

# DISEÑO DEL TOKAMAK NOVILLO

J. Ramos S., J. de Urquijo C., L. Meléndez L.\*,  
 A. Muñoz C., S. Barocio D., E. Chávez A.,  
 E.G. Balderas\*, E. Godínez D., R. Valencia A.

Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares  
 Centro Nuclear, Salazar. Edo. de México

(recibido noviembre 18, 1982; aceptado mayo 13, 1983)

## RESUMEN

Se describe el diseño conceptual de un Tokamak pequeño para investigación, con las siguientes características principales:  $R_0 = 23$  cm,  $a_p = 6$  cm,  $I_p = 12$  kA,  $T_e = 150$  eV,  $T_i = 50$  eV,  $B_T = 4.7$  kG, tiempo de duración del pulso de plasma 5 ms. Las condiciones de diseño predominantes fueron: campo espurio debido al sistema de calentamiento óhmico ( $\approx 10$  G), bajo factor de rizo del campo toroidal (0.7% en  $R = 23$  cm), campo vertical entre 150 G y 180 G con índices de decaimiento adecuados para equilibrio ( $n_0 \approx 0.5$ ) y numerosos puertos de acceso para diagnóstico ( $581$  cm<sup>2</sup>). Asimismo, se han diseñado las fuentes de energía (bancos de condensadores) para excitar a las distintas bobinas con que cuenta el dispositivo. Se sugieren temas de investigación que podrían llevarse a cabo en este Tokamak.

---

\* También en la Secc. de Graduados de la E.S.I.M.E., I.P.N.

## ABSTRACT

We describe the design of a small Tokamak for research purposes, and with the following main characteristics:  $R_0 = 23$  cm,  $a_p = 6$  cm,  $I_p = 12$  kA,  $T_e = 150$  eV,  $T_i = 50$  eV,  $B_T = 4.7$  kG, plasma lifetime 5 ms. The predominant design conditions were: Stray field due to the Ohmic heating transformer ( $\approx 10$  G), low ripple (0.7% at  $R = 23$  cm), vertical equilibrium field,  $B_v \approx 150 - 180$  G, with appropriate decay index ( $n_0 \approx 0.5$ ), and many access ports for diagnostics ( $581$  cm<sup>2</sup>).

The design of the energy sources (capacitive banks) for the various coils of the device is also included. Several research topics which can be pursued with this device are suggested.

## INTRODUCCION

*Motivación*

Ha sido la intención del grupo de Plasmas del I.N.I.N. contar con un recurso experimental con el cual hacer física de plasmas, con recursos modestos. Este aspecto importante ha sido confirmado por el estudio de Richards y otros<sup>(1)</sup>, quienes hicieron un inventario de aquellos Tokamaks pequeños que han demostrado su utilidad como fuentes de fenómenos físicos interesantes, y cuyo costo es 2 ó 3 órdenes de magnitud por abajo de los grandes Tokamaks.

La experiencia ha demostrado que dichas máquinas pueden constituirse en un centro de actividad con consecuencias positivas en lo que se refiere a estimular al personal involucrado en los aspectos de entrenamiento y formación profesional.

Debido a las agudas limitaciones financieras de nuestro medio, intentamos capitalizar nuestra experiencia y recursos en un solo dispositivo. El diseño fue sujeto a la restricción de utilizar equipo y materiales ya existentes en el laboratorio:

- 2 bancos capacitivos para la bobina toroidal y para el transformador de calentamiento óhmico (TCO)
- cámara de vacío y equipo de bombeo
- un generador AF de 10 kW
- suficiente cantidad de cable para las bobinas.

