

DISEÑO Y PRIMEROS ENSAYOS DE FUNCIONAMIENTO DE UN PROTOTIPO DE THETA-PINCH LINEAL CLÁSICO DE PEQUEÑAS DIMENSIONES

J. Niedbalski*, **J. Reyna Almandos****, **M. Milanese***, **R. Moroso***, **A. Laquidara****,
S. Guichón* y **J. Supán***

*Instituto de Física Arroyo Seco (IFAS) - Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires
Pinto 399 - (7000) Tandil - Buenos Aires - Argentina

**Centro de Investigaciones Ópticas (CIOp), Casilla de Correo 124, (1900) La Plata.
jniels@exa.unicen.edu.ar

Dispositivos theta-pinch lineales en sus distintas variantes (clásico y de campo invertido), constituyen alternativas a los z-pinch (plasma focus, vacuum-gap, etc.) para producir plasmas magnetizados de alta densidad y temperatura de relevancia en investigaciones de fusión nuclear controlada y espectroscopia atómica. El mecanismo físico básico asociado con una descarga theta-pinch lineal clásica, se funda en la generación de un intenso campo magnético variable $\mathbf{B}_z(t)$ configurado paralelamente al eje de una celda cilíndrica (coordenada z) contenedora de un plasma (gas ionizado) a baja presión y a la interacción del mismo con la densidad de corriente laminar $\mathbf{J}_\theta(t)$ resultante del campo eléctrico azimutal inducido en el plasma durante su variación. Como consecuencia de esta interacción, aparece una fuerza radial dirigida hacia el eje de la celda que comprime significativamente el plasma inicial. En esta comunicación se presentan el diseño y resultados de primeros ensayos de funcionamiento de un prototipo de theta-pinch lineal clásico de reducidas dimensiones, destinado a investigaciones espectroscópicas de gases mediana y altamente ionizados y al comienzo del estudio de este método también para otras aplicaciones que incluye la producción de reacciones de fusión nuclear D-D. La ionización del gas de trabajo necesaria para el comienzo del proceso de compresión, se obtiene a través de una combinación de dos descargas axiales de alta frecuencia. La primera descarga, que inicia la etapa de precalentamiento (~25 MHz y 4 kV de amplitud), es generada electrónicamente y aplicada internamente en la celda entre electrodos situados en sus extremos que actúan como sello de presión. La segunda, que permite elevar a más altos niveles el grado de ionización del gas (~1 MHz y amplitud variable de algunos kVs), es generada por un circuito tanque excitado magnéticamente y aplicada externamente vía acoplamiento capacitivo.

Palabras Clave: plasmas densos, descargas rápidas, theta pinch.

Linear theta-pinch devices in its distinct variants (classical and inverted field) constitute alternatives to the z-pinch (plasma focus, vacuum-gap, etc.) to produce high-density high-temperature magnetized plasmas of relevance in controlled nuclear fusion and atomic spectroscopy research. The basic physical mechanism associated with a classical theta-pinch discharge is founded in the generation of an intense and time variable magnetic field $\mathbf{B}_z(t)$, configured in parallel at the axis of a cylindrical cell (coordinate z) containing a plasma (gas ionized) at low pressure, and to the subsequent interaction of this with the laminar current density $\mathbf{J}_\theta(t)$ resultant of the azimuthally induced electric field into the plasma during its variation. Because of this interaction, a radial force directed towards the axis cell appears, which considerably compresses the initial plasma. In this communication, the design and results of first performance tests of a small dimensions linear theta-pinch prototype intended to spectroscopic research of medium and highly ionized gases and another applications that include the production of nuclear fusion reactions D-D, are presented. The ionizing of the working gas necessary for initiating the compression process is obtained through two high-frequency axial discharges. The first discharge that initiates the preheating stage (~25 MHz and 4 kV in amplitude), is electronically generated and internally applied between electrodes that acting as a pressure selling. The second, that permits to increase to higher levels the gas ionization grade (~1 MHz and variable amplitude of some kVs), is generated by a magnetically excited LC circuit and externally applied via capacitive coupling.

Key Words: dense plasmas, fast discharges, theta-pinch.

