

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1986

01.86.02

CNEA-NT ²¹/₂/86

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
Dependiente de la Presidencia de la Nación
DEPARTAMENTO PROSPECTIVA Y ESTUDIOS ESPECIALES

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE LA ETAPA DE FORMACION DEL PLASMA
EN UN THETA PINCH LINEAL DE CAMPO INVERTIDO

G.C. CASIN; R. ALVAREZ; R.H. ROJKIND y A.B. RODRIGO

Buenos Aires

1986

RESUMEN

En un theta-pinch lineal de campo invertido se estudió la etapa inicial de formación del plasma. En primer término, se realizaron experiencias cuyo objeto fue la determinación de las condiciones operativas de la máquina que aseguren la obtención de un plasma de características reproducibles en sucesivos disparos de la misma. Posteriormente, se caracterizó el estado del plasma mediante la medición de su temperatura y densidad en distintas etapas del proceso de calentamiento en base a técnicas espectroscópicas de diagnóstico.

Los resultados obtenidos indican que a fin de tener un régimen reproducible de operación debe controlarse estrictamente la concentración de impurezas presentes en el plasma y debe contarse con un adecuado sistema de preionización. Asimismo, las experiencias realizadas ponen de manifiesto la dependencia crítica de la reproducibilidad del plasma de la relación de amplitudes máximas de los campos magnéticos de base y precalentamiento.

En cuanto a la caracterización del estado del plasma para la etapa previa a la compresión principal se midieron valores de temperatura y densidad electrónicas del orden de 4 eV y $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ respectivamente, en tanto que la temperatura iónica, medida luego de dicha compresión, fue de 1.3 keV. Estos valores son compatibles con los obtenidos en máquinas similares.

RECONOCIMIENTOS

Este trabajo fue realizado con el auspicio del Organismo Internacional de Energía Atómica, por Contrato de Investigación N°3504/RB.

INDICE

INTRODUCCION	4
CAPITULO 1	12
Descripción del sistema theta-pinch.	
1.1 - Principio de operación del theta-pinch	12
1.2 - Descripción del theta-pinch de la C.N.E.A.	16
CAPITULO 2	22
Procesos físicos relevantes para la reproducibilidad del plasma.	
CAPITULO 3	30
Estudio experimental de las condiciones de reproducibili- dad del plasma.	
3.1 - Introducción	30
3.1.1 - Estudio de la etapa de preionización	31
a) Dispositivo experimental	31
b) Experiencias realizadas	35
3.1.2 - Reproducibilidad del plasma durante la des- carga de precalentamiento	41
3.1.3 - Reproducibilidad del plasma durante la des- carga principal	47
CAPITULO 4	50
Caracterización del estado del plasma en las etapas de pre- calentamiento y compresión principal.	
4.1 - Introducción	50
4.2 - Métodos de medición utilizados	50

4.2.1 - Método de medición de la temperatura electrónica del plasma	50
4.2.2 - Método de medición de la densidad electrónica del plasma	54
4.2.3 - Método de medición de la temperatura iónica del plasma	55
4.3 - Mediciones realizadas	57
4.3.1 - Medición de la temperatura electrónica del plasma de precalentamiento	57
4.3.2 - Medición de la densidad electrónica del plasma de precalentamiento	60
4.3.3 - Medición de la temperatura iónica del plasma en la compresión principal	62
CONCLUSIONES	65
APENDICE 1	67
Calibración de la sonda magnética externa.	
APENDICE 2	72
Respuesta del tubo fotomultiplicador RCA 1P28 en función de la intensidad de luz incidente, en condiciones de iluminación pulsada.	
APENDICE 3	77
Análisis de la dinámica de los electrones libres durante el proceso de ionización inicial.	
REFERENCIAS	82

INTRODUCCION.

El presente trabajo fue realizado en la División Fusión Nuclear de la C.N.E.A., donde se dispone de un theta-pinch lineal de campo invertido para realizar investigaciones en física de plasmas sobre configuraciones toroidales compactas de confinamiento magnético, de interés para la fusión nuclear controlada.

El trabajo tuvo por objetivos la determinación de las condiciones operativas de la máquina que aseguren la reproducibilidad del plasma en sucesivos disparos de la misma y, posteriormente, la caracterización experimental de valores de temperatura y densidad del plasma en distintas etapas del proceso de formación del mismo.

El concepto theta-pinch lineal es una de las alternativas clásicas de interés para el desarrollo de reactores de fusión nuclear¹. Su atractivo básico radica en la geometría cilíndrica del diseño, que significa una apreciable simplificación de ingeniería con respecto a otros sistemas, y en los valores de densidad y temperatura iónica que pueden alcanzarse con un alto grado de aprovechamiento de la energía magnética utilizada para producir, calentar y confinar el plasma.

Los primeros experimentos realizados en sistemas theta-pinch lineales datan de los comienzos de las investigaciones sobre fusión nuclear, a mediados de siglo. Desde un punto de vista conceptual pueden distinguirse dos variantes importantes de este tipo de sistemas: el theta-pinch clásico² y el theta-pinch de campo invertido³.

El concepto que se desarrolló originalmente fue el theta-pinch clásico. En éste, la estructura inherente de líneas abiertas de campo magnético conduce

a una excesiva pérdida de plasma por los extremos, lo que determina que el tiempo de confinamiento sea breve. Esta limitación representa un obstáculo difícil de superar y determinó que el concepto perdiera interés.

Posteriormente comenzó a recibir atención el theta-pinch de campo invertido, en el que además del campo magnético axial empleado para comprimir el plasma en el theta-pinch clásico se utiliza un campo magnético axial antiparalelo al anterior. La utilización de estos dos campos magnéticos de sentidos opuestos permite generar una estructura de líneas cerradas de campo magnético que confinan el plasma según una geometría toroidal (a estas configuraciones se las denomina corrientemente toroides compactos) y que elimina el problema de pérdidas por los extremos.

La posibilidad de confinar un plasma termonuclear mediante toroides compactos representa una ventaja muy importante desde el punto de vista tecnológico, dado que no existen en este caso elementos materiales que concatenen el toroide , tal como ocurre en otros sistemas toroidales, por ejemplo el tokamak, y se retienen, por otra parte, las características favorables del theta-pinch en cuanto al eficiente aprovechamiento de energía magnética.

En virtud de las ventajas señaladas, el concepto theta-pinch lineal de campo invertido es actualmente objeto de interés creciente y representa una de las alternativas en estudio para el desarrollo de reactores de fusión nuclear.

Cabe indicar, sin embargo, que si bien en el theta-pinch de campo invertido no se producen pérdidas importantes de plasma, éste está sujeto a inestabilidades , de las cuales la más importante es la inestabilidad rotacional .

En la actualidad los estudios están orientados a prolongar el tiempo de vida estable del toroide y el tiempo de confinamiento de partículas. Básicamente, se investigan la formación y equilibrio del toroide, causas y control de

la inestabilidad rotacional, rangos de los parámetros de operación (intensidad de campo magnético, presión de trabajo, dimensiones de la cámara de descarga) dentro de los cuales es factible la formación y estabilidad del toroide compacto⁵⁻¹⁰. Cabe señalar que el tiempo estable se incrementó apreciablemente desde las primeras experiencias ($\approx 3 \mu s$ a mediados de la década del 60)⁵ hasta alcanzar $25 \mu s$ (1971)¹¹, $50 \mu s$ (1975)¹² y $100 \mu s$ (1978)¹⁰. Inclusive se llegó a suprimir la inestabilidad rotacional^{7,10}. Con respecto al tiempo de confinamiento de partículas se obtuvieron valores de $140 \mu s$ (1982)⁶.

Las máquinas para realizar investigaciones en configuraciones compactas de campo invertido, si bien no se modificaron en su esencia, variaron en sus dimensiones e incorporaron diversos recursos desde 1960 hasta la fecha. En la actualidad se utilizan descargas independientes para producir el campo de base, la ionización y el campo principal¹³; a su vez, la ionización del gas, proceso para el cual existen varias opciones para llevarlo a cabo¹⁴⁻²³, suele realizarse mediante más de una descarga. A estos aspectos básicos de un theta pinch se les agrega la utilización de espejos magnéticos^{10,19} técnicas de "crowbarring"^{5,16}, campos magnéticos cuadrupolares⁷, octopolares^{10,19}, cúspides^{10,19}, traslación axial del plasma²⁴ (una ventaja más derivada de la geometría cilíndrica). En la tabla 1 se brinda un cuadro comparativo con las características esenciales de diversas máquinas.

La implementación de los recursos anteriormente enumerados implica una etapa de desarrollo posterior a la que tiene lugar ac-

TABLA 1

PARAMETROS BASICOS DE DIVERSOS THETA-PINCH DE CAMPO INVERTIDO

	Espira		Tubo	Campo principal		Campo de base		Descarga e Precalentamiento
	L (cm)	R* (cm)		Bmáx** (T)	T/4 (μs)	Bmáx** (T)	T/4 (μs)	
FRX-A ³	90	12.5	10	0.6	3.2	0.07	37	Θ
FRX-B ³	100	12.5	10	1.1	2.4	0.23	31	Θ
FRX-C ²⁵	200	22.5	20	1.0	5	0.20		Θ
TRX-1 ¹⁹	100	11.5	10	1.1	3	0.25	30	Z
KURCHATOV ¹⁰	150	20		1.0	3	0.30		Z
NAGOYA ²⁶	150	6	5.1	1.0	7	0.08		Θ
NUCTE-II ²⁶	200	8	6.9	1.0	10	0.07		Z
C.N.E.A.	30	8.5	6.7	0.7	1.9	0.08	40.5	Θ

* Radio interior

** Amplitud máxima típica de operación

T: período de la descarga

tualmente en el Laboratorio de Fusión Nuclear de la C.N.E.A.. Las investigaciones en curso , y de las cuales se ocupa el presente trabajo, están centradas en el estudio de las condiciones básicas de operación del theta-pinch lineal de campo invertido. Dichas condiciones son las que aseguran la producción de un plasma de características reproducibles en sucesivos disparos de la máquina. En este sentido, es importante señalar que algunas magnitudes físicas necesarias para caracterizar el plasma , tales como la concentración de partículas y la temperatura, exigen una cierta cantidad de disparos a fin de ser determinadas. Para que la determinación de estas magnitudes sea posible, el estado del plasma debe ser el mismo en todos los disparos involucrados. Por esta razón es esencial la reproducibilidad de la operación, la que depende críticamente del mecanismo de ionización del gas y del nivel de impurezas presentes ^{14, 20, 27, 28}.

Una vez resuelto el problema de la reproducibilidad del plasma, la caracterización del mismo mediante la medición de distintas variables físicas (densidad electrónica, temperaturas iónica y electrónica, campo magnético) permite analizar el funcionamiento de la máquina. Si bien dicho funcionamiento es posible dentro de un cierto rango de condiciones propias de este tipo de facilidades experimentales, cada máquina requiere la determinación de sus condiciones óptimas de trabajo. A partir de los datos recogidos, pueden efectuarse entonces las rectificaciones necesarias en las condiciones de operación, así como también eventuales modificaciones del sistema.

La determinación de las condiciones señaladas constituye

un paso previo necesario para ajustar la operación de un theta-pinch a fin de realizar posteriormente un programa sistemático de investigaciones.

Tanto en el caso de la reproducibilidad del plasma como en relación con la determinación de las condiciones óptimas de operación, no se encuentran en la literatura antecedentes que cubran globalmente los temas indicados, sino que sólo existen discusiones parciales de los mismos, lo que exige, en consecuencia, un considerable esfuerzo de ensayos experimentales a fin de encontrar una solución apropiada en ambos casos.

En el theta-pinch de campo invertido, la obtención del plasma final se produce en base a una sucesión de etapas, en cada una de las cuales el plasma tiene características físicas distintas. Básicamente, el proceso puede dividirse en las etapas de preionización, precalentamiento y compresión final.

En este trabajo se realizaron experiencias que cubren los siguientes aspectos de las tres etapas indicadas:

- i) Estudio de la concentración de impurezas que resultan de los efectos de limpieza de las paredes de la cámara de vacío al aplicar una descarga de radiofrecuencia para preionización del gas.
- ii) Condiciones de reproducibilidad del plasma durante las etapas de precalentamiento y compresión final.
- iii) Medición espectroscópica de la temperatura electrónica y densidad electrónica durante la descarga de precalentamiento, y medición espectroscópica de la temperatura iónica del plasma de la descarga principal.

Las mediciones realizadas en el plasma de RF indicaron que resulta posible, tomando precauciones adecuadas, asegurar un nivel constante y reproducible de impurezas en el plasma preionizado.

En la etapa de precalentamiento se determinaron las condiciones necesarias para asegurar una operación reproducible del plasma disparo a disparo, obteniéndose resultados altamente satisfactorios. En estas condiciones, se midió una temperatura electrónica de ~ 4 eV y una densidad electrónica de $\sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ correspondientes a la etapa cuasi-estacionaria del plasma de precalentamiento, antes de la descarga principal.

Para el plasma final se determinó el intervalo de tiempo apropiado que debe separar la descarga principal con respecto a la descarga de precalentamiento, de manera de obtener buena reproducibilidad. La temperatura iónica del plasma final se estimó en base al ensanchamiento Doppler de la línea OV-278.1 nm, obteniéndose un valor de ~ 1.3 keV.

En base a las experiencias realizadas, se concluye que resulta posible obtener condiciones operativas del theta-pinch que aseguren una adecuada reproducibilidad del plasma, con valores de densidad, temperatura electrónica y temperatura iónica que son compatibles con los obtenidos en máquinas similares.

En el capítulo 1 se explica el principio de operación del theta-pinch y se describe en detalle el theta-pinch de la C.N.E.A.. En el capítulo 2 se discuten los procesos físicos que afectan la reproducibilidad del plasma. En el capítulo 3 se presenta el estudio experimental de las condiciones de reproducibilidad. En el ca-

pítulo 4 está contenida la caracterización del plasma en las etapas de precalentamiento y compresión final, mediante la medición espectroscópica de densidad y temperatura, incluyéndose asimismo una breve discusión de los métodos de diagnóstico empleados. Finalmente se presentan las conclusiones y se exponen los posibles pasos a seguir en las investigaciones con el theta-pinch de la C.N.E.A.

CAPITULO 1.

1.1 PRINCIPIO DE OPERACION DEL THETA-PINCH.

El principio de operación de un theta-pinch clásico se ilustra en la figura 1. Una cámara de descarga de cuarzo o vidrio pyrex contiene el gas de trabajo a baja presión. Rodeando a la cámara de descarga se encuentra una espira de inducción, que está conectada a un banco de capacitores mediante una línea de transmisión de baja impedancia. El gas se preioniza mediante un sistema auxiliar de modo de formar un plasma inicial altamente ionizado y de baja temperatura. Luego de completar la carga del banco de capacitores, éste se descarga a través de la espira al cerrarse una llave gaseosa rápida, generándose así una corriente eléctrica con una ley de variación temporal propia de un circuito RLC. La circulación de la corriente por la espira induce un campo magnético axial en su interior y por efecto transformador se induce en el plasma una corriente eléctrica laminar de densidad J_θ (A/m²) según la dirección azimutal (coordenada θ en un sistema de coordenadas cilíndrico), de sentido opuesto al de la corriente externa . La interacción entre el campo magnético axial (coordenada z), de inducción B_z , y J_θ , produce una fuerza dirigida radialmente hacia el centro que actúa sobre la lámina de corriente comprimiendo y calentando el plasma contenido hasta alcanzar condiciones termonucleares.

Para formar configuraciones toroidales compactas, es necesario contar con un campo magnético cuasi-estacionario, antiparalelo al campo principal de compresión. Esto puede lograrse conectando un banco de capacitores a la espira, en paralelo con el banco de capacitores de compresión y de polaridad opuesta, que se descarga independientemente de aquél a través de su propia llave gaseosa. El campo magnético antiparalelo al principal se denomina usualmente campo invertido o de base y el correspondiente banco de capacitores se llama en consecuencia

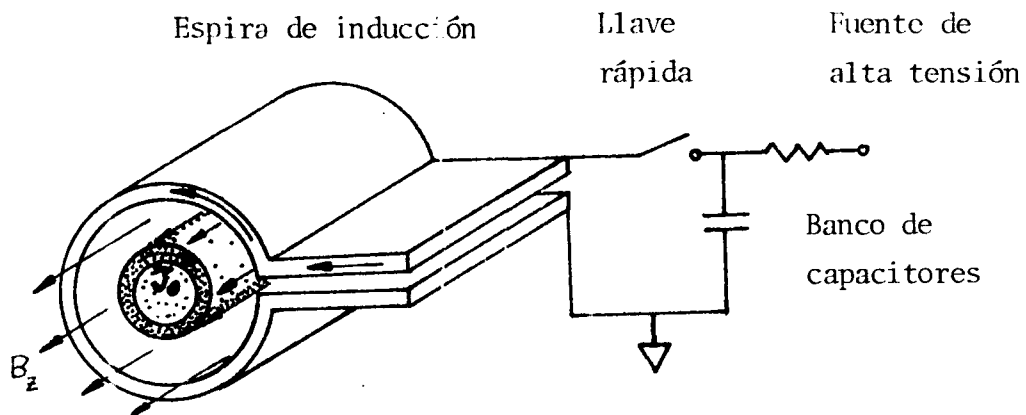


Figura 1.- Principio de operación de un theta-pinch clásico.

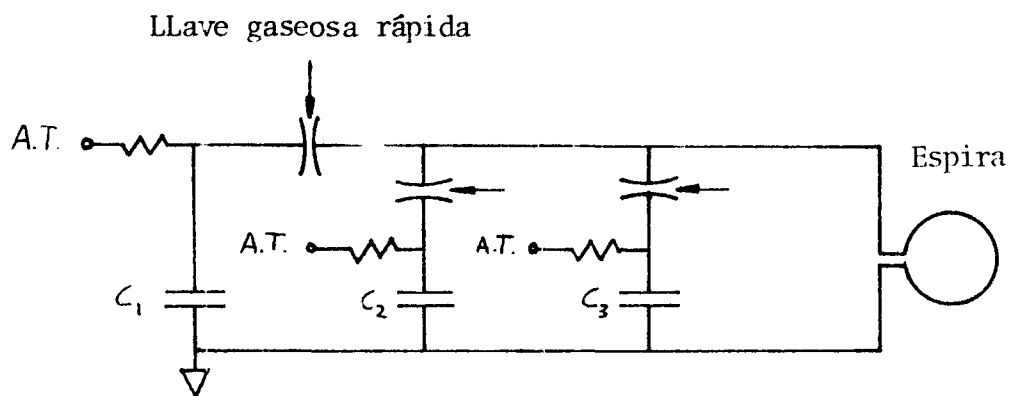


Figura 2.- Circuito del theta-pinch de la C.N.E.A.

$$C_1 = 120 \mu F \quad (\text{banco de base})$$

$$C_2 = 0.24 \mu F \quad (\text{banco de precalentamiento})$$

$$C_3 = 15 \mu F \quad (\text{banco principal})$$

" de base ". El circuito correspondiente se ilustra esquemáticamente en la figura 2 , en el que se incluyó el circuito de precalentamiento, que utiliza un banco adicional de capacitores conectado en paralelo a la espira theta junto con los otros dos bancos ya descriptos. Los tres bancos se disparan según una secuencia temporal adecuada, comenzando por el de base y continuando por el de precalentamiento y el principal. En general, el banco principal se dispara en el máximo de corriente de la descarga del banco de base, de modo que el atrapamiento de flujo invertido sea máximo.

