_0 I^2}{16\pi N} \quad (10)$$

donde k es la constante de Boltzmann y N la densidad numérica de deuterones en el volumen del pinch ($N=M/m_d$ con m_d la masa del deuterón). La ecuación (9) se puede reescribir en términos de θ_B y del tercer parámetro del modelo, r_s , como:

$$r_B = r_s \theta_B^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (11)$$

Con lo desarrollado hasta aquí, la ecuación (1) puede aproximarse como:

$$Y_n \approx \frac{N^2 \langle \sigma_{DD} v \rangle_B \Delta t}{2V_B} \quad (12)$$

donde el subíndice B indica que las cantidades deben ser evaluadas usando el radio r_B y la temperatura θ_B . El tiempo característico del pinch, Δt , es estimado como el semiperíodo del oscilador descrito por la ecuación (8)

$$\Delta t = \pi r_B \sqrt{\frac{3\pi N m_d}{h\mu_0 I^2}} \quad (13)$$

Para obtener los valores numéricos de ξ_A , ξ_R y r_s , se estableció el siguiente procedimiento:

El valor de la eficiencia de barrido axial, ξ_A , se determinó buscando aquel valor que minimizara las diferencias cuadráticas entre los valores del tiempo de focalización medidos y los predichos por el modelo con la corrección de la ecuación (6)). En la figura 4, en línea continua se pueden observar los valores predichos por la ecuación (6) de tiempo de focalización con el valor para $\xi_A = 0,28$ obtenido por el método de minimización.

El valor numérico de la eficiencia de barrido axial ξ_R y del radio de referencia r_s , se obtienen con el mismo procedimiento, pero utilizando como datos de entrada, la

producción neutrónica media del equipo. La figura 5 muestra en línea continua, la producción predicha por (12) con $\xi_R = 0,020$ y $r_s = 4,51 \cdot 10^{-7}$ m

V. COMENTARIOS FINALES

El equipo es confiable, seguro y transportable. Los pulsos son de duración muy corta (<50 ns) y mientras el equipo se halla apagado no emite ningún tipo de radiación. Este dispositivo compacto, transportable y pulsado de producción neutrónica y de rayos X es de utilidad en una amplia gama de aplicaciones, que ya han sido probadas en el equipo PF GN1^(5, 10).

La dinámica de la descarga, como la producción neutrónica pueden ser reproducidas con un modelo semiempírico que ya ha sido aplicado a otros equipos de distintas características que el presentado.

La producción neutrónica media (que es $\sim 3 \times 10^7$ neutrones por disparo), resulta muy interesante, debido a que por sus características el PF STAR se puede operar de manera repetitiva.

Si bien aún no se cuenta con una caracterización de la energía efectiva de la radiación X emitida, se estima que la misma es cercana a los ~ 100 keV. No obstante, esta energía es suficiente como para radiografiar una pieza de bronce de varios milímetros de espesor, obteniéndose una buena definición y contraste en la película.

Agradecimientos:

El presente trabajo contó con el apoyo económico de la IAEA (TC Proj. ARG1026-11099L), del PLADEMA - CNEA y de la UBA (X074).

Referencias

- 1- Mather J W. Dense Plasma Focus. In: Methods of Experimental Physics 9 B. Lovberg H., Griem H. Eds. Academic Press, New York and London, pp. 187 - 249, (1971).
- 2- Silva P, Soto L, Moreno J, Sylvester G, Zambra M, Altamirano L, Bruzzone H, Clausse A and Moreno C. Rev. Sci. Inst., **73** (7), 2583-2587, (2002).
- 3- Sholtz M, Miklaszewski R, Paduch M, Sadowski M, Szydowski A and Tomaszewski K. IEEE Trans. on Plasma Sci. **30** (2), 476-481, (2002).
- 4- Moreno C, Clausse A, Martínez J, Llovera R, Tartaglione A, Vénere M, Barbuzza R and del Fresno M. AIP Conference Proc **563**, H. Chuaqui and M. Favre Eds, 300-305, (2000).
- 5- Llovera R, Tartaglione A, Clausse A y Moreno C. Anales AFA, **12**, 111-113, (2000).
- 6- Pouzo J, Milanese M, and Moroso R. AIP Conf. Proc., **669** (1), 277-280, (2003).
- 7- Moreno C, Clausse A Martínez J, Llovera R and Tartaglione. Nukleonika, **26**, (1), 33-34, (2001).
- 8- Bruzzone H, Vieytes R. Plasma Physics and Controlled Fusion, **35**, (12), 1745-1754, (1993).
- 9- Lazarte A, DiLorenzo F, Martínez J, Clausse A, Moreno C. Anales AFA, **14**, 110-114, (2002).
- 10- Raspa D, Llovera R, Clausse A, Moreno C. Anales AFA, **14**, 115-118, (2002).
- 11- Ch. Maisonnier, J.P. Rager, C. Gourlan, M. Galanti, P. Morgan, Proc. Int Conf on Plasma Phys. And Contro. Nucl. Research. Berchtesgaden, IAEA, Vol III , 447, (1976).
- 12- Moreno C, Bruzzone H, Martínez J, Clausse A. IEEE Trans. on Plasma Sci. **28** (5), 1735-1741, (2000)