I. INTRODUCCIÓN

El mecanismo de confinamiento magnético theta-pinch, constituye otra de las alternativas posibles al correspondiente a configuraciones z-pinch (plasma focus, vacuum-spark gap, etc.), para generar plasmas de alta densidad y temperatura de interés en investigaciones de fusión nuclear⁽¹⁾ y espectroscopia de gases atómicos altamente ionizados^(2,3). Un típico dispositivo que opera con ese mecanismo está básicamente formado por una celda cilíndrica dieléctrica contenedora del gas de

trabajo a baja presión que es rodeada en una fracción importante de su longitud por un solenoide de una simple vuelta o espira de inducción (EI). El gas es previamente ionizado para formar un plasma con relativamente alta densidad electrónica e iónica ($\sim 10^8 - 10^{12}$ /cm³). El principio físico de operación se funda en la aplicación de un intenso campo magnético axial $\mathbf{B}_z(t)$ en el interior de la celda, generado por un pulso de corriente de alta intensidad (orden de las centenas de kA de amplitud) y relativamente bajo tiempo de trepada que

circula por la EI. Esta corriente es normalmente proporcionada por la descarga de un banco de alta capacidad cuya carga inicial es transferida a través de una llave rápida (spark gap) a una línea de transmisión de baja impedancia conectada eléctricamente a la espira. La variación temporal del campo magnético $\mathbf{B}_z(t)$ induce en el plasma un campo eléctrico azimutal que consecuentemente origina una corriente eléctrica laminar de densidad $\mathbf{J}_\theta(t)$ y cuyo sentido de circulación es, de acuerdo a la ley de Lenz, opuesta al de la corriente externa. La interacción de $\mathbf{J}_\theta(t)$ con el campo magnético axial produce una presión en dirección radial que actúa sobre la lámina de corriente comprimiendo y calentando el plasma contenido hasta alcanzar altas densidades y temperaturas.

En este trabajo se presenta el diseño y primeros ensayos de funcionamiento de un dispositivo theta-pinch lineal clásico de reducidas dimensiones concebido como prototipo de estudio. Para la implementación de las diferentes partes constitutivas del mismo (celda de confinamiento de gases, fuentes de preionización basadas en descargas de alta frecuencia^(4,5), llave de transferencia de carga del circuito, inductores, etc.) se emplearon componentes y materiales de fácil disponibilidad. El dispositivo es caracterizado a relativamente bajos voltajes y corrientes de descarga con la finalidad de identificar sus principales problemas operativos teniendo como perspectiva el desarrollo de una versión optimizada de relativamente grandes dimensiones destinada a ser empleada en el campo de la espectroscopia de gases atómicos altamente ionizados y en la producción de reacciones de fusión nuclear, usando para este último caso deuterio como gas de trabajo.

I.- DESCRIPCIÓN MATEMÁTICA BÁSICA DEL PROCESO DE COMPRESIÓN EN UNA CONFIGURACIÓN THETA-PINCH LINEAL

En la Fig.1 se muestra esquemáticamente la configuración geométrica de la espira generadora del campo de inducción magnética \mathbf{B}_z , con el detalle de la circulación de la corriente de descarga $I(t)$ y de la densidad de corriente azimutal \mathbf{J}_θ inducida por éste en el plasma.

Matemáticamente el proceso de compresión theta viene genéricamente expresado por la ecuación

$$\nabla P = \nabla(p_e + p_i) = \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (1.1)$$

donde ∇P es el gradiente de presión de iones (p_i) y electrones (p_e) del plasma producidos por ionización y $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ es densidad de fuerza magnética. La relación entre la densidad de corriente de descarga y el campo magnético asociado a la misma esta dado por la bien conocida ecuación de Ampère-Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.2)$$

donde μ_0 es la permeabilidad de vacío.

Por simetría cilíndrica, \mathbf{B} , \mathbf{J} y el operador ∇ sólo tiene componentes en z , θ y r , respectivamente, por lo que explícitamente (1.1) y (1.2) se expresan en función de esas coordenadas como

$$\frac{\partial P}{\partial r} - j_\theta B_{zi} = 0,$$

y

$$\frac{\partial B_{zi}}{\partial r} - \mu_0 j_\theta = 0.$$

Eliminando j_θ de ambas ecuaciones se obtiene

$$\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{B_{zi}}{\mu_0} \frac{\partial B_{zi}}{\partial r} = 0,$$

o en forma similar

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(P + \frac{B_{zi}^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (1.3)$$

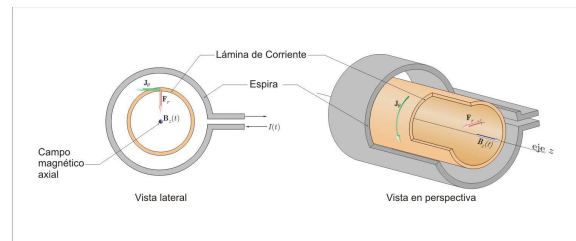


Fig. 1. Vista lateral y en perspectiva de la configuración de la espira de inducción magnética.