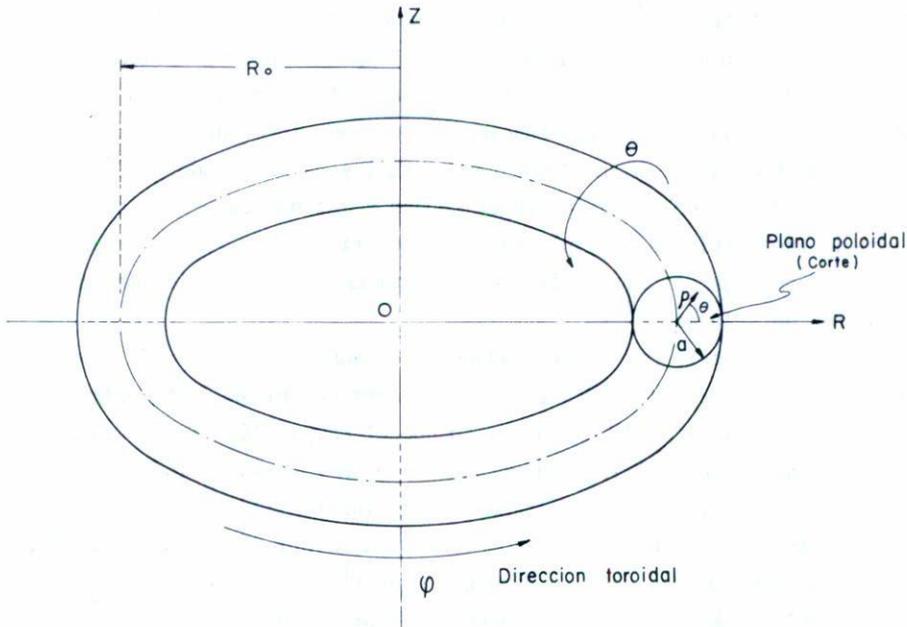


Fig. 1 Sistema de coordenadas, direcciones y plano poloidal en un toroide. R - coordenada radial (radio mayor); z - coordenada axial;  $\phi$  - ángulo toroidal;  $\rho, \theta$  - coordenadas polares de la sección transversal del toroide; a - radio menor;  $R_0$  - radio mayor.

### Posibles investigaciones

Estudiando la literatura sobre el tema encontramos tópicos interesantes de estudio en un Tokamak pequeño, como NOVILLO.

a) La interacción pared-plasma es un tema actual de investigación<sup>(2,3,4)</sup>; los parámetros del NOVILLO son semejantes a los de plasmas periféricos de grandes Tokamaks. Es importante averiguar la influencia de la pared sobre el plasma, por medio de diversos procesos superficiales como emisión de impurezas, potenciales de capa, etc. Para ello es posible controlar características de la pared, tales como temperatura y potencial eléctrico.

b) La inestabilidad disruptiva es una preocupación actual. La información experimental es todavía escasa debido a la dificultad de me-

dir la densidad de corriente. Sin embargo, los pequeños Tokamaks permiten estos estudios<sup>(5,6)</sup> al introducir sondas magnéticas en el plasma.

c) Siendo el plasma de Tokamaks capaz de propagar diversos tipos de ondas, la detección de éstas mediante el campo eléctrico involucrado y el estudio de su fluctuación proporciona información útil para la prueba de teorías, como lo demuestran estudios ya realizados<sup>(7,8)</sup>.

d) Con objeto de proteger sondas y antenas expuestas a la acción de las partículas del plasma, es necesario probar y evaluar materiales que soporten esfuerzos térmicos y al mismo tiempo no afecten los parámetros del plasma<sup>(9,10)</sup>.

e) Electrones desenfundados. Son aquéllos de energía mayor a 10 keV exentos de colisiones con las especies del plasma. Normalmente se producen al inicio de la descarga, cuando el campo eléctrico es máximo. Esta población se manifiesta diversamente e influye sobre los parámetros macroscópicos del plasma, excitando ondas, inestabilidades, etc. Han sido detectados en muchos Tokamaks, pero en la mayoría de ellos se minimiza su producción por los daños que pueden causar<sup>(11)</sup>; éste no es el caso de los pequeños Tokamaks. Por la razón anterior algunas teorías<sup>(12,13)</sup> no han sido probadas.

f) Calentamiento con ondas de RF. Mediante la excitación de las resonancias del plasma, puede elevarse la temperatura del último. El NOVILLO cumple con las condiciones necesarias de tamaño, acceso, para excitar la resonancia de ciclotrón electrónica. La frecuencia de la excitación sería de  $\approx 10$  GHz, en la banda X de microondas. Los siguientes son temas de investigación: estudiar y optimizar la cesión de energía RF sobre el plasma, excitar paramétricamente y propagar otras ondas<sup>(7)</sup>, y optimizar su influencia en la formación de plasma<sup>(14,15)</sup>.

#### *Algunas perspectivas futuras*

Los pequeños Tokamaks son fuentes de radiación en las regiones visible, UV, y rayos X suaves del espectro, demostrando su utilidad en los siguientes aspectos: coadyuvando al desarrollo de la espectroscopía de rayos X suaves y UVV<sup>(16,17)</sup>; planteando una conexión con la astrofísica, por ejemplo, mediante el estudio de impurezas ligeras (átomos de C,

N, O, varias veces ionizados)<sup>(18,19,20)</sup>; y estimulando estudios básicos de formación de plasmas<sup>(21)</sup>.

### 1. PARAMETROS BASICOS

Para el Tokamak, descripciones someras e ilustrativas de sus principios y perspectivas hacia la fusión han sido escritas por Coppi<sup>(23)</sup> y Furth<sup>(24)</sup>. Artículos de revisión sobre el tema son los de Artsimovich<sup>(25)</sup> y Furth<sup>(26)</sup>.