Si bien en el theta-pinch de la C.N.E.A. el precalentamiento del plasma se realiza mediante una descarga de RF y una descarga theta de alta frecuencia (combinación utilizada en otros laboratorios ²⁰⁻²¹) , cabe destacar que existen sistemas alternativos para llevar a cabo dicho proceso, a saber: descarga theta de alta frecuencia ¹⁴⁻¹⁶ ; descarga zeta entre electrodos axiales ¹⁷⁻¹⁹ ; descarga de RF ²² ; secuencia constituida por descarga de RF, descarga de un sistema cuadrupolar y descarga theta ²³ .

La secuencia que lleva a la formación de un toroide compacto está ilustrada esquemáticamente en la figura 3. El plasma de preionización, formado usualmente utilizando una descarga de RF acoplada capacitivamente, está inmerso en el campo magnético de base. La descarga del banco de precalentamiento permite elevar el grado de ionización del plasma a niveles próximos al 100%, manteniéndose idealmente el flujo inverso original que queda atrapado en el mismo. Esta situación está indicada en la figura 3a. En estas condiciones se inicia la descarga principal, cuyo campo magnético comprime el plasma y su campo atrapado, difundiendo parcialmente en el mismo, según se ilustra en la figura 3b. La alta resistencia asociada al plasma frío en los extremos de la espira favorece la difusión del campo magnético externo y la reconexión de líneas correspondientes a

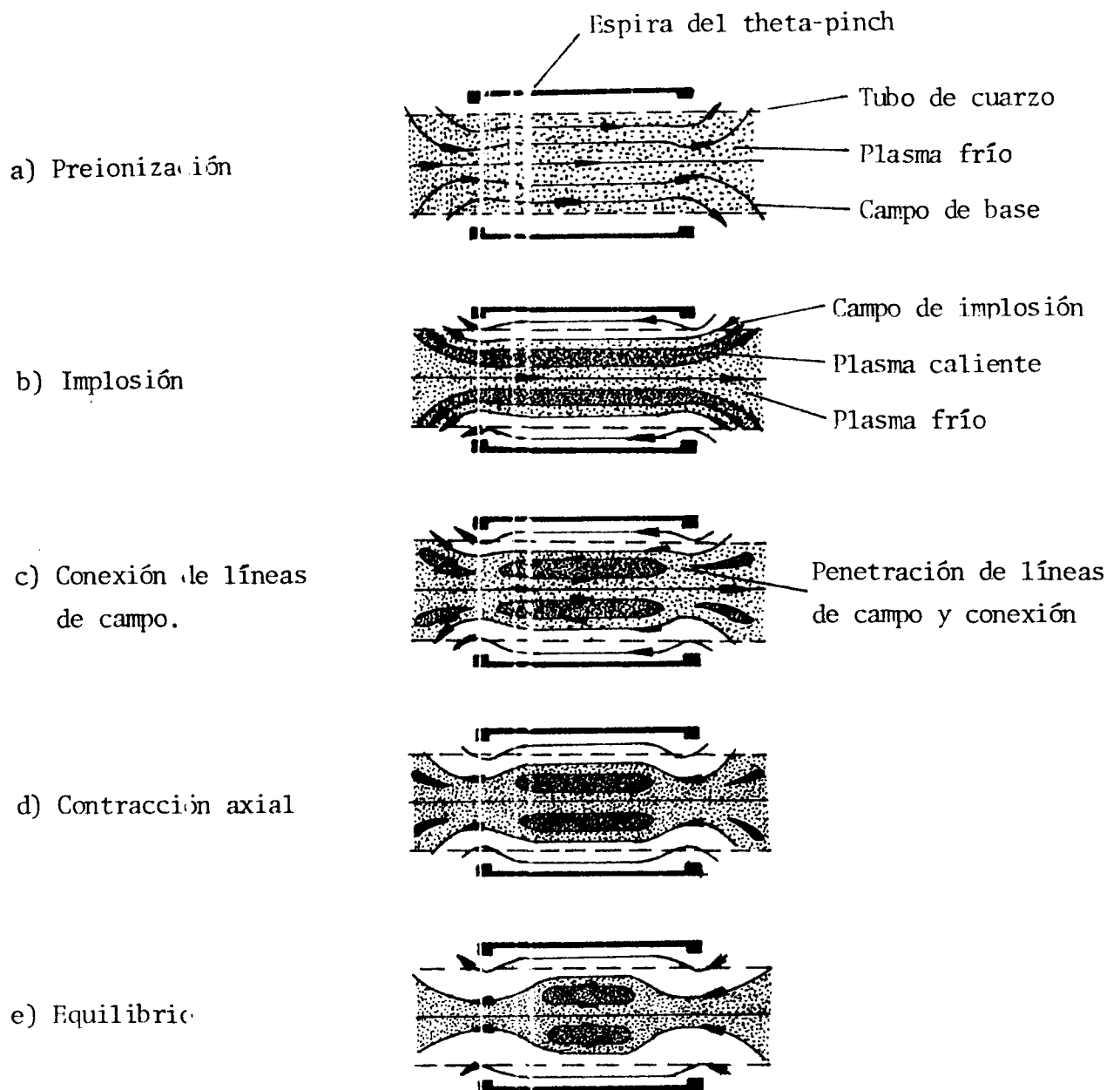


Figura 3.- Secuencia de formación de un toroide compacto.

los campos principal y de base, según se ilustra en la figura 3 c. Esto lleva a la formación de líneas cerradas de campo magnético que dan lugar a una geometría toroidal de confinamiento. La existencia de líneas cerradas en los extremos y su correspondiente presión magnética da lugar a una compresión axial del plasma, en adición a la radial. Esto se ilustra en la figura 3 d. La configuración final de equilibrio se ilustra en la figura 3 e.

1.2 DESCRIPCION DEL THETA-PINCH DE LA C.N.E.A.

La figura 4 ilustra esquemáticamente los principales elementos constitutivos del theta-pinch de la C.N.E.A. La cámara de descarga es un tubo de cuarzo de 133 mm de diámetro interior y 9 mm de pared, con una longitud de 1500 mm. Ambos extremos están provistos de ventanas de cuarzo, para observación axial. El sistema de vacío permite alcanzar una presión de 2×10^{-6} Torr en la cámara de descarga. En las experiencias realizadas se utilizó hidrógeno como gas de trabajo, el que es purificado utilizando un filtro de paladio e inyectado a la cámara de descarga por medio de una válvula de aguja, hasta alcanzar valores de presión en el rango de 5-20 mTorr. La espira de inducción está compuesta por espiras individuales de 17 mm de espesor, espaciadas 3 mm entre si. El diámetro medio es de 200 mm y la longitud puede variarse entre 300 y 600 mm. Las espiras ubicadas en los extremos tienen un diámetro menor que las restantes, proporcionando una relación de espejos ~ 1.1 . Esta relación es el cociente entre los valores de campo magnético en los extremos y en el plano medio de la espira de inducción, y tiene por objeto evitar una pérdida excesiva de plasma por los extremos.

Para preionizar el plasma se utiliza un generador de radiofrecuencia de 27 MHz y 1 kW de potencia nominal, acoplado capacitivamente al gas. A fin de completar la formación y calentamiento del plasma inicial, el theta-pinch dispone

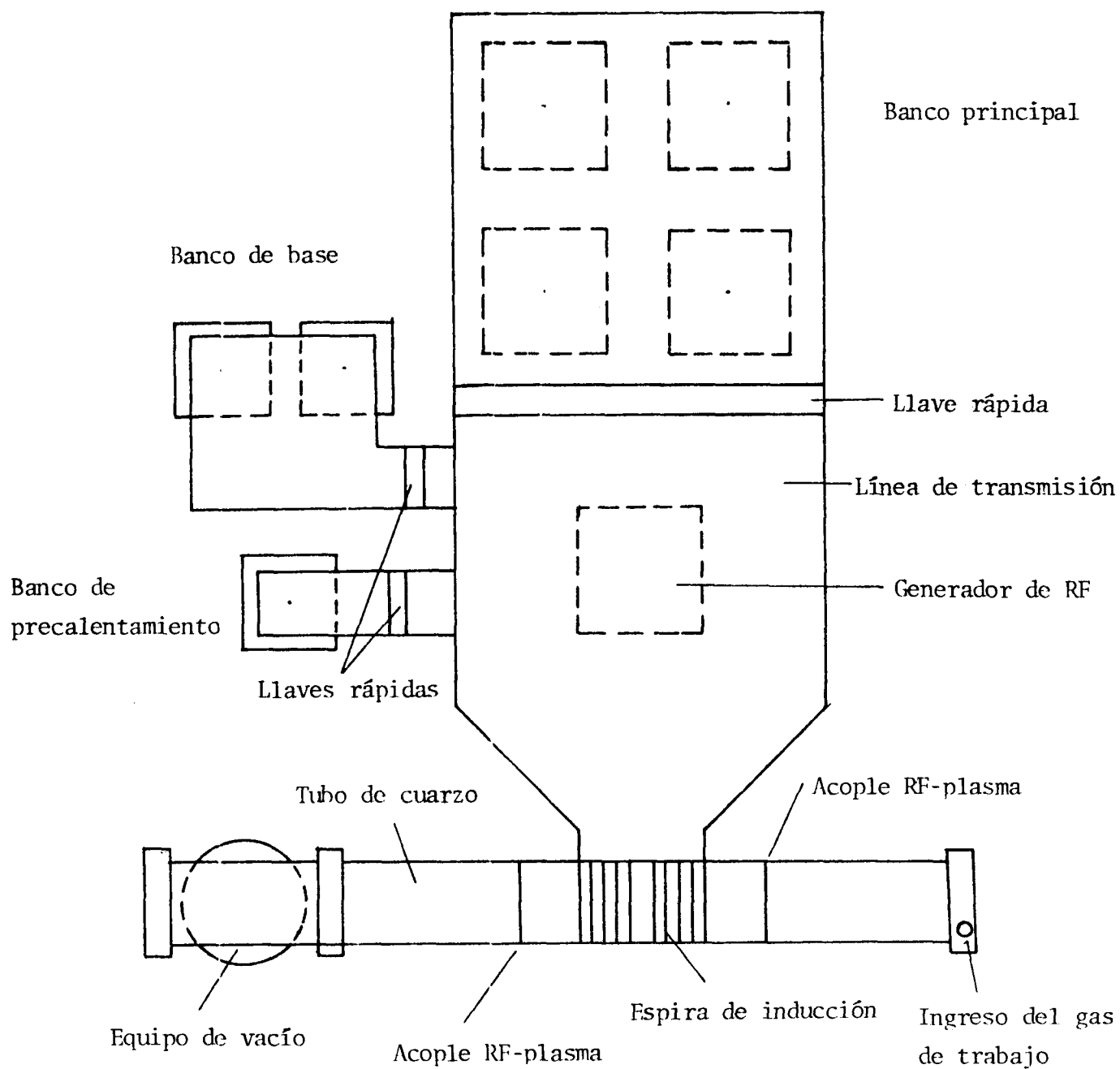


Figura 4.- Esquema general del theta-pinch de la C.N.E.A.

de tres bancos de capacitores independientes, conectados en paralelo a la espira de inducción. Los bancos se disparan según la siguiente secuencia: banco de base, banco de precalentamiento, banco principal. La secuencia de disparo está controlada por un generador de disparos multicanal programable, que permite variar el tiempo entre disparos de los distintos bancos.

El banco de base tiene una capacidad de $120\ \mu\text{F}$, $10\ \text{kV}$ de tensión y está formado por dos capacitores en paralelo. La descarga del banco de base es oscilatoria amortiguada, con un período de $162\ \mu\text{s}$ y con un campo magnético pico de $0.12\ \text{T}$ para la máxima tensión del banco de $10\ \text{kV}$. Este campo inicial queda atrapado en el plasma y es el que da lugar, juntamente con el campo principal, a la formación de las configuraciones toroidales de confinamiento según lo indicado anteriormente. El banco de precalentamiento tiene por función completar la ionización del plasma inicial hasta un valor próximo al 100%. Está formado por un capacitor de $0.24\ \mu\text{F}$ y $100\ \text{kV}$ de tensión y su descarga es oscilatoria amortiguada, con un período de $1.5\ \mu\text{s}$. Finalmente, el banco principal, encargado de producir la compresión y el calentamiento del plasma, tiene una capacidad de $15\ \mu\text{F}$ y una tensión de $40\ \text{kV}$. Está formado por cuatro capacitores en paralelo, lo que permite almacenar una energía de $12\ \text{kJ}$ a máxima tensión. La descarga es oscilatoria amortiguada, con un período de $7.6\ \mu\text{s}$ y con un campo magnético pico de $1.25\ \text{T}$ para la máxima tensión de $40\ \text{kV}$.

Una secuencia de la descarga en vacío de los tres bancos está ilustrada en la figura 5.

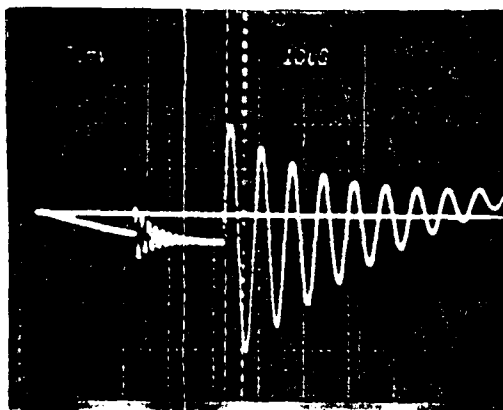


Figura 5.- Corriente que circula por la espira de inducción, generada por la descarga de los tres bancos de capacitores en ausencia de plasma.

Períodos de la descargas

Base: 162 μ s

Precalentamiento: 1.5 μ s

Principal: 7.6 μ s

Los tres bancos de capacitores se cargan simultáneamente utilizando una fuente de alta tensión de múltiples salidas. La tensión máxima correspondiente a cada una de las salidas puede establecerse independientemente de las restantes con anterioridad al proceso de carga, pudiendo variarse a voluntad entre cero y la máxima tensión de operación de cada banco. El disparo de los tres bancos se efectúa utilizando un generador de pulsos de múltiples salidas y retardos programables, siendo posible variar el retardo entre dos salidas cualesquiera en intervalos mínimos de 100 ns. Las salidas de este sistema alimentan a los generadores de pulsos de alta tensión (50-100 kV) que son los que producen el accionamiento de las llaves gaseosas para descarga de los bancos de capacitores. Finalmente, la máquina cuenta con un sistema de control de presión y flujo de gases, los que se utilizan para presurizar las múltiples llaves gaseosas de los circuitos de descarga de los bancos de capacitores y de los generadores de pulsos de alta tensión. La figura 6 ilustra el theta-pinch de la C.N.E.A.

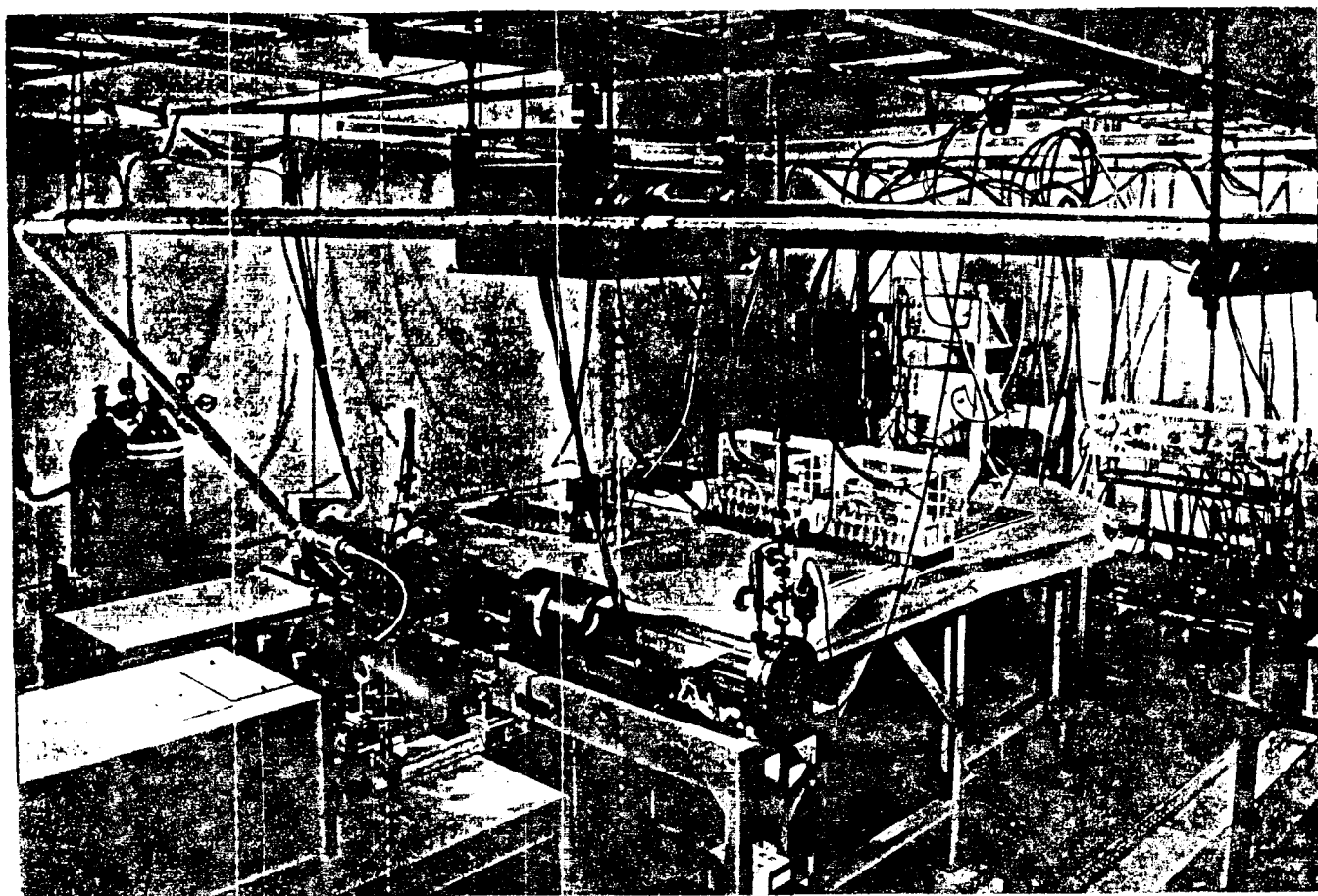


Figura 6.- Theta-pinch de la C.N.E.A.

CAPITULO 2

PROCESOS FISICOS RELEVANTES PARA LA REPRODUCIBILIDAD DEL PLASMA.

En este capítulo se discuten los procesos físicos que son relevantes desde el punto de vista de la reproducibilidad de las condiciones del plasma final. En este sentido, dichas condiciones están dominadas fundamentalmente por el proceso de ionización del gas durante la etapa de precalentamiento. En particular, la reproducibilidad del instante de formación de la lámina de corriente en esa etapa, y en consecuencia el nivel de flujo atrapado que caracteriza al plasma final,²¹ dependen críticamente de las condiciones iniciales del proceso de ionización.^{14,20,28}

Lamentablemente no se encontraron en la literatura consultada discusiones integrales y detalladas de los procesos físicos indicados en relación con la reproducibilidad del plasma en máquinas como la utilizada en las presentes experiencias y que establezcan criterios claros sobre las condiciones óptimas de operación a tal efecto. Por el contrario, dentro de ciertos lineamientos generales, la elección de dichas condiciones parecería a priori estar librada a procedimientos experimentales de prueba y error. En lo que sigue se tratará de dar una visión fundamentalmente cualitativa e integral del tema, que se basa en discusiones parciales publicadas en la literatura y, en gran parte, en conclusiones propias extraídas del material publicado.

Definimos la ionización en nuestro caso como el proceso que, partiendo del gas neutro y pasando por la producción de los

primeros electrones libres, permite lograr un plasma frío con una ionización prácticamente del 100% antes de la descarga principal.