La ecuación (1.3) establece la relación existente entre la "presión cinética" (P_c) asociada con los iones y electrones del plasma y la presión magnética $P_m = (B_{zi}^2 / 2\mu_0)$, donde B_{zi} es el campo efectivo inducido en el plasma a partir del campo B_{ze} aplicado externamente.

La presión cinética está básicamente expresada por

$$P_c = N k (T_i + T_e),$$

donde N es el número de partículas efectivamente confinadas por el campo B_{zi} , k es la constante de Boltzmann y T_i y T_e son las temperaturas de iones y electrones, respectivamente. Durante el proceso dinámico de compresión cilíndrica, suponiendo balance de presión se tiene

$$\frac{B_{ze}^2}{2\mu_0} = \frac{B_{zi}^2(r)}{2\mu_0} + kN(r)(T_i + T_e)$$

La eficiencia de confinamiento o " β " del plasma viene establecida por la relación entre la presión cinética y magnética

$$\beta = \frac{2\mu_0 N k (T_i + T_e)}{B_{zi}^2} \quad (1.4)$$

Magnitudes de este parámetro para los que experimentalmente se observan reacciones de fusión nuclear empleando deuterio como gas de trabajo varían típicamente entre $0.8 \leq \beta \leq 1$.

II.- CARACTERÍSTICAS CONSTRUCTIVAS DEL PROTOTIPO

En la Fig. 2 se muestra un corte artístico en disposición transversal del theta-pinch prototipo. La celda de confinamiento del gas de trabajo es de vidrio Pirex (borosilicato) de 33 cm de longitud, 3.3 cm de diámetro interno y 2 mm de espesor de pared. Esta es evacuada por medio de un sistema convencional de bombas mecánica y difusora que permite obtener una presión residual dinámica $\leq 10^{-4}$ Torr. La evacuación, ingreso de gas y medidas de presión residual se realizan a través de llaves de vidrio independientes soldadas en su pared. El sello de presión en ambos extremos se obtiene mediante O'rings dispuestos en sendas tapas de aluminio de construcción similar. Para generar el campo de inducción magnética B_z , se emplearon separadamente dos solenoides de una simple vuelta de 18.5 y 3.5 cm de longitud y un diámetro medio de 3.5 cm, ambos son normalmente montados en la parte central de la celda. El de mayor longitud está formado por un conjunto de anillos ligeramente abiertos, construidos con alambre de cobre de 2 mm de sección, dispuestos en paralelo. Los anillos son individualmente soldados en los respectivos extremos de la línea discontinua de transporte de corriente para formar, el conjunto, una simple EI sobre la celda. El solenoide de menor longitud fue construido a partir de una lámina de cobre de 2 mm de espesor. Celda y solenoide, son mecánicamente sustentados por una placa de aluminio que actúa, además, como retorno a tierra de la corriente del circuito

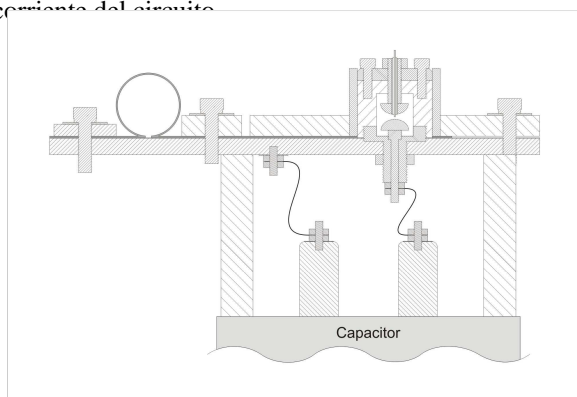


Fig. 2. Corte artístico en disposición transversal del prototipo theta-pinch construido.

III.- CIRCUITO DE DESCARGA

En la Fig. 3 se muestra esquemáticamente el circuito general implementado para las experiencias de descarga que incluye dos fuentes de alimentación de alto voltaje HV_0 y HV_1 . La corriente que genera el campo de inducción B_{zi} es proporcionada por el capacitor C_s de $1 \mu F$ (25 kV de voltaje de carga máximo y ~ 100 nH de inductancia parásita). La transferencia de cargas desde el capacitor se realiza vía el spark gap principal (SG) que fue diseñado especialmente para adaptar su terminal de alto voltaje a la línea de transporte de corriente que lleva incorporada la EI. Para la ionización del gas se emplearon dos fuentes de AF. La primera, denotada como oscilador de RF en Fig. 3, es un dispositivo que

opera de manera independiente al circuito de descarga. Es directamente alimentada desde la red comercial de 220 V y esencialmente consiste en un oscilador electrónico convencional (OEC) con un transformador en su etapa de salida, proporciona trenes de pulsos con una frecuencia de 25 MHz y 4 kV de amplitud. La segunda, es un simple circuito "tanque" (CT) formado por el capacitor cerámico C_R de 0.9 nF y 30 kV de voltaje de carga máximo y un inductor con núcleo de ferrite conectado en paralelo. El CT es excitado vía el campo magnético generado en un solenoide de una espira que rodea al inductor por la corriente de descarga del capacitor C_p de $0.7 \mu F$ a través de la llave SG_1 . Oscila con una frecuencia de ~ 1 MHz que puede ser modificada variando la inductancia y/o capacidad del circuito tanque. La ionización del gas en este caso, tiene lugar en concomitancia con la descarga principal del circuito a través de la llave principal SG cuyo cierre es inducido por un pulso de alto voltaje aplicado a un electrodo auxiliar (electrodo de disparo) del mismo. Este pulso es proporcionado por un segundo solenoide de característica similar al anterior conectado en serie con el capacitor $C_1 = 0.35$ nF y la resistencia limitadora de alta disipación R_1 .

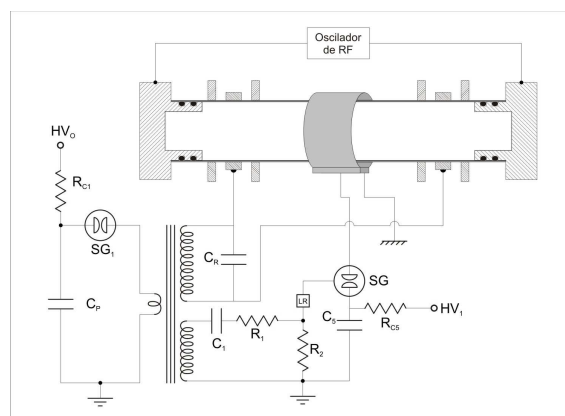


Fig. 3. Circuito general implementado para las experiencias de descarga con la EI de menor longitud. HV_0 y HV_1 : fuentes de alimentación de alto voltaje; $C_p = 0.7 \mu F$; SG_1 : spark gap del circuito de prionización y disparo de la descarga principal; $C_R = 0.9$ nF; $C_1 = 0.35$ nF; R_1 y R_2 : resistencias electrolíticas de $CuSO_4$; LR: línea de retardo; $C_s = 1 \mu F$; SG: spark gap de la descarga principal.

IV.- RESULTADOS DE LA CARACTERIZACIÓN ELÉCTRICA

Se caracterizó el funcionamiento de ambas fuentes de preionización de AF y del circuito principal desde un punto de vista eléctrico y determinaron las magnitudes de los campos magnéticos asociados con las corrientes de descarga empleando separadamente las dos EI. Las evoluciones temporales de las corrientes, tanto de las fuentes de AF como del circuito principal, fueron registradas por medio de una bobina de Rogowski (BR). Se emplearon, aire atmosférico y argón como gases de trabajo dentro del rango de presión estática $1 - 10^{-2}$

Torr. Los gases son inyectados en la celda vía una válvula reguladora de aguja después de su previa evacuación a una presión residual de $\sim 10^{-3}$ Torr. El máximo voltaje de carga del capacitor fue 15 kV que se corresponde con una energía acumulada de ~ 113 Joules.

a) Fuentes de preionización

Un requisito fundamental para el desarrollo del mecanismo de compresión, es la previa ionización del gas de trabajo con producción de relativamente alta densidad de electrones libres para el establecimiento de la corriente de inducción magnética. Las Figs. 4 y 5 muestran las evoluciones temporales de las corrientes de descarga de AF generadas por el OEC y CT concebidos para ese propósito. Sus características de funcionamiento fueron, en forma sucinta, previamente descritas. Ambas fuentes pueden indistintamente transferir sus respectivas energías ya sea a través del volumen delimitado por las tapas de la celda que actúan como electrodos para la descarga o mediante acoplamiento capacitivo^(6,7) empleando dos anillos conductores ajustados sobre la pared externa de la misma. En este último caso, debido a la posibilidad de modificar la separación entre esos anillos y consecuentemente el volumen efectivo de gas para una misma magnitud de energía a ser transferida, es posible variar la densidad de electrones de ionización.