En el theta-pinch de la C.N.E.A. la ionización se realiza en dos etapas: preionización y precalentamiento. La preionización se lleva a cabo por medio de la descarga de RF, la cual produce un plasma débilmente ionizado ($\sim 0.01\%$), con una densidad electrónica adecuada para que la descarga de precalentamiento sea eficiente y permita alcanzar una adecuada ionización en el primer ciclo de la misma.

Cuando el precalentamiento se realiza en base a una descarga theta oscilatoria, como ocurre en el presente sistema, los electrones libres del plasma están sujetos a dos regímenes de movimiento distintos^{2,9}, según cuales sean los valores relativos de las frecuencias de ciclotrón (ω_{ce}) y de plasma (ω_p) (apéndice 3) ,

$$\text{siendo} \quad \omega_{ce} = eB/m \quad \omega_p = (ne^2/\epsilon_0 m)^{1/2}$$

donde n es la densidad electrónica, m y e la masa y la carga del electrón, ϵ_0 la permitividad del vacío, B el campo magnético.

En el caso $\omega_{ce} > \omega_p$, el movimiento de los electrones está determinado por la acción combinada de los campos eléctrico y magnético, adquiriendo aquéllos una velocidad de arrastre máxima

$$v = 2E_\theta/B \quad , \quad \text{donde} \quad \left\{ \begin{array}{l} E_\theta \approx \frac{r_0}{2} \frac{dB}{dt} \\ r_0 : \text{radio de la cámara de descarga} \\ E_\theta : \text{campo eléctrico azimuthal} \end{array} \right.$$

La ionización se produce cuando B disminuye lo suficiente

como para que $mv^2/2$ sea mayor que el potencial de ionización del gas (V). Es evidente, por lo tanto, que en estas condiciones la ionización se produce en las proximidades y durante el cruce por cero de B .

Cuando existe una densidad inicial de cargas tal que $n > \epsilon_0 B^2/m$, se cumple $\omega_p > \omega_{ce}$; los electrones ya no están sujetos al campo magnético y se mueven bajo el efecto del campo eléctrico E_θ , con una velocidad $v = eE_\theta t/m$. Nuevamente debe cumplirse que $mv^2/2$ sea mayor que el potencial de ionización y también en este caso la ionización ocurre en las proximidades del cruce por cero del campo magnético.

Los dos regímenes permiten ionizar y de acuerdo al valor inicial de la densidad de electrones pueden presentarse dos casos:

i) Si inicialmente la densidad de electrones es nula o suficientemente baja tal que $\omega_{ce} > \omega_p$, a partir del instante en que $mv^2/2 > V$ comienza la ionización mediante electrones magnetizados. La densidad de electrones comienza a crecer y cuando $n > \epsilon_0 B^2/m$ (ésto puede requerir más de un cruce por cero) los electrones quedan desmagnetizados ($\omega_p > \omega_{ce}$) y la ionización se produce por efecto del campo eléctrico. Este régimen se mantiene hasta que B , luego de crecer, alcanza el valor que permite satisfacer nuevamente $\omega_{ce} > \omega_p$.

ii) Si n inicial es suficientemente alta, de manera tal que previo a que se cumpla $mv^2/2 > V$ ya se satisfizo $\omega_p > \omega_{ce}$, entonces sólo tiene lugar la ionización por efecto de campo eléctrico E_θ . En este caso, durante todo el cruce por cero, los elec-

trones están desmagnetizados y acelerados por acción del campo eléctrico. Luego del cruce B aumenta, y cuando se cumple $\omega_{ce} > \omega_p$ la ionización se detiene.

Un aspecto clave en el proceso de ionización es la magnitud, reproducibilidad y constancia del nivel de concentración de impurezas. La presencia de éstas se debe a la acción combinada de pérdidas naturales de vacío de la cámara de descarga, a la migración de aceite de la bomba difusora hasta la región de trabajo, a la falta de pureza del gas utilizado y a la interacción del plasma con las paredes del tubo de descarga. En el rango de presiones utilizadas la influencia de las impurezas es apreciable e incluso pueden llegar a dominar los procesos de ruptura del gas en ciertas condiciones²⁰. La influencia de las impurezas dominantes (oxígeno, carbono, nitrógeno) puede entenderse en términos de las secciones eficaces de ionización por impacto electrónico, las que son mayores que la sección eficaz de ionización del hidrógeno³⁰. Debido a la importancia de la concentración de impurezas en el proceso de ionización, el nivel y la reproducibilidad de dicha concentración deben ser estrictamente controlados, ya que en caso de variar disparo a disparo, la formación de la lámina de corriente a su vez tendría lugar en distintos instantes de tiempo. Como consecuencia de esto, la magnitud de flujo atrapado variaría en los sucesivos disparos y no podrían obtenerse condiciones de reproducibilidad.

El régimen de ionización mediante electrones magnetizados ($\omega_{ce} > \omega_p$) corresponde a una baja densidad de electrones libres, por lo que el proceso de ionización es poco eficiente durante el primer ciclo de la descarga de precalentamiento. Para comple-

tar la ionización resulta necesario generalmente más de un cruce por cero, lo que favorece la interacción plasma-pared³¹ y la incorporación aleatoria de impurezas arrancadas del tubo en cada oportunidad en que se anula el campo magnético.²⁸ Por lo tanto, de iniciarse la ionización del gas en régimen de electrones magnetizados, no resulta usualmente posible lograr un control adecuado de impurezas y ésto lleva naturalmente a una irreproducibilidad de las condiciones finales del plasma en sucesivos disparos.

Por el contrario, el régimen de alta densidad electrónica inicial permite minimizar el efecto de la presencia de impurezas en las etapas iniciales del proceso de ionización, y cuanto más elevada sea n inicial tanto más anticipadamente comienza dicho proceso. Este tiene lugar durante el primer cruce por cero del campo magnético externo, siendo el intervalo de tiempo de duración del proceso mucho mayor que en el caso i). El resultado es que al cabo del primer ciclo de la descarga de precalentamiento el grado de ionización alcanzado es casi completo, haciendo innecesario nuevos cruces por cero y evitando así la introducción aleatoria de impurezas como resultado de interacciones plasma-pared. En estas condiciones, para una concentración inicial constante de impurezas, resulta posible obtener buena reproducibilidad en sucesivas descargas. En consecuencia, para tener reproducibilidad, es esencial disponer de una adecuada densidad electrónica inicial ($> 10^{10} \text{ cm}^{-3}$)²⁸ y con este fin se realiza la descarga de RF de preionización.

Mediante la descarga de RF y la descarga theta de precalentamiento se dispone de una técnica de ionización muy eficiente

y que permite lograr una adecuada reproducibilidad de las condiciones del plasma. Sin embargo, cabe destacar que el cruce por cero del campo magnético externo, que necesariamente debe realizarse durante la descarga theta, produce una disminución del flujo inicial de base, de manera que sólo una fracción de éste queda atrapada en el plasma²¹. La disminución de flujo está relacionada con la penetración del campo externo durante el cruce por cero de la descarga de precalentamiento, debido a la difusión resistiva del campo en el plasma frío.

La evolución temporal del campo externo se ilustra en la figura 7. Inicialmente se establece el campo de base uniforme y cuasi-estacionario, B_b , y se efectúa luego la descarga theta de precalentamiento, que induce un campo $B_p \sin(\omega_p t)$; en su evolución, de acuerdo a la figura 7, el campo externo resultante $B_b + B_p \sin(\omega_p t)$ se anula dos veces. El perfil radial esquemático del campo magnético hasta completar el cruce por cero se representa en la figura 8. El grado de ionización alcanzado en la lámina de corriente en el tiempo t_4 es muy alto, de manera que a partir de este instante los procesos difusivos ya no son tan importantes como en la fase de inversión de campo. El flujo atrapado en el plasma resulta ser aproximadamente el correspondiente a t_4 , que está dado por

$$\Phi = \int_0^R B(t_4) 2\pi r dr$$

(R: radio del tubo de descarga)

que es obviamente inferior al correspondiente a t_1 .

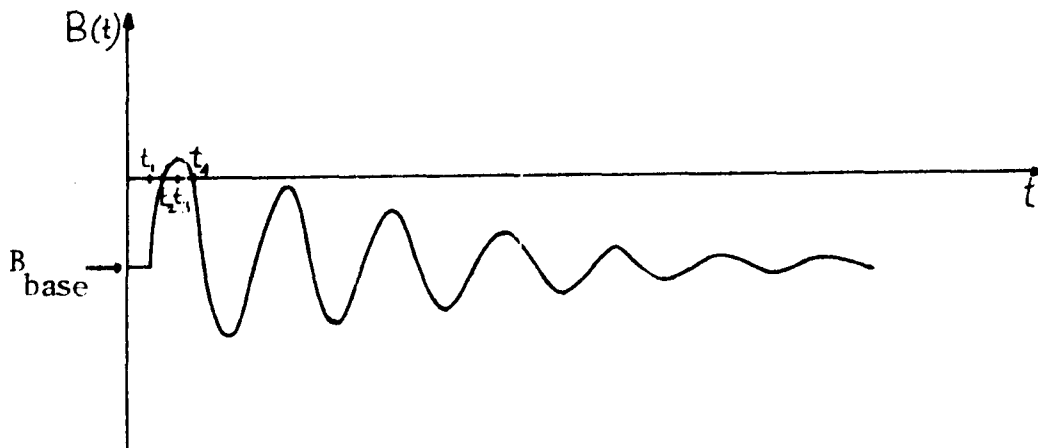


Figura 7.- Evolución del campo magnético externo durante la descarga de precalentamiento.

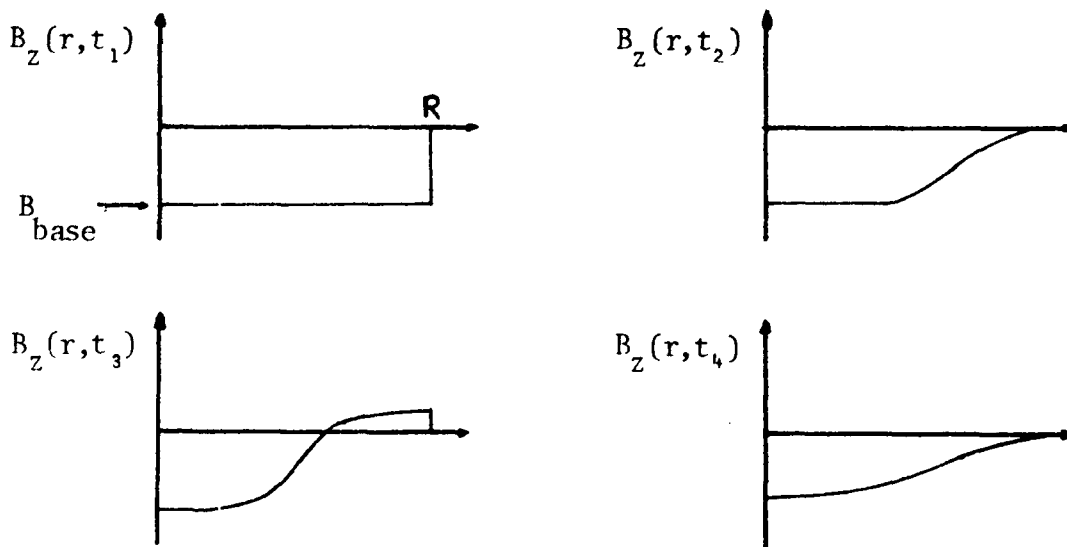


Figura 8.- Perfil radial esquemático del campo magnético hasta completar el cruce por cero.

(R: radio del tubo de descarga)

Debido a la rápida penetración del campo externo durante la fase de inversión, resulta evidente que la frecuencia de la descarga theta debe ser suficientemente alta como para que el tiempo de duración de la inversión sea breve, reduciendo así las pérdidas del flujo inicial de base y, por otro lado, no tan alta como para que el tiempo de ionización durante el cruce por cero sea más corto que el necesario para lograr un adecuado crecimiento de la concentración de electrones libres al término del primer semiciclo de la descarga de precalentamiento. Típicamente, en esta clase de experiencias, el período de la descarga varía de 1 a 2.5 μs . Tomando en cuenta lo indicado y en base al material disponible se utilizó un capacitor de 0.22 μF para el banco de precalentamiento, lo que permitió obtener un período de 1.5 μs para la descarga. Asimismo, la relación entre las amplitudes B_b y B_p debe ser convenientemente elegida, de manera de reducir el tiempo de inversión del campo externo. Se consideró conveniente en las experiencias realizadas ajustar la relación entre B_b y B_p tal que sólo se produzcan cruces por cero en el primer semiciclo de la descarga, dado que posteriores anulaciones del campo conducen a una liberación de impurezas de las paredes del tubo de descarga, lo que podría afectar la reproducibilidad de las condiciones del plasma en distintos disparos.

CAPITULO 3

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE LAS CONDICIONES DE REPRODUCIBILIDAD DEL PLASMA

3.1. Introducción

Con el objeto de determinar las condiciones de operación de la máquina que aseguren una buena reproducibilidad del plasma en sucesivos disparos, se realizaron experiencias en las etapas de preionización, precalentamiento y compresión principal.

En la etapa de preionización, se optimizó el acoplamiento de RF al plasma a fin de obtener un nivel de preionización tan alto como fuera posible en base a la potencia disponible y se redujo el nivel de impurezas al mínimo compatible con el equipo. Asimismo se estudió la variación de la concentración de impurezas en función del tiempo a partir del instante de encendido del equipo de RF, en los casos de operación con flujo continuo de gas y, alternativamente, en condiciones estancas.

En la etapa de precalentamiento se estudió la reproducibilidad del instante de formación de la lámina de corriente y la reproducibilidad de la emisión luminosa del plasma en función de las condiciones de cruce por cero del campo magnético externo, con particular atención a la relación de intensidades entre el campo magnético de base y el de precalentamiento.

En la etapa final se determinó el intervalo de tiempo óptimo que debe separar a las descargas de precalentamiento y principal a fin de asegurar una adecuada reproducibilidad del plasma.

Estas experiencias se realizaron en base a la utilización de técnicas espectroscópicas y sondas magnéticas.

3.1.1. Estudio de la etapa de preionización

a) Dispositivo experimental

Para llevar a cabo las experiencias indicadas se utilizó el dispositivo experimental representado esquemáticamente en la figura 9 . La emisión luminosa proveniente de la cámara de descarga se observa en forma simultánea por dos monocromadores SPEX 1702 y SPEX 1870 a través de un sistema de enfoque que utiliza óptica de cuarzo. Los monocromadores están orientados de manera de observar radialmente el plasma y están provistos de tubos fotomultiplicadores RCA, utilizándose en las distintas experiencias el modelo de tubo con respuesta espectral adecuada en la región de frecuencias de interés. Las señales de los tubos fotomultiplicadores se envían por medio de cables RG 58 a un cuarto blindado LINDGREN modelo 12 de doble pared que asegura una atenuación mínima de 120 dB en el rango 14 kHz-10 GHz. Los cables RG 58 se encuentran ubicados dentro de tubos flexibles de bronce y de conductos rígidos de hierro galvanizado a fin de contar con un blindaje electromagnético adecuado. En el recinto blindado se encuentran un generador de pulsos con 10 salidas independientes con retardo programable modelo CNEA 0171 con el que se fija la separación temporal de las descargas de los tres bancos de capacitores, un osciloscopio TEKTRONIX 7844 cuya pantalla se fotografía con una cámara TEKTRONIX C-53 y un graficador X-Y HEWLETT-PACKARD 7045 A.

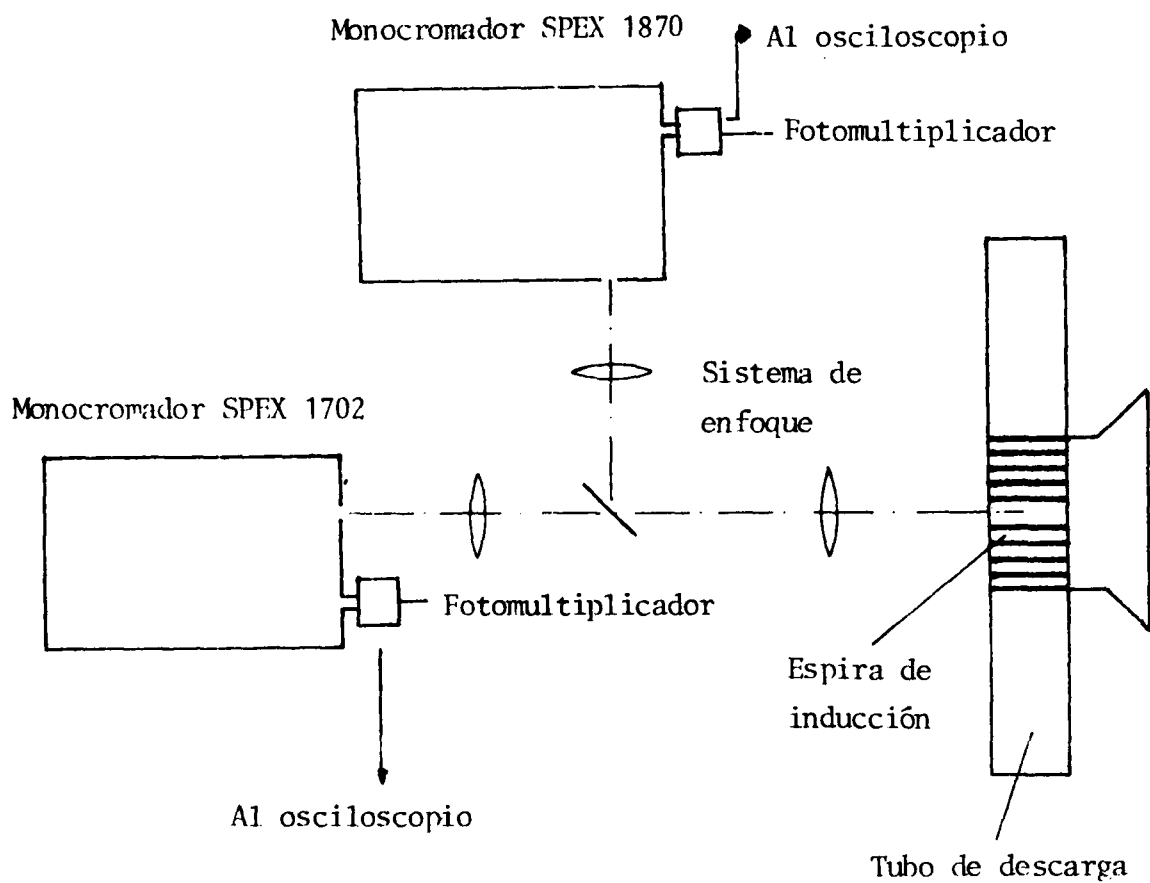


Figura 9.- Esquema del dispositivo experimental.

La descarga de preionización se realiza mediante la fuente de RF cuyo esquema se ilustra en la figura 10 . En un circuito LC se genera una oscilación de 27 MHz. La potencia desarrollada (1 kW) se acopla inductivamente a dos espiras en serie, concéntricas con la espira de inductancia L, y ubicadas a ambos lados de ésta en forma simétrica. La espira L está aislada mediante mylar con respecto a las dos espiras de acople. A su vez, éstas están acopladas al plasma capacitivamente, por medio de dos espiras que abrazan al tubo de descarga y dispuestas simétricamente a ambos lados de la espira de inducción del theta-pinch.