Mediante una serie de pruebas realizadas con ambas fuentes en forma independiente, se constató una eficiente transferencia de energía al gas de trabajo (mezclas de aire y Ar) dentro de un relativamente amplio rango de presión ($1 - 10^{-2}$ Torr).

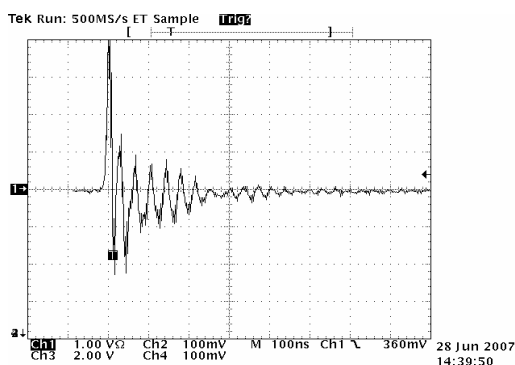


Fig. 4 Evolución temporal de la corriente de preionización entre los terminales del OEC. V: 1V/div; H: 100 ns/div.

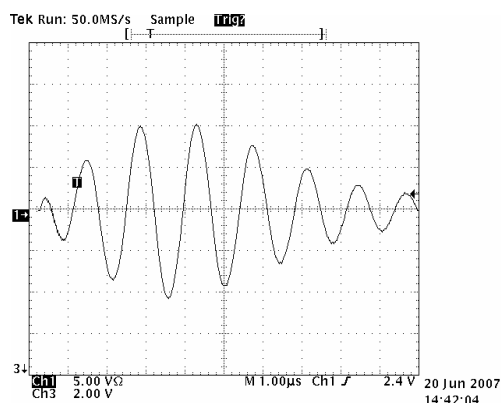


Fig. 5 Evolución temporal de la corriente de preionización generada por el CT. V: 5 V/div; H: 1 μ s/div

En la Fig. 6 se muestra la típica luminiscencia inducida por ionización cuando se aplica el campo eléctrico de AF generado por el OEC. Aunque dependientes de la presión de operación y el tipo de gas, las descargas parecen evolucionar predominantemente sobre la superficie interna de la celda. Un fenómeno que se observa a partir del encendido del OEC durante varios segundos y con el gas en condición de estanqueidad, es el significativo aumento transitorio de la presión del mismo. Este aumento puede ser atribuido a la combinación de dos factores: 1) eliminación de impurezas presentes en la superficie interna de la pared de la celda y/o a la ablación de su propio material, ambos probablemente producidos como consecuencia del impacto de iones y electrones libres próximos a la interfase gas-dieléctrico que oscilan inducidos por el campo eléctrico de AF y 2) incremento de la temperatura del gas. Esa interacción de iones y electrones produce un significativo cambio de tonalidad en el material (vidrio Pyrex), después de un relativamente prolongado tiempo de mantenimiento de la descarga.



Fig. 6 Luminiscencia de una mezcla de aire y Ar a una presión de ~ 0.5 Torr inducida por ionización mediante la aplicación del campo eléctrico de AF entre las tapas de cierre de la celda empleando el OEC.

b) Descarga principal

Los únicos parámetros posibles de ser modificados en el presente prototipo para variar la intensidad del campo B_{ze} son, la corriente de descarga a través del voltaje operativo y la longitud de la EI. El procedimiento para la operación del circuito de Fig. 3 comprende: el encendido de la fuente de ionización (OEC); luego, las cargas de los capacitores C_s y C_p a través de sus respectivas fuentes de alimentación HV_o y HV_1 y finalmente, el disparo del mismo a través del cierre de la llave SG_1 que tiene lugar por sobrevoltaje. El voltaje de cierre de ambas llaves (SG y SG_1) pueden arbitrariamente ser modificados, regulando la separación entre sus electrodos de descarga.

La Fig. 7 muestra la típica evolución temporal de la corriente de descarga, registrada por medio de la BR, entre el electrodo terminal de tierra del capacitor Cs y un punto próximo a la llave SG en la línea de transmisión. La inductancia parásita del circuito, estimada del período de oscilación de corriente, es de ~123 nH. El valor pico de corriente obtenible con el máximo voltaje operativo del circuito es de ~43 kA.