El sistema de vacío puede operarse en condiciones estancas o dinámicas. A efectos de reproducir exactamente las condiciones dinámicas de flujo para una presión determinada, se incorporó un sistema de control de flujo constante consistente en una válvula plato de 100 mm de diámetro con un orificio de 1.5 mm de diámetro en su cuerpo, ubicada entre la cámara de descarga y la bomba difusora. Con la válvula abierta, en la cámara se obtiene alto vacío ($\sim 2 \times 10^{-6}$ Torr), en tanto que con la válvula cerrada la evacuación se realiza a través del orificio practicado en ella, lográndose una presión de base constante ($\sim 4 \times 10^{-5}$ Torr) de manera muy reproducible.

También se incorporó al sistema de vacío un filtro de paladio ubicado en la porción final de la cañería por medio de la cual se abastece de hidrógeno a la cámara de descarga, con el objeto de optimizar el grado de pureza del gas de trabajo. El principio

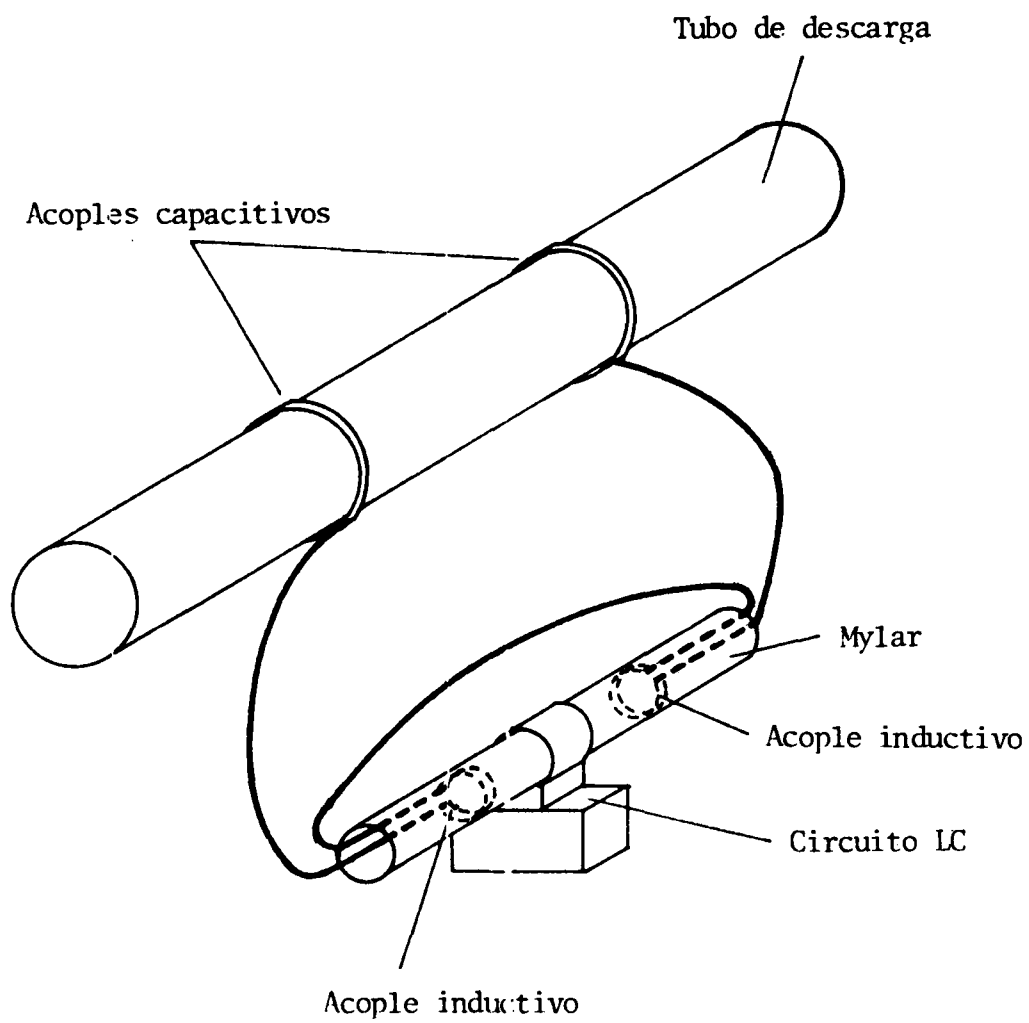


Figura 10.- Esquema del generador de RF.

de funcionamiento del filtro, cuyo esquema se muestra en la figura 11, consiste en la difusión selectiva de hidrógeno a través de paladio cuando éste es calentado a una temperatura conveniente. El paladio se calienta mediante una resistencia eléctrica a una temperatura determinada que se fija dentro del rango 315°C-425°C. El gas proveniente del tubo de hidrógeno ingresa al filtro con una presión de ~1 atmósfera y difunde a través del paladio, obteniéndose hidrógeno ultra puro que sale por el extremo abierto del filtro. El hidrógeno obtenido se almacena en un recipiente a presión atmosférica aproximadamente, desde donde se lo hace ingresar a la cámara de descarga a través de una válvula aguja para regulación del flujo de gas.

Cabe aclarar que la descripción efectuada corresponde al sistema en su forma final, a la cual se llegó como resultado de los estudios y experiencias realizadas.

b) Experiencias realizadas

Se determinó inicialmente el acoplamiento óptimo entre la fuente de RF y el gas, de manera de transferir eficientemente la potencia disponible y producir una adecuada ionización inicial. A tal efecto, se efectuó la comparación de las amplitudes de la emisión de radiación de líneas atómicas y moleculares de hidrógeno como una medida cualitativa de la eficiencia del acoplamiento y ésta se consideró óptima cuando se logró un máximo del cociente de intensidad relativa atómica/molecular. Las modificaciones del acoplamiento se realizaron variando alternadamente los acoples in-

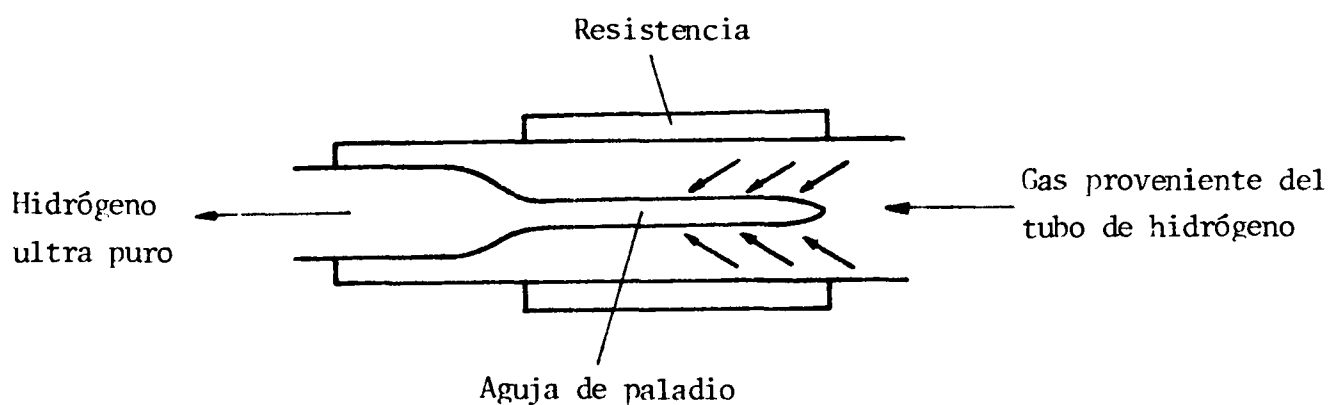


Figura 11.- Esquema del filtro de paladio.

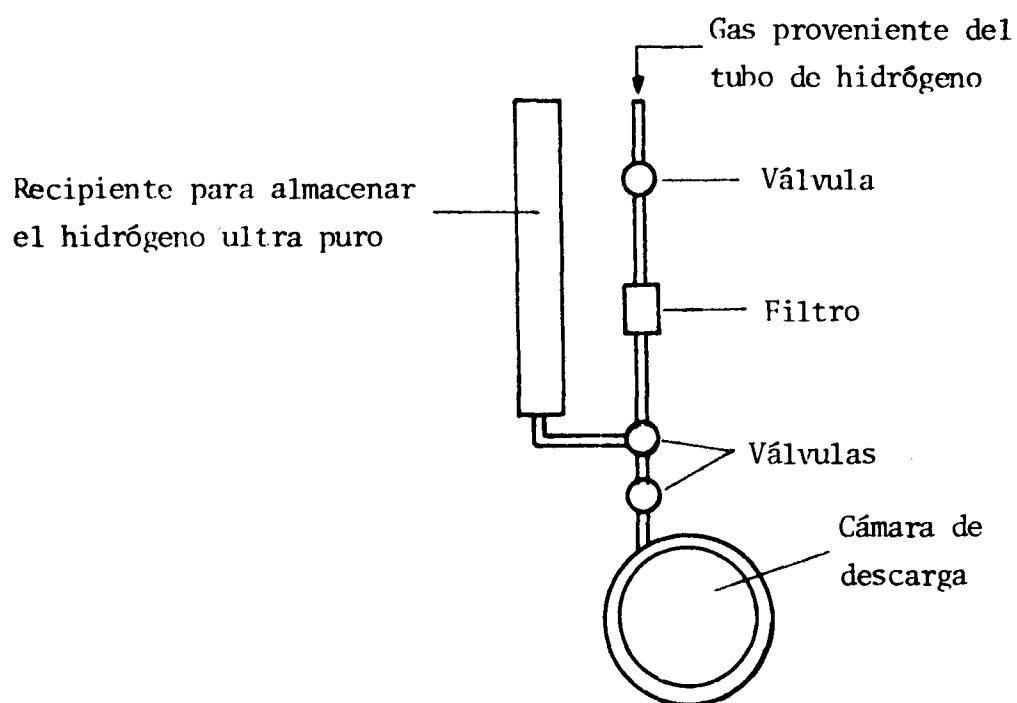


Figura 12.- Ubicación del filtro de paladio con respecto a la cámara de descarga.

ductivo y capacitivo existentes entre el generador de RF y el gas. Dichas variaciones consistieron en la búsqueda de las posiciones relativas de las respectivas espiras de acople que maximizaban la relación de intensidades atómica/molecular. En estas mediciones se compararon simultáneamente las intensidades de emisión de las líneas H_{β} y de la cabeza de la banda de hidrógeno molecular ubicada en 602.1 nm.

Una vez optimizado el acoplamiento de RF al plasma, se procedió a observar la radiación molecular emitida por las impurezas presentes, con el propósito de reducir su concentración al mínimo compatible con la estanqueidad del sistema de vacío y con la pureza del gas de trabajo (hidrógeno de pureza 99.995%). A tal efecto, se efectuó un barrido en longitudes de onda entre 380 nm y 900 nm utilizando el monocromador SPEX 1702 y un tubo fotomultiplicador RCA 8852. Las señales se registraron utilizando el graficador X-Y HEWLETT-PACKARD 7045 A. Como resultado de estas experiencias se concluyó lo siguiente:

- i) Existía una significativa contaminación en el gas de trabajo, presumiblemente como consecuencia de utilizar una larga línea de conexión (tubo de cobre de 5 m de longitud) entre el tubo de gas comprimido (ubicado en una caseta externa al laboratorio por razones de seguridad) y la cámara de vacío. Este problema se eliminó incorporando el filtro de paladio, descrito anteriormente, en la admisión de gas al sistema (figura 12).
- ii) Al registrar la radiación molecular emitida por impurezas de nitrógeno y oxígeno excitada por RF, con el gas de trabajo en

condiciones estancas en la cámara de descarga a una presión de 10 mTorr , se observó un incremento de la intensidad en función del tiempo , lo que no ocurría en caso de efectuarse la descarga en condiciones de flujo continuo de gas a igualdad de presión. Este efecto se atribuyó a las pérdidas del sistema de vacío, que daban lugar al ingreso de aire en la cámara de descarga y, por consiguiente, a un aumento paulatino de la concentración de impurezas. Debido a que se observaron variaciones apreciables de la intensidad de radiación de las impurezas (N_2, O_2) en tiempos del orden del minuto, se decidió operar el sistema en condiciones de flujo continuo de gas para asegurar una concentración constante de impurezas. Dado que con el sistema de operación de flujo continuo de gas disponible originalmente no era posible reproducir exactamente las condiciones dinámicas de flujo para una presión de trabajo dada, dicho sistema fue modificado según se indicó en la descripción del dispositivo experimental. De esta manera se consiguió un adecuado control del flujo de gas, perfectamente reproducible y que aseguraba una concentración constante de impurezas.

A continuación y con el propósito de asegurar un nivel constante y reproducible de impurezas se estudió el problema de su liberación de las paredes del tubo de cuarzo, resultante de los efectos de limpieza de la descarga de RF. En particular, el estudio se centró en la determinación del tiempo característico de limpieza de las paredes, que debería ser mucho menor que el intervalo de tiempo entre el encendido de la fuente de RF y el disparo del banco de base, y en la reproducibilidad de la concentración final de impurezas presentes en el plasma luego del proceso de limpieza.

En estas experiencias se observó la emisión de N_2 (380.5 nm), OI (777.2 nm) y H_β (486.1 nm) en función del tiempo. Las mediciones se realizaron utilizando el monocromador SPEX 1702 provisto de un fotomultiplicador RCA 1P28 (nitrógeno e hidrógeno) y alternativamente un RCA 8852 (oxígeno) registrándose las señales mediante el graficador HEWLETT-PACKARD 7045 A.

En condiciones de flujo continuo de gas, al encender la RF se observó, en el caso del nitrógeno, un brusco crecimiento de la concentración, la cual decaía hasta alcanzar un nivel prácticamente constante en un tiempo del orden del 5 segundos. Este efecto, atribuible a una liberación inicial de impurezas de las paredes que decae luego como resultado de la acción de bombeo residual del sistema de vacío, está ilustrado en la figura 13. Al apagar la fuente de RF, las paredes del tubo de descarga recuperaban la condición inicial luego de aproximadamente 10 minutos. La repetición de estas experiencias indicó un alto grado de reproducibilidad de la evolución de la emisión de la línea de N_2 380.5 nm. Estos efectos fueron igualmente observados en la emisión de H_β (figura 14), no así en el caso del oxígeno, en tanto que otras impurezas tales como vapor de agua o compuestos de carbono no pudieron detectarse espectroscópicamente.

De estas experiencias se concluye que es posible obtener una concentración constante y reproducible de impurezas en el plasma de preionización, sobre la base de un sistema de flujo continuo de gas y luego de una espera del orden de algunos segundos a partir del instante de encendido de la descarga de RF, de manera de asegurar la remoción del exceso de impurezas liberadas.

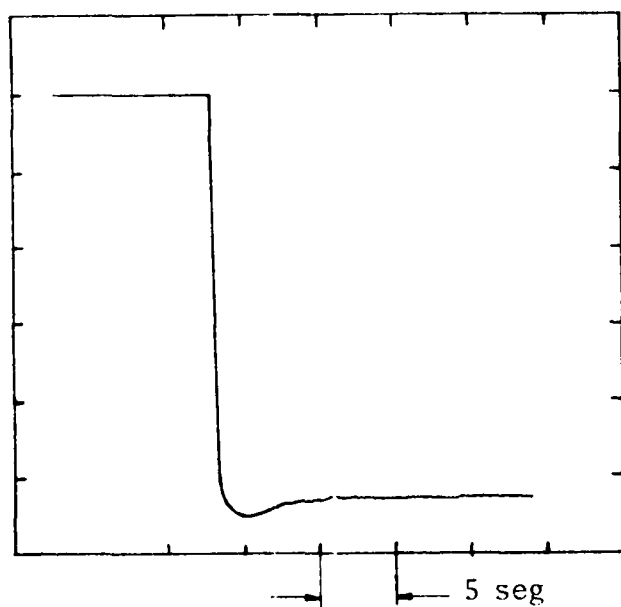


Figura 13.- Evolución de la concentración de nitrógeno durante la descarga de RF.

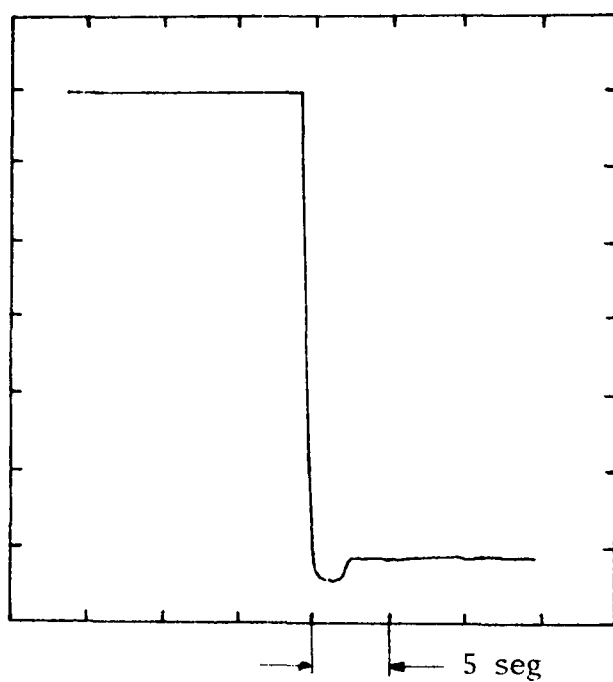


Figura 14.- Evolución de la concentración de hidrógeno durante la descarga de RF.

3.1.2. Reproducibilidad del Plasma durante la descarga de pre-calentamiento

Durante la etapa de precalentamiento tiene lugar la formación de la lámina de corriente, en las proximidades del cruce por cero del campo magnético externo. Para estudiar este proceso se realizó una serie de mediciones espectroscópicas, a efectos de determinar las condiciones óptimas de operación desde el punto de vista de la reproducibilidad del plasma.

El dispositivo experimental es el mismo que el utilizado en las experiencias de RF, pero con el agregado de una sonda magnética ubicada entre el tubo de descarga y la espira de inducción en la sección media de la espira. Dicha sonda consiste de un arrollamiento de pequeñas espiras de inducción dispuestas perpendicularmente a la dirección del campo magnético. La sonda, compuesta de 10 espiras de 3.7 mm de diámetro medio, detecta una señal proporcional a dB/dt (B es el campo magnético externo) la cual es integrada y registrada en el osciloscopio simultáneamente con la señal correspondiente a la emisión de radiación de una línea de interés; de esta forma se pueden correlacionar temporalmente las variaciones del campo magnético externo con la emisión luminosa del plasma. Para integrar la señal se utilizó un circuito con una constante de tiempo $RC=800 \mu s$, habiéndose elegido este valor de manera de asegurar una adecuada respuesta en frecuencia para las descargas de los tres bancos de capacitores (el rango de frecuencias a cubrir es 6.2 kHz - 0.68 MHz) y a la vez evitar una excesiva atenuación de la señal integrada³². La sonda se calibró en base al registro de la

evolución de la corriente en función del tiempo para las descargas de los tres bancos de capacitores. A partir de las fotografías correspondientes se determinaron los respectivos valores RLC del circuito (C medido por el fabricante); con estos datos y conociendo la tensión de carga de los capacitores se obtuvo el valor de la corriente pico de las descargas, el cual permite determinar el valor pico de campo magnético. La constante de calibración obtenida es 2.4 kA/mV o, equivalentemente, 7.6×10^{-3} Tesla/mV (apéndice 1).

El theta pinch se operó con flujo continuo de hidrógeno y la presión en la cámara de descarga se ajustó a 15 mTorr. Luego del encendido de RF se dispara el banco de capacitores de base, y 10 μ s antes de que el campo magnético de base alcance su valor máximo se descarga el banco de precalentamiento. Esta elección de tiempos permite que en el instante de disparo del banco principal de capacitores, en coincidencia con el máximo del campo de base, las oscilaciones del campo de precalentamiento se encuentren prácticamente extinguidas, de modo de asegurar condiciones del plasma razonablemente uniformes y cuasi-estacionarias en dicho instante. Así se evita el factor de irreproducibilidad que estaría presente si se descargara el banco principal cuando aún existen oscilaciones en el plasma de precalentamiento. El valor pico del campo de base se fijó en 0.076 T en tanto que el de precalentamiento fue un 20% mayor, de modo de que el campo magnético externo efectuara un único cruce por cero (figura 7).

A fin de determinar el instante de formación de la lámina de corriente se observó en detalle la emisión de la línea H_{α} en las

proximidades del cruce por cero, según se ilustra en la figura 15. Con este propósito el monocromador SPEX 1702, con un fotomultiplicador RCA 1P28, se enfocó en la pared del tubo de descarga. Cabe destacar que en estas mediciones, en virtud de la escasa intensidad de emisión de H_{α} en el instante de formación de la lámina de corriente en comparación con su intensidad en el máximo de compresión del plasma, fue necesario utilizar ranuras de 2 mm de abertura. En mediciones posteriores, a fin de observar la emisión correspondiente al máximo de compresión, se utilizaron ranuras de pequeña abertura (~ 0.02 mm), perdiéndose de esta manera el detalle de la emisión inicial (comparar figuras 15 y 16). La lámina de corriente se forma aproximadamente 100 ns antes de que el campo externo cruce por cero y la repetición de la experiencia indicó una muy buena reproducibilidad. Debe destacarse la importancia de realizar la descarga de preionización con la fuente de RF ya que, en igualdad de condiciones de operación, no se observó la emisión de H_{α} en caso de no efectuar dicha descarga. Los resultados obtenidos indican que la influencia de las impurezas es despreciable y que la descarga de RF es eficaz en la función de generar una adecuada densidad electrónica inicial. Esta densidad del plasma de preionización se estimó en $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ en base al valor del campo magnético $B \sim 3.9 \times 10^{-2} \text{ T}$ correspondiente al instante inicial de emisión de H_{α} y considerando que para ionización por electrones desmagnetizados vale la relación $n(\text{cm}^{-3}) \gtrsim 10^{13} B^2(\text{T})$ que resulta si $\omega_p \gtrsim \omega_{ce}$.

Para estudiar el comportamiento del plasma durante el

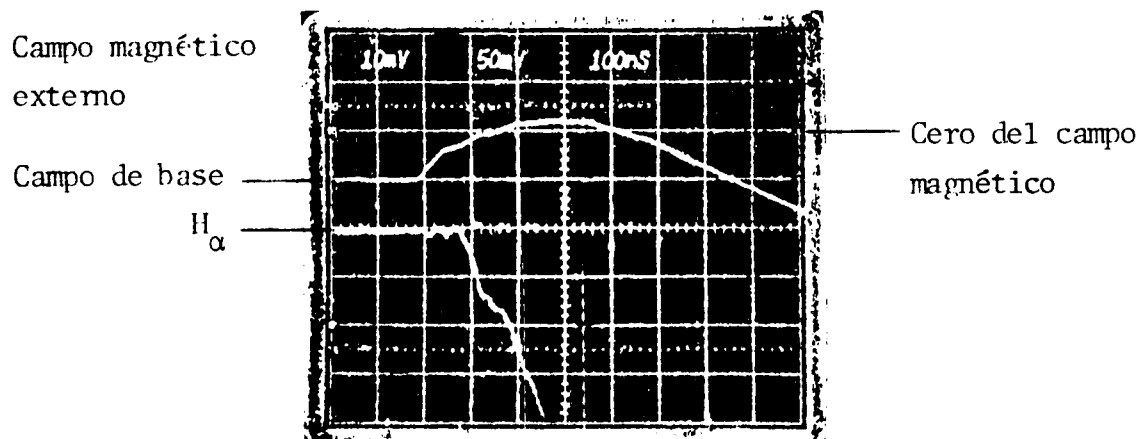


Figura 15.- Formación de la lámina de corriente durante la descarga de precalentamiento, indicada por la emisión H_{α} .

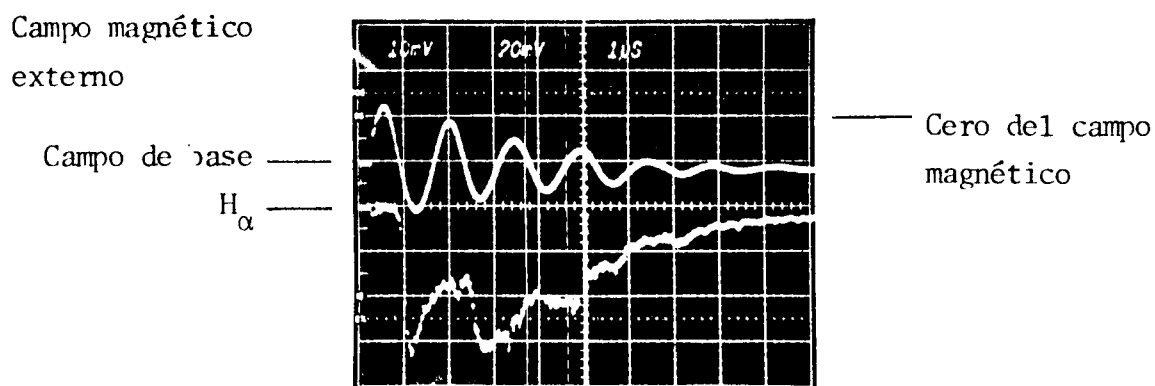


Figura 16.- Emisión de H_{α} durante la descarga de precalentamiento.

transcurso de la descarga de precalentamiento y particularmente la dependencia de dicho comportamiento en función de las condiciones de cruce por cero, se registró la emisión de H_{α} , H_{γ} y CII 426.7 nm. En estas experiencias la óptica de entrada al monocromador se enfocó al infinito, de modo de reducir los efectos de inhomogeneidades del plasma que podrían resultar destacados preferencialmente en caso de enfocar en un plano particular de la cámara de descarga.

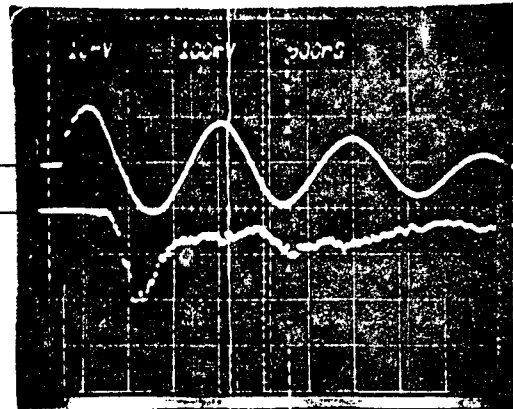
En las condiciones de presión y relación de amplitudes de campos magnéticos señaladas, las experiencias indicaron un comportamiento del plasma altamente reproducible, con fluctuaciones en las amplitudes de las señales comprendidas dentro del error de medición ($\sim 10\%$), evaluadas en base a varias decenas de disparos. En las figuras 16 y 17 se ilustra la emisión de H_{α} y H_{γ} en función del tiempo teniendo como referencia la evolución del campo magnético externo. En la evolución de la emisión de H_{α} (figura 16) se observan los picos de intensidad luminosa en coincidencia con las sucesivas compresiones del plasma, así como el decaimiento de la señal en la fase cuasi-estacionaria correspondiente al amortiguamiento de las oscilaciones del campo externo.

El alto grado de reproducibilidad obtenido con las condiciones de operación señaladas resultó apreciablemente afectado al variar la relación de las amplitudes de los campos magnéticos de base y precalentamiento. Dichas amplitudes se variaron de manera de que el campo magnético externo realizara dos cruces por cero, resultando en este caso una pobre reproducibilidad en la emisión de H_{γ} y CII 426.7 nm. En particular la emisión de CII 426.7 nm fue

Campo magnético
externo

Campo de base

H_Y



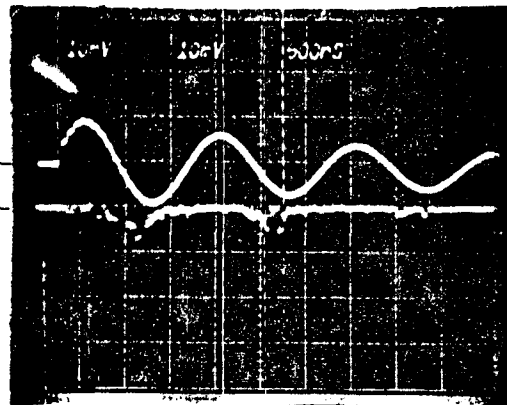
Cero del campo
magnético

Figura 17.- Emisión de H_Y durante la descarga de precalentamiento,
con un único cruce por cero del campo magnético externo.

Campo magnético
externo

Campo de base

H_Y



Cero del campo
magnético

Figura 18.- Emisión de H_Y durante la descarga de precalentamiento,
sin cruces por cero del campo magnético externo.

altamente irreproducible, lo cual indica fluctuaciones disparo a disparo en la temperatura electrónica, ya que la dependencia de la emisión con la temperatura es más fuerte en las especies ionizadas que en las especies neutras. El empobrecimiento de la reproducibilidad al permitir dos cruces por cero puede ser atribuido al contacto plasma-pared durante el segundo cruce, resultando la expansión del plasma hacia las paredes del tubo de descarga como consecuencia de la anulación del campo magnético externo,^{3,1} lo que permite una liberación aleatoria de impurezas que deteriora la reproducibilidad de las condiciones del plasma.

También fue analizada la posibilidad de realizar el precalentamiento del gas evitando que el campo magnético externo efectuara cruces por cero, lo que resultaría deseable teniendo en cuenta la inherente pérdida de flujo atrapado que implica esta condición^{2,1}. Para ello se eligieron las amplitudes de los campos de base y precalentamiento de manera que el primer pico del campo externo fuera ligeramente menor que cero. El resultado obtenido fue una emisión débil de H_{γ} en coincidencia con las dos primeras compresiones del plasma (figura 18) lo que evidencia una ruptura pobre del gas.

En consecuencia sólo en el caso de un único cruce por cero se logró una ruptura neta y un comportamiento altamente reproducible de la emisión luminosa del plasma en la etapa de precalentamiento.

3.1.3. Reproducibilidad del plasma durante la descarga principal

Partiendo de los resultados satisfactorios obtenidos para las etapas de preionización y precalentamiento, y manteniendo las

mismas condiciones operativas y la misma secuencia temporal de disparo de los bancos de capacitores (en $t=0$ se descarga el banco de base, $10\ \mu s$ antes de que el campo de base alcance su máximo se descarga el banco de precalentamiento, y en dicho máximo se descarga el banco principal), se estudió la reproducibilidad de la emisión luminosa de líneas de impurezas altamente ionizadas del plasma (OV-278.1 nm y CV-227.1 nm) durante la compresión principal; en estas condiciones se observó una pobre reproducibilidad general. En consecuencia, las investigaciones posteriores se centraron en la determinación del intervalo de tiempo adecuado que debe separar a las descargas de los bancos de capacitores de precalentamiento y principal. Con este fin se siguió la emisión de las líneas de impurezas indicadas utilizando el mismo dispositivo experimental que en las experiencias de precalentamiento.

La reproducibilidad óptima, tanto en amplitud como en forma de la señal, se obtuvo cuando la separación entre las dos descargas fue de $20\ \mu s$, resultando en este caso una desviación estándar del 17% en las fluctuaciones de la amplitud de la señal. Un resultado típico correspondiente a la emisión de OV-278.1 nm se ilustra en la figura 19 .

A partir de los resultados obtenidos se adoptó la siguiente secuencia de disparo: en el instante $t=0$ se dispara el banco de capacitores de base, $22\ \mu s$ después el de precalentamiento y a los $42\ \mu s$ el principal.

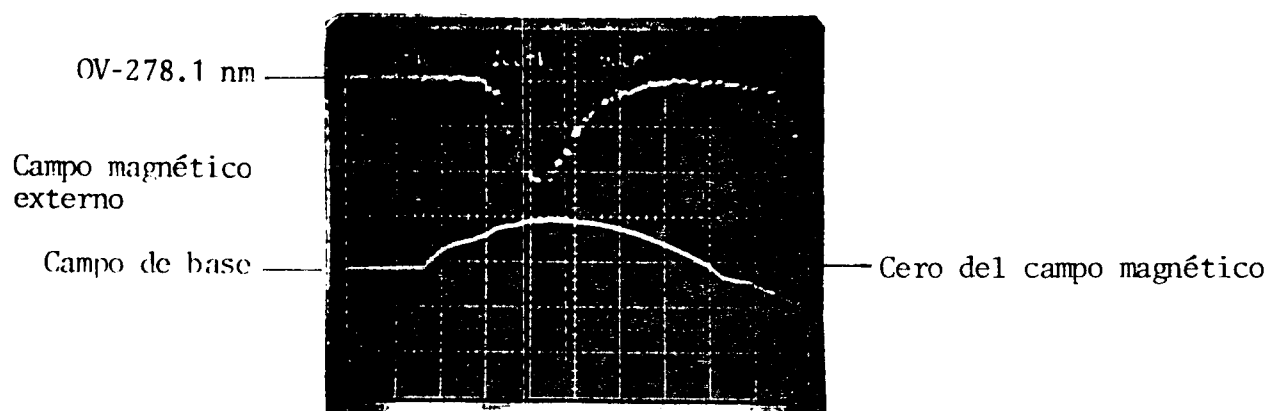


Figura 19.- Emisión de la línea 0V-278.1 nm durante la descarga principal.

Secuencia de disparo

t=0	banco de base
t=22 μ s	banco de precalentamiento
t=42 μ s	banco principal

CAPITULO 4

CARACTERIZACION DEL ESTADO DEL PLASMA EN LAS ETAPAS DE PRECALENTAMIENTO Y COMPRESION PRINCIPAL.

4.1 INTRODUCCION.

Se realizó un conjunto de experiencias con el objeto de caracterizar el estado del plasma durante las etapas de precalentamiento y compresión principal. En la etapa de precalentamiento se determinaron la temperatura y la densidad electrónicas, en tanto que en la etapa de compresión principal se determinó la temperatura iónica. Todas las mediciones se llevaron a cabo mediante la utilización de técnicas espectroscópicas. La temperatura electrónica se obtuvo en base al método del cociente de intensidad línea/continuo aplicado a la emisión de H_{γ} . La densidad de electrones se determinó mediante la medición del ensanchamiento Stark de la emisión de H_{γ} . Finalmente, la temperatura iónica del plasma producido por la descarga principal se obtuvo a partir del ensanchamiento Doppler de la emisión de la línea QV-278.1 nm. El dispositivo experimental es el mismo que el de la experiencias anteriores, con los monocromadores SPEX 1702 y SPEX 1870 provistos de tubos fotomultiplicadores RCA 1P28.

4.2 METODOS DE MEDICION UTILIZADOS.

4.2.1 METODO DE MEDICION DE LA TEMPERATURA ELECTRONICA DEL PLASMA.

Existen distintos métodos espectroscópicos para obtener la temperatura electrónica del plasma, cuyas aplicaciones dependen

del rango de valores de temperatura y densidad del mismo. En el presente trabajo, dicha temperatura se determinó mediante la medición de la intensidad relativa línea/continuo aplicado a la emisión de H_γ .

Este método, que se utiliza en plasmas de un único elemento y fundamentalmente hidrógeno y helio, permite medir con precisión temperaturas electrónicas comprendidas en el rango de 1-10 eV, que corresponde a los valores de interés para el plasma de precalentamiento. A efectos de que la aplicación del método sea válida deben satisfacerse los siguientes requisitos : la distribución de velocidades de los electrones debe ser maxwelliana; el nivel superior desde el cual se origina la radiación de línea debe estar en equilibrio termodinámico local con los electrones libres, lo cual puede satisfacerse fácilmente para concentraciones electrónicas $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; por último, el plasma debe ser ópticamente delgado (es decir que la radiación escapa prácticamente sin ser absorbida) para la radiación de línea y continua de interés, lo que es usualmente satisfecho.

El cociente de intensidad relativa de emisión línea/continuo (correspondiente a una banda de longitudes de onda $\Delta\lambda$) está dado por la expresión³³

$$I_1/I_c = 3^{3/2} \pi^3 (137 a_0)^2 f g \exp((E_\infty - E_1)/kT) \times \\ \times \{ 2 \lambda \Delta\lambda g_i \{ (G_{ff}/2) (kT/E_H) \exp(E_H/n'^2 kT) + \sum_n (G_{fb}/n^3) \exp(E_H/n^2 kT) \} \}^{-1}$$

donde :

a_0 : radio de Bohr.

f : intensidad de absorción del oscilador de la línea.

g : peso estadístico del nivel más bajo de la línea.

E_1 : energía del nivel más bajo de la línea.

E_∞ : potencial de ionización.

E_{II} : potencial de ionización del hidrógeno.

g_i : peso estadístico del nivel fundamental del ion.

G_{ff} , G_{fb} : factores de Gaunt (libre-libre y libre-continuo)

La suma sobre n , en el caso de la serie de Balmer para el hidrógeno, comienza en $n=3$ y se extiende hasta que la contribución de los términos sea despreciable ($n=6$); en este caso debe usarse $n'=7$.

I_1/I_c es independiente de la concentración de electrones, y para una longitud de onda determinada, el cociente de intensidades depende solamente de la temperatura electrónica, lo que permite que ésta sea calculada en base a la medición de intensidades relativas.

La relación de intensidades línea/continuo fue calculada por Griem³³ para las líneas H_α , H_β , H_γ y H_δ , expresando su intensidad relativa a 10 nm de continuo centrado en las mismas. En la figura 20 se ilustra la relación $I_1/I_c(10 \text{ nm})$ en función de la temperatura electrónica.

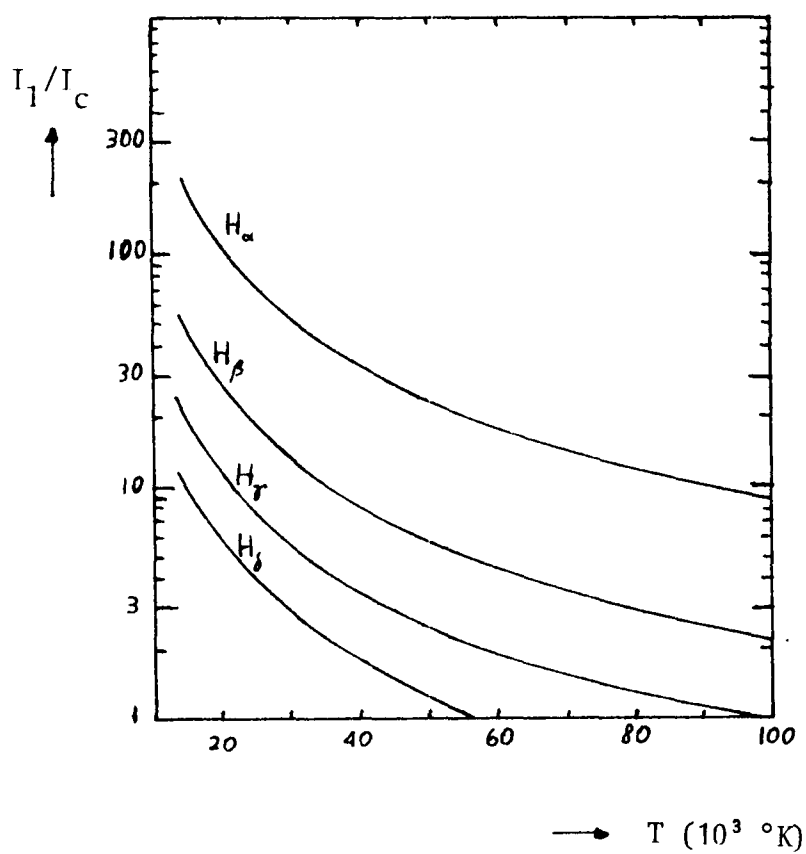


Figura 20.- Cociente de intensidad línea/continuo (referido a 10 nm centrados en las líneas) en función de la temperatura, para las cuatro primeras líneas de Balmer del hidrógeno.