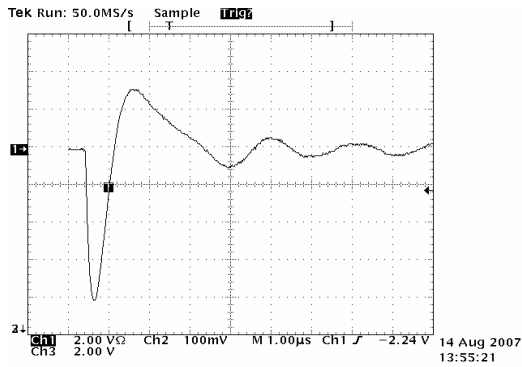


Fig. 7. Evolución temporal de la corriente del circuito que genera el campo de inducción magnética B_{zi} . Vert: 20 V/div; Hor: 1 μ s/div

c) Medidas del campo magnético

Para determinar experimentalmente la evolución temporal del campo de inducción magnética B_{zi} su variación de intensidad (máxima) a lo largo del eje z y en función de la corriente de descarga, se concibió como diagnóstica una sonda de reducidas dimensiones. La sonda consiste básicamente en una bobina con núcleo de aire de pequeña sección ($7.8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$) que puede ser desplazada en el interior de cada una de las EI a lo largo de su eje de simetría (eje z). La Fig. 8 muestra la evolución temporal característica de la señal (fem inducida) que entrega la sonda como consecuencia de la variación del flujo magnético medio concatenado en su interior. La magnitud del campo B_{zi} se obtiene integrando temporalmente la fem inducida.

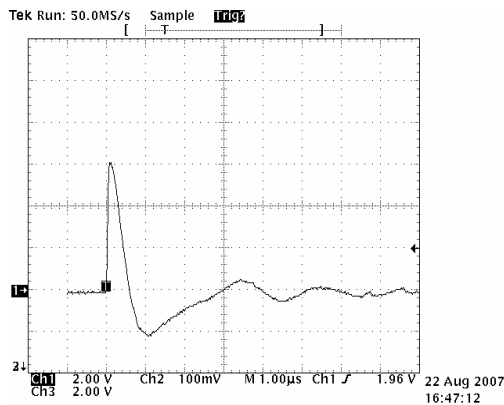


Fig. 8. Evolución temporal del campo de inducción magnética B_{zi} registrado por medio de la "sonda" posicionada en el interior de las EI. V: 200 V/div; H: 1 μ s/div

En Figs. 9 y 10 se representan gráficamente los valores de B_{zi} para la EI de mayor longitud (18.5 cm) como función de la posición a lo largo del eje z y su

evolución como función del tiempo, respectivamente, operando el circuito a una tensión de carga de 7 kV correspondiente a una corriente de descarga de 20 kA. En la Fig. 9 el cero en el eje de abscisa corresponde a uno de los extremos de la EI donde la sonda es posicionada inicialmente.

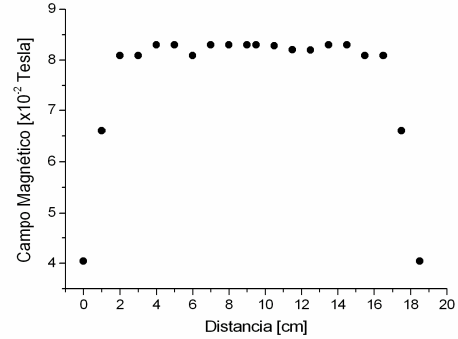


Fig. 9. Intensidad máxima del campo B_{zi} en función de la distancia a lo largo de EI de 18.5 cm. El cero en el eje de abscisa corresponde al extremo de la EI donde la sonda se posiciona inicialmente.

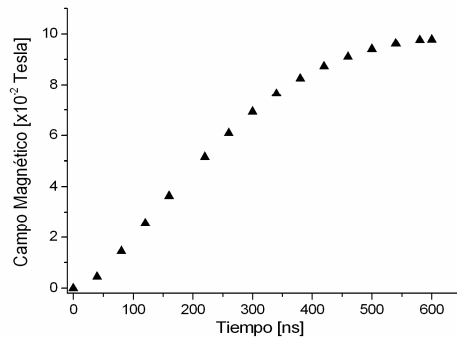


Fig. 10. Evolución temporal del campo B_{zi} correspondiente a la EI de 18.5 cm de longitud

En Figs. 11 y 12 se muestran los correspondientes gráficos para la espira de menor longitud (3,5 cm) con similar parámetro de descarga. En la Fig. 13 se muestra la dependencia de B_{zi} con la corriente de descarga.