4.2.2 METODO DE MEDICION DE LA DENSIDAD ELECTRONICA DEL PLASMA.

Entre los distintos métodos disponibles para determinar la densidad electrónica de un plasma ,en este trabajo se utilizó el que se basa en el ensanchamiento de líneas por efecto Stark. Este método es aplicable a plasmas de baja temperatura iónica, para los cuales el ensanchamiento Doppler es despreciable, y relativamente alta densidad ($\gtrsim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

El ensanchamiento Stark es importante para plasmas de hidrógeno y iones hidrogénicos, ya que en estos casos tiene lugar un efecto Stark lineal (desdoblamiento proporcional a la intensidad del campo eléctrico), que produce un significativo ensanchamiento sin corrimiento de las líneas espectrales, particularmente para las líneas del hidrógeno. En el caso de elementos no hidrogénicos, el ensanchamiento se debe a efecto Stark cuadrático (desdoblamiento proporcional al cuadrado de la intensidad del campo eléctrico), el que además produce un corrimiento de las líneas espectrales.

El ensanchamiento Stark para hidrógeno y iones hidrogénicos está dado por³⁴

$$\Delta\lambda(\text{\AA}) = 2.50 \times 10^{-9} \alpha_{1/2} n_e^{2/3} (\text{cm}^{-3}) \quad (1)$$

donde $\Delta\lambda$ es el ancho Stark total a media altura de la línea y $\alpha_{1/2}$ es el ancho medio-medio del perfil Stark reducido, $S(\alpha)$, calculado y tabulado por Griem para distintas temperaturas y densidades³⁵; el valor de $\alpha_{1/2}$ se obtiene de los perfiles $S(\alpha)$.

Para obtener la densidad electrónica del plasma es necesario conocer la temperatura electrónica y un valor estimado de n_e .

A partir de estos datos se construye el perfil $S(\alpha)$, determinándose su ancho medio $\alpha_{1/2}$. Este valor y el $\Delta\lambda$ medido experimentalmente proporcionan un valor de n_e , dado por la fórmula (1). Con este n_e se calcula nuevamente $\alpha_{1/2}$ y se itera hasta obtener la convergencia.

4.2.3 METODO DE MEDICION DE LA TEMPERATURA IONICA DEL PLASMA.

Para medir la temperatura iónica del plasma mediante técnicas espectroscópicas existe un único método, basado en el ensanchamiento Doppler de las líneas de emisión. El método es aplicable a plasmas ópticamente delgados con temperaturas iónicas suficientemente altas ($\gtrsim 1$ keV), de modo que el ensanchamiento Doppler sea apreciable, y cuyo tiempo característico de variación de temperatura permita asegurar una distribución maxwelliana de velocidades. Debe señalarse que usualmente la temperatura iónica se mide mediante la determinación del ensanchamiento Doppler de líneas correspondientes a impurezas³⁶, por cuanto a las temperaturas indicadas el hidrógeno se encuentra totalmente ionizado; de esta manera, si bien el valor medido no es estrictamente la temperatura iónica de la especie mayoritaria, constituye una razonable aproximación a la misma.

Si una partícula que emite radiación de longitud de onda λ tiene una velocidad v en la dirección de observación, la longitud de onda vista por el observador sufre un corrimiento $\pm \Delta\lambda$ con respecto a λ , según la partícula se acerque o aleje del mismo, resultando³⁴

$$\Delta\lambda/\lambda = v/c \quad (2)$$

Suponiendo que los átomos tienen una distribución de velocidades maxwelliana, la fracción de átomos con velocidad entre v y $v+dv$ está dada por

$$dN/N = (M/2\pi kT)^{1/2} \exp(-Mv^2/2kT) dv \quad (3)$$

Usando (2) y reemplazando en (3), resulta

$$dN/N = I(\lambda) d(\Delta\lambda) = (\Delta\lambda' \pi^{1/2})^{-1} \exp(-(\Delta\lambda/\Delta\lambda')^2) d(\Delta\lambda)$$

$$\text{donde} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta\lambda' = (2kT/M)^{1/2} \lambda/c \\ I(\lambda): \text{intensidad de radiación de línea correspondiente a } \lambda \end{array} \right.$$

$$\text{De la condición} \quad I(\Delta\lambda_D/2) = I_{\text{máx}}/2$$

resulta el ancho medio Doppler $\Delta\lambda_D$

$$\Delta\lambda_D = 2 (1\ln 2)^{1/2} \Delta\lambda' = 2 (2 \ln 2 kT/M_p \mu)^{1/2} \lambda/c$$

donde $\Delta\lambda_D$ es el ancho total a media altura, M_p la masa del protón y μ el peso atómico.

Mediante esta fórmula, midiendo $\Delta\lambda_D$, se obtiene la temperatura iónica. Como la masa del átomo es prácticamente igual a la de sus iones correspondientes, la fórmula tiene una aplicación general, cualquiera sea el grado de ionización de la especie que emite.

4.3 MEDICIONES REALIZADAS.

4.3.1 MEDICION DE LA TEMPERATURA ELECTRONICA DEL PLASMA DE PRECALENTAMIENTO.

Con el mismo dispositivo experimental que en las experiencias anteriores se realizaron mediciones espectroscópicas para determinar la temperatura electrónica en la etapa de precalentamiento por medio del método del cociente de intensidad relativa línea/continuo, aplicado a la emisión de H_Y . Para ello los monocromadores se enfocaron al infinito de manera de evitar los efectos de posibles inhomogeneidades del plasma que resultarían en caso de enfocar un plano determinado de la cámara de descarga. Las experiencias se realizaron en condiciones de flujo dinámico, ajustándose la presión a 15 mTorr. La separación temporal de las descargas de los bancos de capacitores de base y precalentamiento se fijó en 30 μ s, y las tensiones de carga de los mismos se ajustaron de manera que las amplitudes máximas de los respectivos campos magnéticos fueran 0.075 T y 0.090 T.

Para seguir la evolución de la emisión de H_Y y de la radiación del continuo se utilizó el monocromador SPEX 1702, en tanto que simultáneamente con cada caso, mediante el SPEX 1870 se siguió la emisión de H_Y a efectos de tener una referencia.

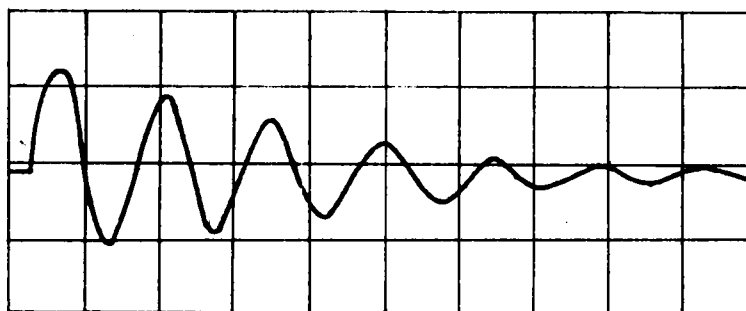
Tal como se indicó en 4.2.1, las curvas del cociente de intensidad relativa línea/continuo en función de la temperatura electrónica calculadas por Griem están referidas a 10 nm de radiación del continuo centrados en la línea de interés. En el presente

trabajo, y a efectos de evitar posibles contribuciones de radiación de línea de impurezas, se consideraron cuatro bandas de 2 nm de continuo centradas en 429.0 nm, 431.0 nm, 437.0 nm y 439.0 nm (H_Y corresponde a 434.0 nm). A partir de los datos correspondientes a las cuatro bandas señaladas se obtuvo un promedio de la radiación del continuo para cada uno de los tiempos de interés. Con estos promedios y los valores de intensidad de H_Y de los respectivos instantes se calcularon los cocientes necesarios para determinar la temperatura en función del tiempo.

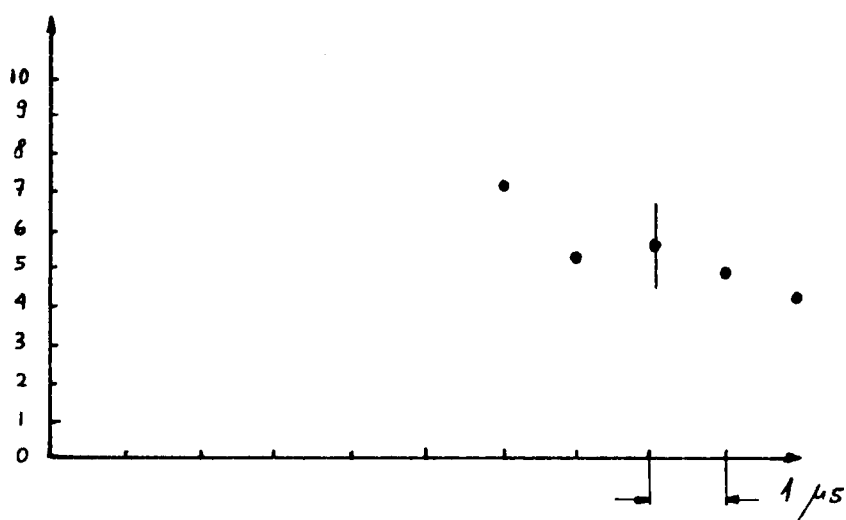
En la figura 21 se observa la evolución de la temperatura electrónica en función del tiempo, correspondiente a los últimos ciclos de la descarga de precalentamiento, de manera que los resultados obtenidos ilustran el comportamiento del plasma en la fase cuasi-estacionaria de la etapa de precalentamiento. La temperatura electrónica al término de la fase señalada resultó ser de 4.3 eV.

Cabe señalar que en razón de que las amplitudes de emisión durante la primera mitad de la descarga son considerablemente mayores que las del resto de la señal, y siendo en esta última zona donde interesa determinar la temperatura, debió tenerse especial cuidado para evitar la saturación del tubo fotomultiplicador. Esta limitación introdujo un ruido estadístico apreciable en la señal de interés, que redujo la precisión de las mediciones realizadas. El error en la determinación de la temperatura electrónica resultó ser del 20%.

Corriente por
la espira



T_e (eV)



4.3.2 MEDICION DE LA DENSIDAD ELECTRONICA DEL PLASMA DE PRECALENTAMIENTO.

La densidad de cargas correspondiente al plasma de precalentamiento se obtuvo a partir del ensanchamiento por efecto Stark de la línea H_Y . El ancho de la línea, tomado en la mitad de la altura máxima, está relacionado con la densidad electrónica a través de la fórmula

$$\Delta\lambda = 2.50 \times 10^{-9} \alpha_{1/2} n_e^{2/3}$$

siendo $\alpha_{1/2}$ el ancho medio-medio del perfil Stark reducido, n_e medido en cm^{-3} y $\Delta\lambda$ en $\text{\AA}$.

Las mediciones se efectuaron con el mismo dispositivo experimental de las experiencias anteriores. Con el monocromador SPEX 1702 se hizo el relevamiento del perfil de H_Y , efectuando mediciones en 25 puntos del mismo, en tanto que con el SPEX 1870 se siguió la emisión completa de todo el ancho de la línea, registrándose en el osciloscopio las dos señales simultáneamente. Este recurso provee una referencia de normalización de las señales medidas, con el objeto de tomar en cuenta posibles fluctuaciones que se produzcan disparo a disparo.

En la figura 22 se ilustra un típico ensanchamiento Stark de la línea H_Y . La densidad electrónica se calculó sólo para el instante $t=10 \mu\text{s}$ debido a que las tablas de perfiles reducidos $S(\alpha)$, de donde se obtiene el valor de $\alpha_{1/2}$, no tienen datos disponibles para temperaturas electrónicas superiores a $\sim 3.5 \text{ eV}^{35}$. En el instante $t=10 \mu\text{s}$ la temperatura resultó 4.3 eV , por lo que el $\alpha_{1/2}$ fue

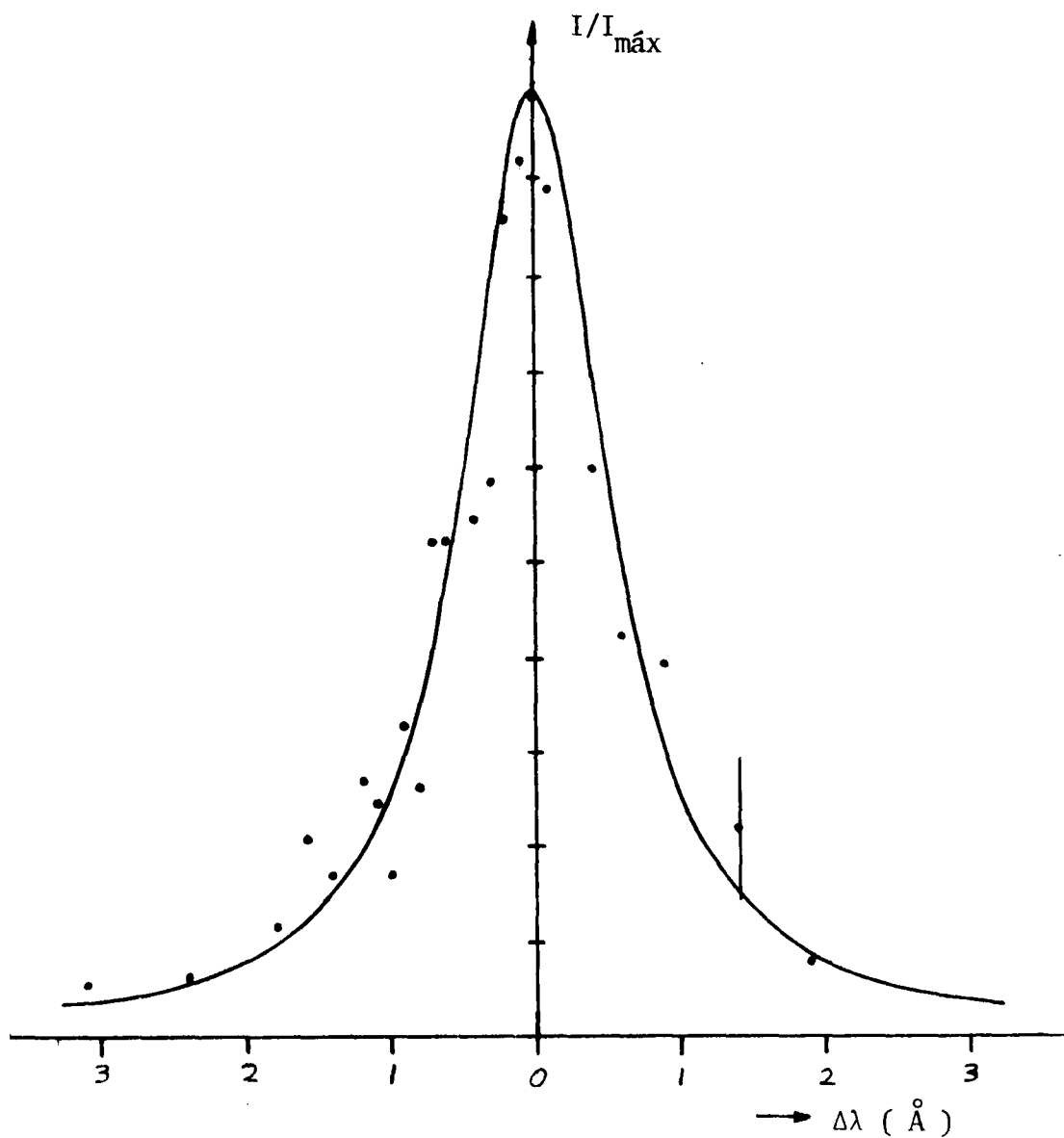


Figura 22.- Ensanchamiento Stark de la línea H_{γ} , a los $6 \mu s$ de la descarga de precalentamiento.

— Curva teórica. Ancho a mitad de altura: 0.12 nm .

obtenido extrapolando las curvas a esta temperatura. Se supuso inicialmente una densidad de cargas de 10^{15} cm^{-3} y, utilizando el ensanchamiento Stark medido de 0.12 nm, se iteró en $\alpha_{1/2}$ y n_e según se indicó en la descripción del método; luego de tres pasos se obtuvo la convergencia, resultando una densidad electrónica $n_e \sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

4.3.3 MEDICION DE LA TEMPERATURA IONICA DEL PLASMA EN LA COMPRESION PRINCIPAL.

Con el objeto de medir la temperatura iónica del plasma durante la compresión principal se determinó el ensanchamiento Doppler de la línea OV-278.1 nm el cual está vinculado a la temperatura iónica mediante la fórmula

$$\Delta\lambda_D = 7.71 \times 10^{-5} (T_i/\mu)^{1/2} \lambda \quad (4)$$

con T_i medida en eV, λ medida en Å y donde μ es el peso atómico.

La secuencia de disparo se fijó de la siguiente forma: en $t=0$ se dispara el banco de capacitores de base, en $t=22 \mu\text{s}$ el de precalentamiento y en $t=42 \mu\text{s}$ el principal. Las amplitudes máximas de los campos magnéticos respectivos se fijaron en 0.070 T, 0.085 T y 0.700 T. La presión de hidrógeno se ajustó a 15 mTorr.

El monocromador SPEX 1702 se utilizó para obtener el perfil de línea elegida, mientras que con el SPEX 1870 se siguió la emisión total de la misma, a efectos de tener una referencia de normalización de manera totalmente análoga a la de la medición de la densidad electrónica.

El ensanchamiento Doppler de OV-278.1 nm se determinó para el instante de máxima intensidad de emisión de la línea, que coincide con el instante en que la corriente que circula por la espira de inducción alcanza su valor máximo.

En la figura 23 se ilustran los resultados experimentales así como un perfil gaussiano teórico cuyo ancho a mitad de altura es 0.192 nm .A partir de la curva obtenida y mediante la fórmula 4 resultó una temperatura $T_i \approx 1.3$ keV , a la cual se la considera representativa del orden de magnitud de la temperatura iónica del plasma. El error de medición de la temperatura se estimó en 14%.

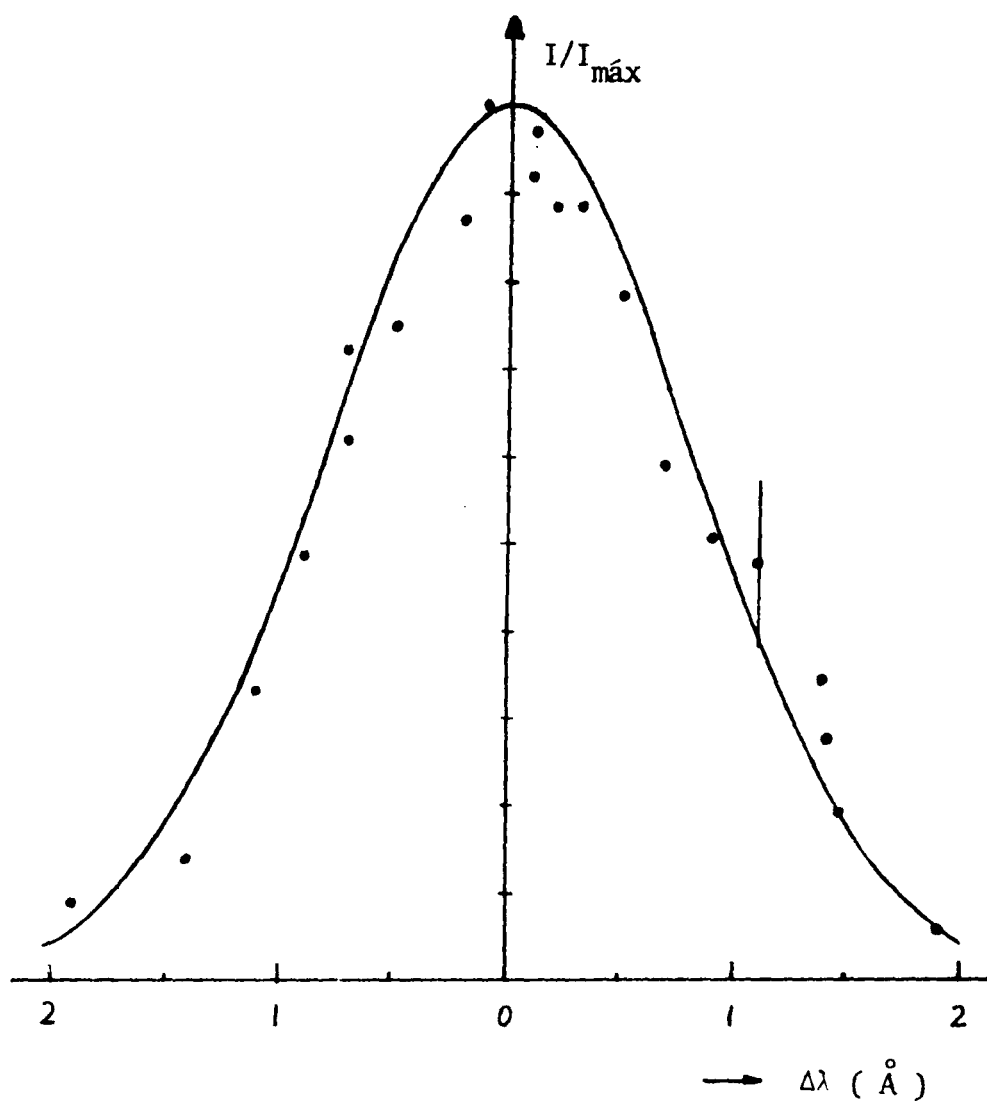


Figura 23.- Ensanchamiento Doppler de la línea OV-278.1 nm durante la descarga principal.

— Curva teórica. Ancho a mitad de altura: 0.192 nm.

CONCLUSIONES

Como conclusión general, puede indicarse que en base al presente trabajo fue posible establecer las condiciones operativas del theta-pinch lineal de la C.N.E.A. que son necesarias para asegurar una adecuada reproducibilidad del plasma en las etapas de preionización, precalentamiento y compresión final. En particular, los resultados obtenidos confirman la interpretación presentada en el capítulo 2 sobre los procesos físicos que influyen en la reproducibilidad del plasma y en base a la cual se establecieron a priori, en líneas generales, las condiciones operativas del sistema.

También dentro de las conclusiones generales cabe indicar que las condiciones del plasma medidas en las etapas de precalentamiento y compresión final son compatibles con las medidas en máquinas similares, lo que indica una operación general satisfactoria de la máquina.

Como conclusiones particulares, se considera oportuno destacar los siguientes resultados:

- i) La operación del sistema con flujo continuo de gas es esencial para asegurar un nivel constante y reproducible de impurezas en el plasma de precalentamiento y, por lo tanto, para la reproducibilidad del plasma final.
- ii) Solamente en el caso de existir un plasma preionizado por RF es posible obtener un adecuado incremento de la ionización durante el primer semiciclo de la descarga de precalentamiento, de lo que resulta que la preionización es esencial para asegurar una adecuada reproducibilidad de las condiciones del plasma final.
- iii) Solamente en el caso de un único cruce por cero del campo magnético externo puede lograrse un plasma de precalentamiento reproducible en sucesivos disparos.

iv) La reproducibilidad de la emisión luminosa del plasma, tomada como índice de la reproducibilidad general del mismo, está caracterizada por una desviación estándar del 10% con respecto al valor promedio durante la etapa de precalentamiento y por una desviación estándar del 17% en la etapa de compresión principal.

APENDICE 1.

CALIBRACION DE LA SONDA MAGNETICA EXTERNA.

La sonda consiste de un arrollamiento de 10 espiras de 3.7 mm de diámetro medio dispuestas perpendicularmente a la dirección del campo magnético; está ubicada entre el tubo de descarga y la espira de inducción, en el plano medio de la misma, y se utiliza para detectar el campo magnético externo. A fin de calibrarla se realizaron descargas en vacío con cada uno de los tres de los bancos de capacitores y se registró la señal producida por la sonda en cada oportunidad en función del tiempo. Considerando que las señales registradas son proporcionales a la corriente que circula por la espira theta y conociendo su ley de variación, caracterizada por los parámetros RLC del circuito, y los valores de capacitores dados por el fabricante, se obtuvo la constante de calibración 7.6×10^{-3} Tesla/mV. Cabe aclarar que la calibración se llevó a cabo utilizando una espira de inducción consistente en un solenoide continuo de 300 mm de longitud, 160 mm de diámetro interior y 20 mm de pared.

En un circuito RLC, en el caso de oscilación subamortiguada, la evolución de la corriente en función del tiempo está dada por

$$I(t) = \frac{V}{\omega L} \exp(-Rt/2L) \sin \omega t \quad (1)$$

$$\text{donde} \quad \omega = 2\pi/T = ((1/LC) - (R/2L)^2)^{1/2} \quad (2)$$

Llamando I_1 al primer pico de corriente e I_n al n-ésimo, según se muestra en la figura 1 y reemplazando para $t=T/4$ y $t=(n-3/4)T$ en (1), resulta

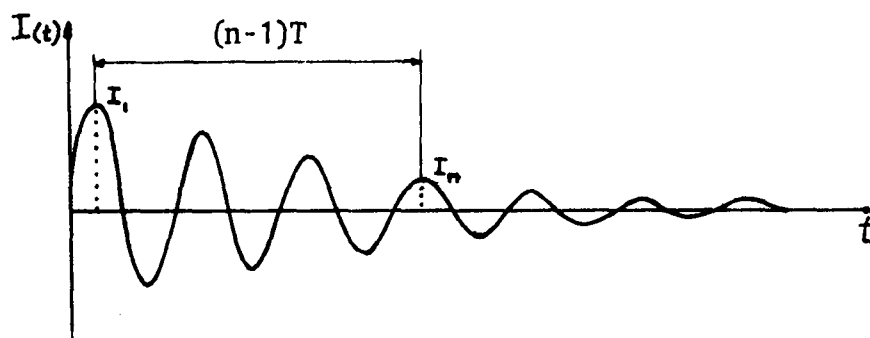


Figura 1.- Onda de corriente y parámetros a medir para la calibración de la sonda magnética.

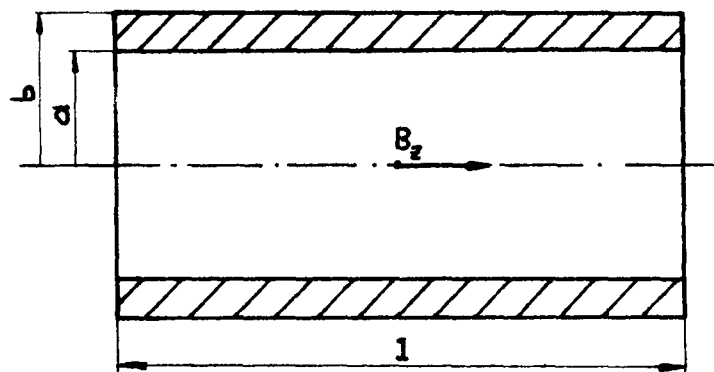


Figura 2.- Esquema del solenoide utilizado para la calibración de la sonda magnética.

$$l = 0.30 \text{ m} \quad a = 0.08 \text{ m} \quad b = 0.10 \text{ m}$$

$$R/L = (2/(n-1)T) \ln(I_1/I_n) \quad (3)$$

$$\text{A su vez, de (2) : } 1/LC = \omega^2 + (R/2L)^2 \quad (4)$$

Para obtener la constante de calibración se miden $(n-1)T$, I_1 e I_n en las fotografías de las señales obtenidas para la descarga de cada banco. De (2), (3) y (4), y con los valores de C dados por el fabricante se determinan L y R . Utilizando estos datos y conociendo la tensión de carga de los capacitores V , medida con un multímetro FLUKE 8020 A con una punta de alta tensión FLUKE 80K-40, mediante la relación (1) se obtiene para $t=T/4$ el valor del pico de corriente. Midiendo en la fotografía la tensión registrada en $t=T/4$ sobre la resistencia de carga de la línea de transmisión (50 ohm), se obtiene la constante de calibración en unidades de ampere/volt. Esta relación se convierte a unidades de tesla/volt mediante la fórmula ³⁷

$$B_z(r=0) = K \mu_o I/l \quad (5)$$

que vincula la corriente que circula por un solenoide de longitud finita y pared gruesa con el valor del campo magnético en el eje del mismo y en su longitud media. K es una función de a , b y l (indicados en la figura 2) que se obtuvo de la figura ³⁷, y $\mu_o = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m.

En el caso de la espira de inducción de la C.N.E.A. :

$$l = 0.30 \text{ m} \quad a = 0.08 \text{ m} \quad b = 0.10 \text{ m}$$

y de la figura 3 resulta $K = 0.75$

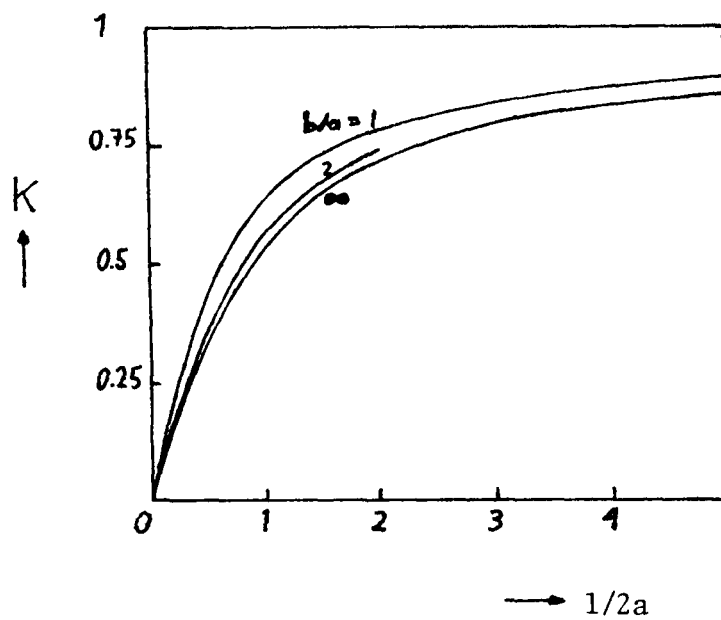


Figura 3.- Factor de corrección para la determinación del campo magnético en un solenoide continuo de longitud finita y pared gruesa.

Solenoides de la C.N.E.A.

$$b/a = 1.25$$

$$1/2a = 1.875$$

Reemplazando en (5) , se obtiene

$$B_z(T) = 3.14 \times 10^{-6} I(A) \quad (6)$$

Según se indicó anteriormente, se realizaron disparos con los bancos de base, precalentamiento y principal en forma separada, obteniéndose como promedio de la constante de calibración el valor 2.4×10^3 A/mV . De acuerdo a la fórmula (6) ésto equivale a 7.6×10^{-3} T/mV . El error en la constante de calibración es del 7%.

APENDICE 2

RESPUESTA DEL TUBO FOTOMULTIPLICADOR RCA 1P28 EN FUNCION DE LA INTENSIDAD DE LUZ INCIDENTE, EN CONDICIONES DE ILUMINACION PULSADA.

En el presente caso, se obtuvo la respuesta del tubo fotomultiplicador RCA 1P28 en función de la intensidad de luz pulsada para distintas tensiones de polarización, con el propósito de determinar la corriente de ánodo de saturación correspondiente a dichas tensiones.

La corriente de ánodo producida por un fotomultiplicador es proporcional a la intensidad de radiación incidente dentro de cierto rango de valores. Más allá de ese rango se pierde la linealidad y sobreviene la saturación. El apartamiento del régimen lineal se debe a la formación de una zona con acumulación de carga espacial en los últimos dinodos del fototubo y la corriente de saturación es sensiblemente superior en el caso de iluminación pulsada con respecto al de iluminación continua. En el primer caso, a fin de mantener las tensiones constantes en los últimos dinodos se utilizan capacitores, tal como se muestra en el circuito de polarización del fototubo (figura 1)

Para llevar a cabo las experiencias se montó el dispositivo experimental cuyo esquema se muestra en la figura 2 . La luz emergente de la fuente de iluminación se enfoca sobre la ranura de entrada del espectrómetro SPEX 1702 por medio de una lente. Para variar la intensidad de luz incidente se utilizaron filtros neutros EALING, con coeficientes de transmisión 0.5, 0.1, 0.01, 0.001, ubicados inmediatamente próximos a la ranura de entrada del espectró-

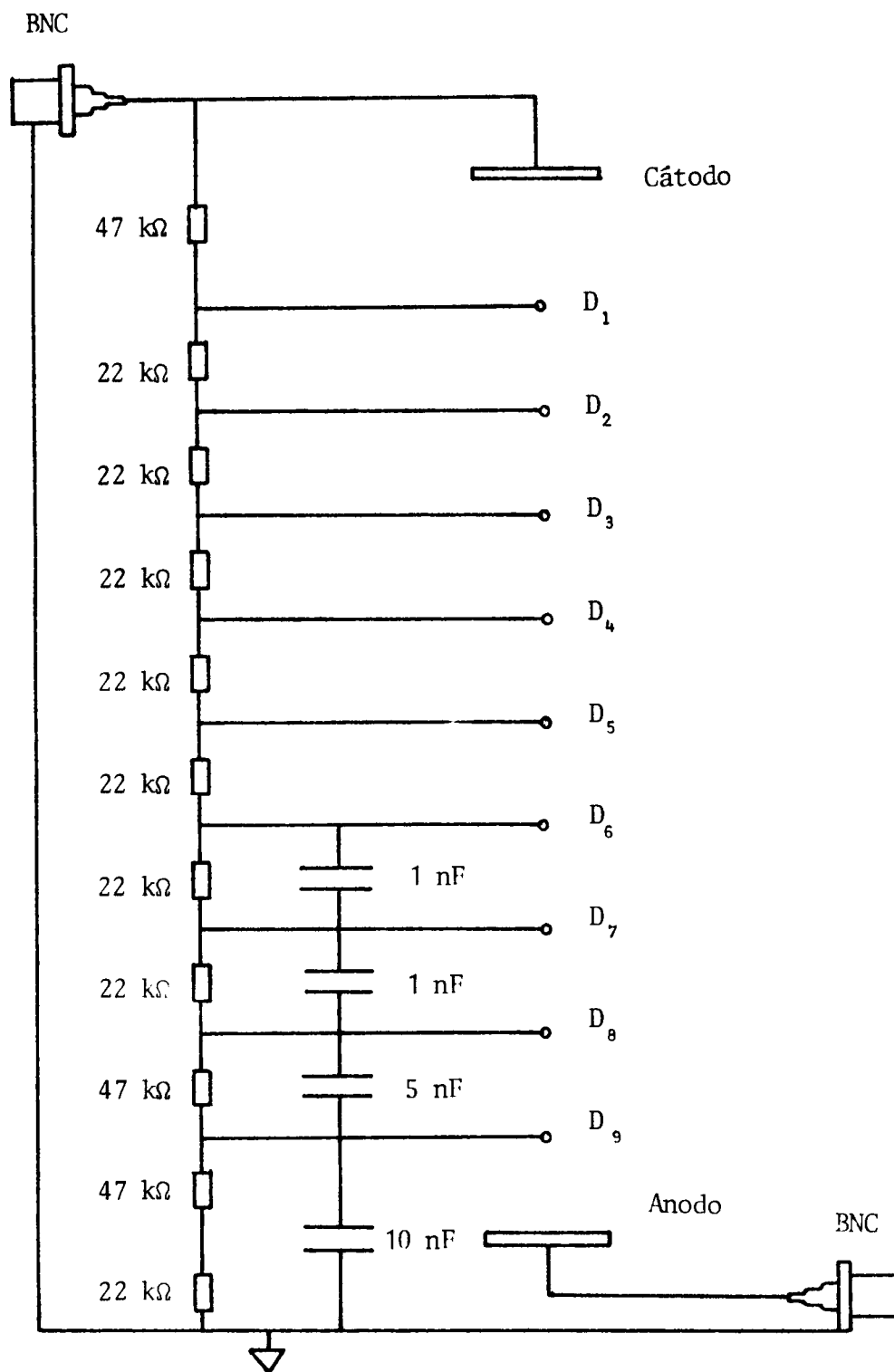


Figura 1.- Circuito de polarización del fotomultiplicador RCA 1P28.

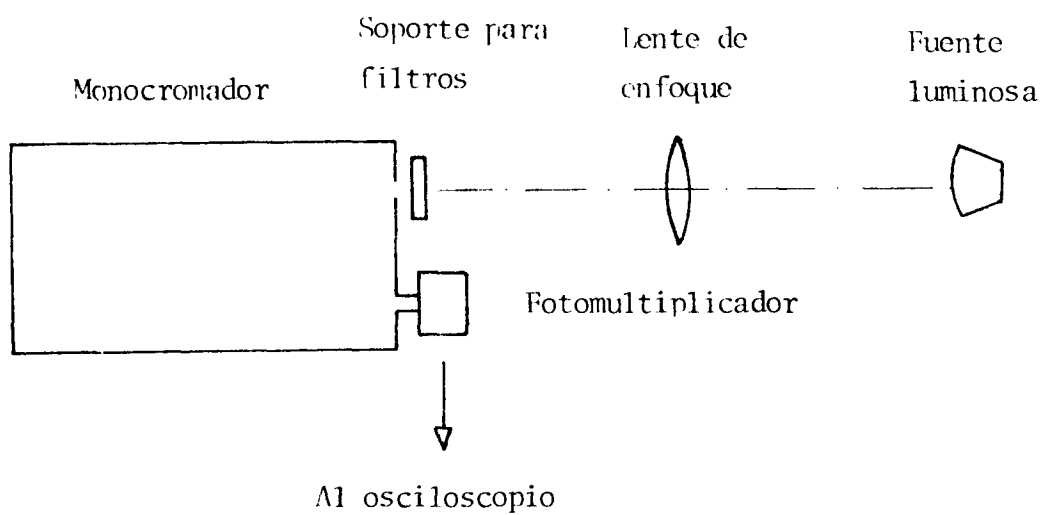


Figura 2.- Dispositivo experimental para la calibración del fotomultiplicador.

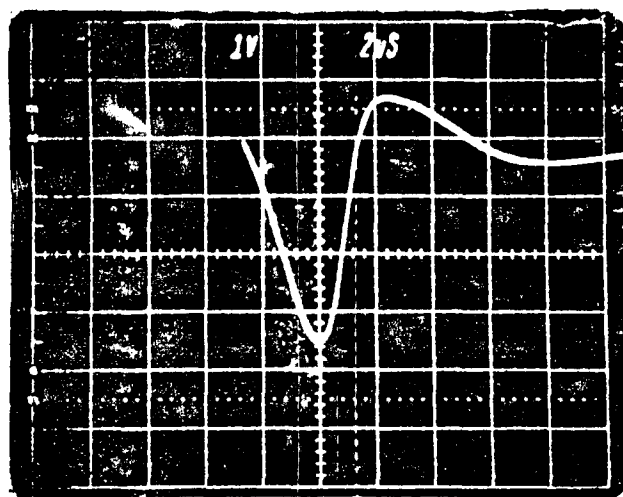


Figura 3.- Pulso utilizado para la calibración del fotomultiplicador.

metro sobre un soporte según se indica en la figura 2 . Las señales detectadas por el fotomultiplicador se registraron en el osciloscopio TEKTRONIX 5440. Como fuente de iluminación se utilizó una lámpara de neón comandada por un disparador que proporciona 10 pulsos por segundo, teniendo cada pulso una duración de $5 \mu s$ con un tiempo de trepada de $3 \mu s$ (comparable con la escala temporal de variación de los fenómenos de interés en las experiencias realizadas en el theta-pinch). En la figura 3 se muestra la variación del pulso en función del tiempo.