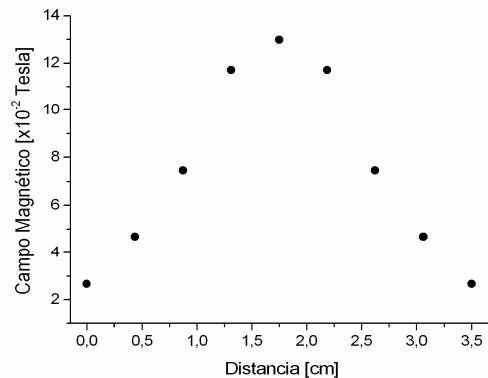


Fig. 11 Intensidad máxima del campo B_{zi} en función de la distancia a lo largo de la EI de 3.5 cm de longitud. cero en el

eje de abscisa corresponde al extremo de la EI la sonda se posiciona inicialmente.

Los datos experimentales fueron restringidos hasta una corriente pico de ~ 28 kA debido a que la amplitud de la fem, inducida en la sonda a partir de ese valor de corriente, supera la admitida en la entrada del circuito de disparo del osciloscopio (~ 1 kV).

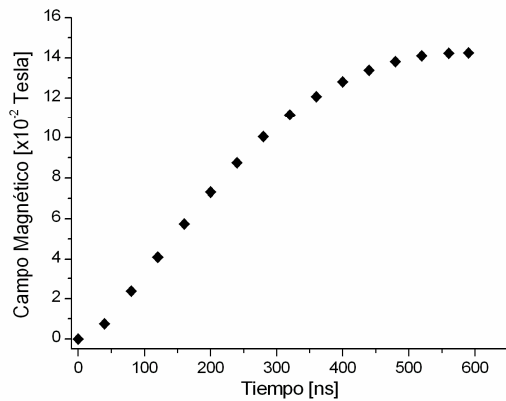


Fig. 12 Evolución temporal del campo B_{zi} correspondiente a la EI de 3.5 cm de longitud.

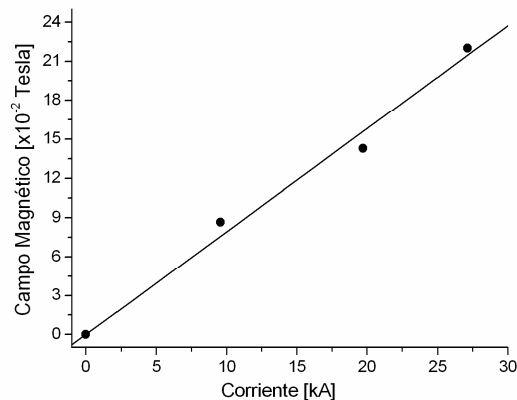


Fig. 13 Intensidad máxima de B_{zi} como función de la corriente pico de descarga para la EI de 3.5 cm de longitud.

d) Requerimientos de corriente para alcanzar compresiones de interés en fusión nuclear

Suponiendo pérdidas de plasma despreciable por los extremos de la EI y considerando magnitudes de densidad y temperatura de iones y electrones, $N = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ y $T_i \approx T_e \sim 1$ keV, respectivamente, en un plasma de deuterio durante la etapa de máxima compresión magnética en el que se obtiene reacciones de fusión nuclear en un típico dispositivo z-pinch, por ejemplo un plasma focus⁽⁸⁾, y a la que puede asociarse un valor de eficiencia de confinamiento $\beta \approx 1$, se puede estimar la magnitud de B_{zi} que sería requerida en el presente caso para alcanzar similares condiciones de compresión. Despejando B_{zi} en la relación (1.4) dada en Sec. I y reemplazando los valores de las constantes físicas, se tiene que $B_{zi} = 2.8$ T (28 kG). Esta intensidad de campo

2.8 T (28 kG). Esta intensidad de campo es significativamente mas elevada de la que es posible obtener con el actual prototipo en su óptima condición operativa, esto es, empleando la EI de menor longitud y el circuito con la máxima corriente de descarga (43 kA). La capacidad eléctrica necesaria en el circuito para lograr la magnitud de corriente pico que permita generar la intensidad de campo calculada, puede ser evaluada extrapolando los datos experimentales del gráfico B_{zi} vs corriente (I_M) en Fig. 13. De la extrapolación resulta $I_M = 2.8 \text{ M}^{-1} = 350$ kA, donde $M \approx 0.8 \times 10^{-5}$ es la pendiente de la "curva". Empleando la conocida relación entre voltaje, corriente máxima e impedancia en un circuito RLC, esta capacidad está dada por $C = L (2.8 \text{ M}^{-1} / V_0)^2$.

Rediseñando el circuito de descarga para operar con un voltaje de carga máximo como el admitido por el tipo de capacitor actualmente empleado ($1 \mu\text{F}$, 25 kV) y considerando una inductancia parásita $L = 30$ nH del circuito rediseñado, se tiene que $C \approx 6 \mu\text{F}$. Esta capacidad se corresponde con un banco de seis capacitores dispuestos en paralelo y con una energía a ser transferida por disparo de ~ 2 kJ. Puede ser notado que, en el caso de emplear la EI de mayor longitud, la capacidad estimada debería ser significativamente mayor para obtener la misma magnitud de campo B_{zi} .

CONCLUSIONES

La caracterización eléctrica del theta pinch prototipo permitió identificar los principales problemas que afectan el funcionamiento de sus diversas partes constitutivas, así como estimar el orden de intensidad de corriente que sería necesaria en el circuito con la EI de menor longitud, a fin de alcanzar magnitudes de compresión magnética de interés para las aplicaciones propuestas. Los siguientes resultados son derivados del presente estudio:

- 1.- La forma de transferir energía desde las fuentes de AF al gas de trabajo a través de anillos conductores montados sobre la pared externa de la celda y cuya separación puede ser arbitrariamente regulada, constituye la más apropiada para ionizarlo. Fundamentalmente, dicha regulación permite adaptar la impedancia de la fuente a la de la descarga gaseosa para maximizar la transferencia de energía.
- 2.- Cualquiera de las fuentes ensayadas, ya sea operando en forma conjunta o individualmente, resultan adecuadas para ionizar el gas. Sin embargo, debido al largo tiempo de encendido del OEC (típicamente varios segundos) previo a la descarga principal del circuito, la contaminación del mismo resultante de la ablación del material de la celda (borosilicato), limita potencialmente su uso. En principio, esta contaminación puede ser minimizada empleando el CT debido a su reducido tiempo ($\sim 8 \mu\text{s}$) de aplicación (Fig. 5). El empleo del OEC estará supeditado a la evaluación de los resultados de futuros ensayos a ser realizados con celdas de diferentes materiales. Tanto cuarzo como algunos tipos de cerámicos, por ejemplo "alúmina" (Al_2O_3), se presentan como potenciales candidatos.
- 3.- Finalmente, las muy altas intensidades de corriente de descargas necesarias para generar altos campos de

inducción B_{zi} , tal como se estimó en Sec. IV (d), imponen requisitos especiales de construcción de la llave principal de transferencia SG del circuito. Basada en el mismo diseño conceptual básico que la empleada en el theta pinch prototipo, ésta debe ser suficientemente robusta y de relativamente grandes dimensiones para sobrevivir en cada descarga a la fuerte onda de choque y subsiguiente disipación de energía en su interior que se genera en cada evento de descarga. Llaves tipo rail gap operando en modo multicanal^(9,10) constituyen las más adecuadas para este propósito.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean expresar su agradecimiento a los técnicos Claudio Santiago, Nicodemo Scali, Lucas Conde y Marcelo Rodríguez por su valioso apoyo en la construcción de material de diagnóstico usado en este trabajo.

REFERENCIAS

1. M. Milanese, J. Pouzo, Nuclear Fusion, Vol. 25, no. 7, 840 - 846 (1985).
2. M. Raineri, A. G. Trigueiros, M. Gallardo and J. Reyna Almandos, Phys. Scr. Vol. 62, 474-478, (2000).
3. A. Trigueiros, A.J. Manía, M. Gallardo and J. Reyna Almandos, J. Opt. Soc. Am. B Vol. 14, 2463-2468 (1997).
4. P. Mumola, and J. Powers, Proceedings of the IEEE, Vol. 56, no. 9, 1493-1502 (1968).
5. K. Kelly, J. Scharer, E. Paller and G. Ding, J. Appl. Phys. Vol. 92, no. 2, 698-709 (2002).
6. R. Marchetti, E. Penco, E. Armandillo and G. Salvetti, J. Appl. Phys. Vol. 54, 5672-5675 (1983).
7. J. Niedbalski, Jpn. J. Appl. Phys, Vol. 42, part 1, no. 12, 7354-7360 (2003).
8. M. Milanese, R. Moroso and J. Pouzo, European Physical Journal D, Springer. Vol. 27, no. 1, 77-81, (2003).
9. R. Taylor and K. Leopold, Rev. Sci. Instrum. Vol. 55, 52-63 (1984).
10. J. Niedbalski, Rev. Sci. Instrum. Vol. 74, no. 7, 3520-3523 (2003).