Para obtener las curvas de respuesta del fotomultiplicador, utilizando como parámetro la tensión de polarización del mismo, se registraron las tensiones leídas en el osciloscopio (corrientes de ánodo a menos de un factor) en función de la fracción de intensidad máxima de luz incidente. A partir de estos datos se obtuvieron los gráficos de corriente de ánodo-intensidad para cada tensión de polarización, y en ellos se determinó la zona de respuesta lineal. Con el valor máximo de corriente anódica para el cual la respuesta es lineal, se trazó la curva de corriente anódica de saturación en función de la tensión de polarización del fotomultiplicador (figura 4). El error con que se determinó la corriente de saturación se estimó en un 20%.

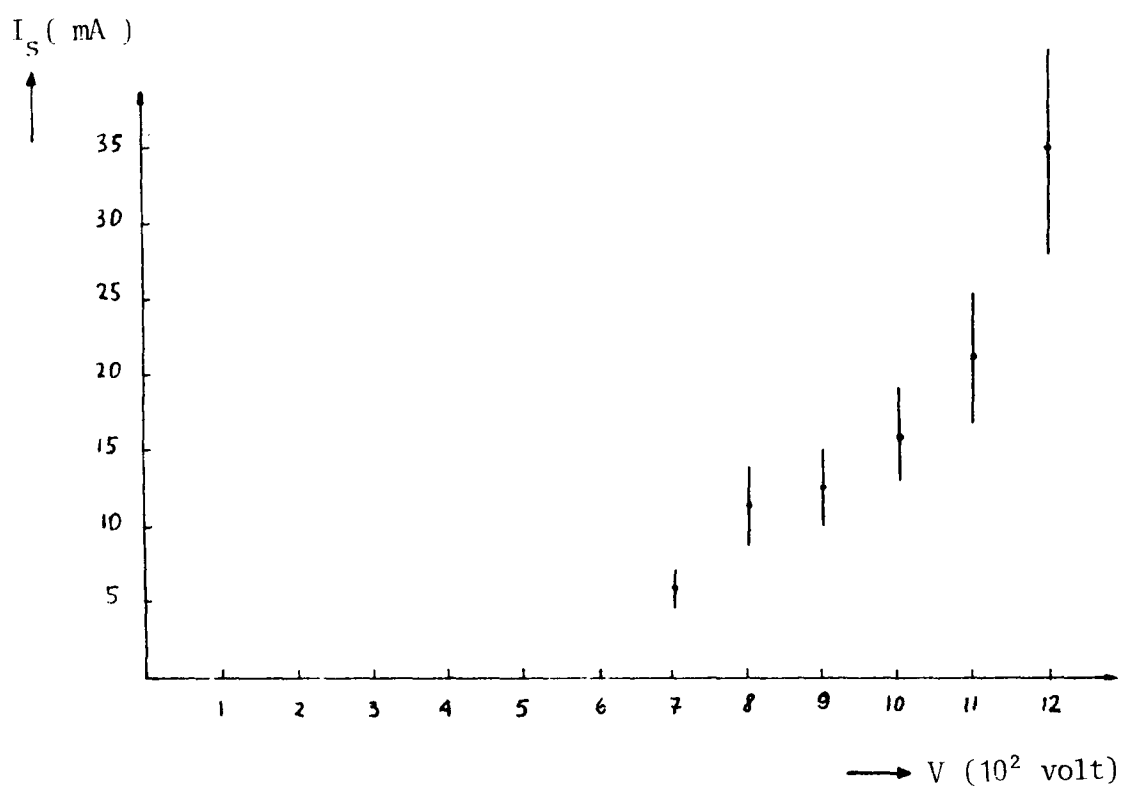


Figura 4.- Corriente de ánodo de saturación en función de la tensión de polarización.

APENDICE 3

ANALISIS DE LA DINAMICA DE LOS ELECTRONES LIBRES DURANTE EL PROCESO DE IONIZACION INICIAL.

El presente análisis tiene por objeto discutir los distintos regímenes que caracterizan el proceso de ionización inicial del plasma a partir del instante en que se produce la descarga de precalentamiento. Dicho proceso depende, según se indicó en el capítulo 2, de los valores relativos de la frecuencia de ciclotrón de los electrones, $\omega_c = eB/m$, y de la frecuencia de plasma $\omega_p = (ne^2/m\epsilon_0)^{1/2}$

CONDICIONES INICIALES.

En el instante previo a la descarga de precalentamiento, el plasma está débilmente ionizado ($\approx 0.01\%$) como resultado de la descarga de RF y sujeto a un campo magnético de base cuasi-estacionario B_z , que en el instante de iniciarse el precalentamiento tiene un valor $B_z \approx 0.98$ T. Debido a la lenta variación del campo de base, el campo eléctrico inducido no modifica el grado de ionización de RF. Para las condiciones de las presentes experiencias la concentración de neutros es $n_n \sim 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ y pueden tomarse como valores representativos del plasma de RF una densidad de cargas $n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura electrónica $T_e \sim 1$ eV. En estas condiciones, las frecuencias de colisión y de ciclotrón para electrones son ¹:

frecuencia de colisión con cargas:

$$\nu_{ei} \approx \nu_{ee} \approx 6 \times 10^{-5} n_e T_e^{-3/2} \approx 6 \times 10^5 \text{ seg}^{-1}$$

frecuencia de colisión electrón-neutro:

$$\nu_{en} \approx 4 \times 10^{-8} n_n \sigma_{ne} (T_e/m_e)^{1/2} \approx 3 \times 10^7 \text{ seg}^{-1}$$

frecuencia de ciclotrón:

$$\nu_c = eB_z/2\pi m_e \approx 2 \times 10^9 \text{ seg}^{-1}$$

donde n_n , n_e están expresados en cm^{-3} , T_e en eV, m_e en kg, B_z en tesla y $\sigma_{ne} \approx 1.4 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ para colisiones e- H_2 con $T_e \sim 1$ eV.

En consecuencia, las condiciones de movimiento de los electrones en el instante de la descarga del banco de precalentamiento son estrictamente no colisionantes y por lo tanto, es válido su análisis en base a la teoría orbital para la etapa inicial del proceso de ionización.

DINAMICA DE LOS ELECTRONES LIBRES.

Al iniciarse la descarga de precalentamiento, cuyo cuarto de período es de 375 ns, se produce un brusco incremento del campo eléctrico azimutal E_θ como resultado de la rápida variación del campo magnético. En estas condiciones las partículas cargadas son inicialmente aceleradas por efecto del campo E_θ . Al adquirir cierta velocidad, las cargas quedan sujetas a los efectos de la fuerza $\underline{v} \times \underline{B}$ y experimentan un movimiento radial de arrastre, di-

rigido hacia el centro, con velocidad $\underline{v} = \underline{E} \times \underline{B}/B^2$. Sin embargo, debido a la mayor inercia de los iones, inicialmente sólo los electrones experimentan el efecto de arrastre radial, ya que la relación de tiempos necesarios para completar una órbita está dada por

$$\tau_e/\tau_i = \omega_{ci}/\omega_{ce} = m_e/m_i$$

En consecuencia se produce una separación espacial de cargas que genera un campo eléctrico radial de polarización E_r^2 . Por lo tanto, los electrones quedan sujetos a la acción de los campos B_z , E_θ y E_r . Bajo los efectos de estos campos, los electrones experimentan un arrastre combinado en las direcciones radial y azimutal, cuya velocidad, como se verá, depende de los valores relativos de ω_c y ω_p .

Las ecuaciones de movimiento de los electrones según las coordenadas θ y r pueden escribirse³:

$$m\dot{v}_\theta = eE_\theta - eB_z v_r$$

$$m\dot{v}_r = -eE_r + eB_z v_\theta$$

donde

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\theta = (r_o/2) \dot{B}_z \\ r_o : \text{radio del tubo de descarga} \\ E_r = (ne/\epsilon_o) (r-r_o) \end{array} \right.$$

Como $\omega_c = eB/m$ y $\omega_p = (ne^2/m\epsilon_o)^{1/2}$, resulta entonces

$$\dot{v}_{\theta} = (r_o/2) \dot{\omega}_c - \omega_c v_r$$

$$\dot{v}_r = -\omega_p^2 (r-r_o) + \omega_c v_{\theta}$$

Estas ecuaciones pueden resolverse teniendo en cuenta que, en todo momento para las condiciones experimentales indicadas, el tiempo entre dos colisiones sucesivas de un electrón es mucho mayor que el tiempo de variación del campo magnético ($\nu \approx 7 \times 10^5 \text{ seg}^{-1}$), lo que permite considerar ω_c constante durante el tiempo de vida de un electrón.

Suponiendo que en cada colisión los electrones pierden toda su energía ($v=0$ en $t=0$), se obtienen las soluciones;

$$v_{\theta} = (r_o/2) \dot{\omega}_c \{ (\omega_p/\alpha)^2 t + (\omega_c^2/\alpha^3) \sin \alpha t \}$$

$$v_r = (r_o/2) (\dot{\omega}_c \omega_c / \alpha^2) \{ 1 - \cos \alpha t \}$$

$$\text{donde: } \alpha^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$$

Si $\omega_c \gg \omega_p$ domina la componente radial de la velocidad. En este caso los electrones están magnetizados y la ionización resulta de los efectos de la velocidad de arrastre en dirección radial. Por el contrario, si $\omega_c \ll \omega_p$ domina la componente azimutal, que tiende al límite $v_{\theta} = r_o \dot{\omega}_c t / 2 = e E_{\theta} t / m$, de manera que la ionización ocurre por efecto del campo eléctrico inducido. En estas condiciones, el movimiento de los electrones se produce en dirección azimutal con una velocidad que aumenta linealmente con el tiempo.

REFERENCIAS (apéndice 3)

- 1.- D.L.Book, NRL Plasma Formulary (1978).
- 2.- R.J.Commisso, Plasma Heating and Dynamics in a Theta-Pinch, Tesis de Doctorado de la Universidad de Maryland (Preprint #601P002), 1975.
- 3.- H.A.Bodin, T.S.Green. G.B.F.Niblett and N,J,Peacock, The Formation and Implosion of a Cylindrical Current Sheath in Thetatron, Proc. of the 4th. International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala (North-Holland Pub.Co., Amsterdam) 2, 1065 (1959).

REFERENCIAS.

1. S.Glasstone and R.H.Lovberg, Controlled Thermonuclear Reactions, D.Van Nostrand Company, New Jersey, 1960.
2. W.C.Elmore, E.M.Little, W.E.Quinn, Proc. of the 2nd International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 32, 337 (1958).
3. W.T.Armstrong, R.K.Linford, J.Lipson, D.A.Platts and E.G.Sherwood, Field-Reversed Experiments (FRX) on Compact Toroids, Phys.Fluids 24, 2068 (1981).
4. A.Steinhauer, Plasma Rotation in Field-Reversed Theta Pinches, Definition of a Small Fusion Reactor-TRACT, EPRI AP-1752, Project 922-4 (1981).
5. R.K.Linford, W.T.Armstrong, D.A.Platts and E.G.Sherwood, Field Reversal Experiments (FRX), Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1978), Vol.2, p.447.
6. R.E.Siemon, W.T.Armstrong, R.R.Bartsch, R.E.Chrien, J.C.Cochrane. R.W.Kewish, P.L.Klingner, R.K.Linford, J.Lipson, K.E.Mc Kenna, D.J.Rej, E.G.Sherwood and M.Tuszewski, Experimental Studies of Field-Reversed-Configuration (FRC) Confinement in FRX-C, IAEA-CN-41/M-2-1, LA-UR-82-2543 (1982).
7. T.Minato, M.Tanjyo, S.Okada, Y.Ito, M.Kako, S.Ohi, S.Goto, T.Ishimura and H.Ito.
Y.Nogi, S.Shimamura, Y.Osanai, K.Saito, K.Yokoyama, S.Shiina, S.Hamada and H.Yoshimura.
Y.Aso, Ch.Wu and S.Himeno.

Experimental Studies on Confinement of FRC Plasma, 9th. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore (1982).

8. W.T.Armstrong, J.C.Cochrane, J.Lipson, R.K.Linford, K.F.Mc Kenna, A.G.Sgro, E.G.Sherwood, R.E.Siemon and M.Tuszewski, FRC Studies on FRX-B, Proc. of the 3rd. Symposium on the Physics and Technology of Compact Toroids in the Magnetic Fusion Energy Program, Los Alamos (1980).
9. A.L.Hoffman and W.T.Armstrong, Compact Toroid Formation Using Barrier Fields and Controlled Reconnection in the TRX-1 Field-Reversed Theta-Pinch, Proc. of the 4th. Symposium on the Physics and Technology of Compact Toroids, Lawrence Livermore Laboratory (1981).
10. A.G.Es'kov, R.Kh.Kurtmullaev, A.P.Kreshchuk, Ya.N.Laukhin, A.I. Malyutin, Yu.S.Martyushov, B.N.Mironov, M.M.Orlov, A.Proshletsov, V.M.Semenov and Ya.B.Sosunov, Principles of Plasma Heating and Confinement in a Compact Toroidal Configuration, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1978), Vol. 2, p. 187.
11. A.Eberhagen and W.Grossman, Thetapinch Experiments with Antiparallel Magnetic Fields, Z.Physik 248, 130 (1971).
12. A.G.Es'kov, O.A.Zolotovskiy, A.G.Kalygin, R.Kh.Kurtmullaev, Ya.N. Laukhin, A.I.Malyutin, A.I.Markin, A.Proshletsov and V.N.Semenov, Plasma Confinement in a Pulsed System With a Compact Toroidal Configuration, Proc. of the 7th. European Conference Controlled Fusion and Plasma Physics, Vol. 1, p. 55, Lausanne (1975).

13. H.L.Jordan, Methods for the Production of High Density, High Temperature Plasmas by Magnetic Compression under Controlled Initial Conditions, Nuclear Fusion 1962 Supplement, Part 2, p.589.
14. H.A.B.Bodin, T.S.Green. G.B.Niblett, N.J.Peacock, J.M.Quinn and J.A.Reynolds, The Influence of Trapped Field on the Characteristics of a Magnetically Compressed Plasma (Thetatron), Nuclear Fusion 1962 Supplement, Part 2, p.521.
15. F.C.Jahoda, E.M.Little, W.E.Quinn, F.L.Ribe and G.A.Sawyer, Plasma Experiments with a 570-kJ Theta-Pinch, Journal of Applied Physics, 35,2351(1964).
16. S.O.Knox, A.Meuth, F.L.Ribe and E.Sevillano, Reversed-Field Flux-Trapping in a Low-Compression Theta Pinch, Phys.Fluids 25,262(1982).
17. T.S.Green, A.A.Newton and S.E.Segre, Radial Implosion of a Partially Ionized Plasma in a Theta Pinch, Nuclear Fusion 6,223(1966).
18. E.M.Little, W.E.Quinn and F.L.Ribe, Effects of Ionization and Magnetic Initial Conditions on a Magnetically Compressed Plasma (Scylla), Phys.Fluids 4,711(1964).
19. W.T.Armstrong, D.G.Harding, E.A.Crawford and A.L.Hoffman, Flux-Trapping during the Formation of Field-Reversed Configurations, Phys.Fluids 25,2121(1982).
20. H.J.Kunze and A.H.Gabriel, Operation of a Theta Pinch at Extremely Low Filling Pressures, Phys.Fluids 11,1216(1968).
- 21.W.T.Armstrong, J.C.Cochrane, R.J.Commisso, J.Lipson and M.Tuszewski, Theta-Pinch Ionization for Field-Reversed Configuration Formation, Appl.Phys.Lett. 38,680(1981).
- 22.P.Bogen and E.Hintz, Investigations on a Pulsed Electroless Ring

- Discharge with Magnetic Bias Fields Different Amplitudes, Proc. of the 5th. Conference on Ionization Phenomena in Gases, p.1959 (1961).
23. R.J.Commisso, W.T.Armstrong, J.C.Caldwell, C.A.Ekdahl, J.Lipson, R.K.Linford, E.G.Sherwood, R.E.Siemon and M.Tuszewski, The Initial Ionization Stage of FRC Formation, LA-UR-80-3214 (1980).
 24. Y.Aso, Ch.Wu, S.Himeno and K.Hirano, End Effects on the $n=2$ Rotational Instability in the Reversed-Field Theta-Pinch, Nuclear Fusion 22, 843 (1982).
 25. W.T.Armstrong, R.R.Bartsch, J.C.Cochrane, R.W.Kewish, M.Haworth, R.K.Linford, J.Lipson, K.F.Mc Kenna, D.J.Rej, E.G.Sherwood, R.E.Siemon and M.Tuszewski, Initial Operation of FRX-C, Proc. of the 4th. Symposium on the Physics and Technology of Compact Toroids, Lawrence Livermore Laboratory (1981).
 26. Y.Nogi, S.Shimamura, Y.Osanai, K.Saito, K.Yokoyama, S.Shiina, S.Hamada and H.Yoshimura.
Y.Aso, Ch.Wu, S.Himeno and K.Hirano.
T.Minato, M.Tanjyo, S.Okada, Y.Ito, S.Ohi, S.Goto, T.Ishimura and H.Ito.
Onset Time of $n=2$ Rotational Instability of FRC Plasma, Proc. of the 4th. Symposium on the Physics and Technology of Compact Toroids, Lawrence Livermore Laboratory (1981).
 27. A.W.De Silva and H.J.Kunze, A High-Temperature, Low-Magnetic-Field Theta Pinch, Journal of Applied Physics 39, 2458 (1968).
 28. E.Hintz, Experiments on the Production of a High Temperature, High Density Deuterium Plasma by Fast Magnetic Compression, Doctoral Thesis, NRL Translation N°975 (1964).

29. H.Beerwald, P.Bogen, T.El-Khalafawy, H.Fay, E.Hintz, M.Kever, Production of a Highly Ionized Deuterium Plasma, of Low Impurity Level, with and without Magnetic Bias Fields, for Magnetic Compression Experiments, Nuclear Fusion 1962 Supplement, Part 2, 595.
30. E.W.McDaniel, Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley & sons, p.188.
31. T.S.Green and A.A.Newton, Diffusion of Antiparallel Bias Magnetic Field during the Initial Stages of a Theta-Pinch, Phys.Fluids 9, 1386(1966).
32. R.H.Lovberg, Magnetic Probes, in Plasma Diagnostics Techniques, R.H.Huddleston and S.L.Leonard (eds.), Academic Press, New York (1965).
33. H.R.Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co.(1964).
34. W.L.Wiese, Line Broadening, in Plasma Diagnostics Techniques, R.H.Huddleston and S.L.Leonard (eds.), Academic Press, New York (1965).
35. H.R.Griem, Spectral Line Broadening by Plasmas, Academic Press(1974).
36. R.J.Commisso, Plasma Heating and Dynamics in a Theta-Pinch, Tesis de Doctorado de la Universidad de Maryland (Preprint #601P002), 1975.
37. H.Knoepfel and R.Luppi, Very High Magnetic Fields Generated in Single-Turn Solenoids, J.of Phys.E."Sci.Instr.", Vol.5, 1133(1972).