La simplicidad de la máquina se manifiesta en la condición de estabilidad de Kruskal-Shafranov,  $2.5 < q < 5$ , siendo  $q$  el factor de seguridad<sup>(32)</sup>:

$$q = a_p B_T / R_0 B_p \quad (1.1)$$

y donde  $a_p$  y  $R_0$  son los radios menor y mayor del plasma.  $B_T$  es el campo toroidal y  $B_p$  es el campo poloidal producido por la corriente de plasma,  $I_p$ :

$$B_p = \mu_0 I_p / 2\pi a_p \quad (1.2)$$

Sustituyendo a (1.2) en (1.1) e invocando al criterio de estabilidad, se obtiene la corriente máxima permisible:

$$I_p < 2\pi a_p^2 B_T / \mu_0 q R_0 \quad (1.3)$$

Para el NOVILLO,  $a_p = 0.06$  m,  $R_0 = 0.23$  m,  $B_T = 0.47$  T, y por lo tanto  $I_p < 12$  kA (ver Tabla I).

Una figura de mérito del campo confinante es el cociente de presiones:  $\beta = 2\mu_0 p / B^2$ , donde  $p = nk(T_e + T_i)$  es la presión del plasma. Para la primera generación de plasmas termonucleares en este planeta bastarían  $T \sim 10^8$  K,  $N \sim 10^{20} \text{M}^{-3}$ ,  $p \sim 1$  Atm; tomando  $\beta \approx 1$  no se requiere un gran campo,  $B \approx 0.5$  T (es decir, cercano al de NOVILLO). Pero ya que el Tokamak opera establemente cuando  $\beta \approx 1\%$ , dicha máquina en el régimen termonuclear requiere de  $B \sim 10$  T.

Para el mismo, en el que  $B_T \gg B_p$ , la  $\beta$  poloidal, definida como

$\beta_p = 2\mu_0 p/B_p^2 \approx 1$ . Sustituyendo la Ec. (1.2) y  $q > 1$ , se obtiene:

$$nk(T_e + T_i) < B_T^2 (a_p/R_0)^2 / 2\mu_0 q^2 \quad (1.4)$$

TABLA I

Máquina	$R_0$  cm	$a_v$  cm	$a_p$  cm	Acceso  cm <sup>2</sup>	$\tau_I$  ms	$\tau_E$  ms
SPAC II <sup>b</sup>	28	5.5	5.5	45	1	0.2
TOSCA <sup>b</sup>	30	10 <sup>a</sup>	10	138	1(3)	0.15(0.5)
TBR <sup>d</sup>	30	11	8	410	4	0.7
MINIMAK <sup>b</sup>	22.8	8.3	6	608	0.8(1.6)	0.01
NOVILLO	23	8.3	6	581	5	0.15 <sup>c</sup>

Máquina	$B_T$  kG	$I_p$  kA	$T_e$  eV	$n_e$  10 <sup>13</sup> cm <sup>-3</sup>	País
SPAC II <sup>b</sup>	15(20)	18	180	2.5-10	Japón
TOSCA <sup>b</sup>	6(13)	15(25)	300	0.5-5.0	Gran Bretaña
TBR <sup>d</sup>	5	20	240	2	Brasil
MINIMAK <sup>b</sup>	0.9(1.4)	4.4(5.5)	7	0.7-2.0	Japón
NOVILLO	4.7	12	150	2	México

<sup>a</sup> Se da el radio promedio, porque la sección transversal no es circular.

<sup>b</sup> Datos tomados de la Ref. 1.

<sup>c</sup> Estimado según la ley de Alcator<sup>(35)</sup> y por la de la Ref. 1.

<sup>d</sup> Datos tomados de la Ref. 41.

Valores ( ) significan proyecciones futuras.

Tabla I. Comparación del NOVILLO con otros Tokamaks pequeños.

Un plasma caliente pero diluido, es aquél obtenido en pequeños

Tokamaks, para los cuales  $n \sim 10^{18} - 10^{19} \text{m}^{-3}$ ; por lo que de (1.4)  $T_e + T_i \approx 200 \text{ eV}$ . Estos son los parámetros de plasma que se esperan obtener en el NOVILLO. Si la temperatura creciera hasta 1000 eV, entonces  $\beta \approx 0.1\%$ .

Una estimación de la temperatura de iones,  $T_i$ , se puede hacer mediante la relación semiempírica de Artsimovich<sup>(27)</sup>:

$$T_i \approx 0.032(I_p B_T R_0^2 n)^{1/3} A^{1/2} .$$

Escribiendo optimistamente  $A = 1$ , para hidrógeno puro, obtenemos  $T_i \approx 50 \text{ eV}$ , y por lo tanto  $T_e \approx 150 \text{ eV}$ . Un resumen de estos y otros parámetros se encuentra en la Tabla II.

TABLA II

Radio mayor	$R_0$	0.23m	
Radio menor (cámara)	$a_v$	0.08m	
Radio menor (plasma)	$a_p$	0.06m	(con limitador)
Relación de aspecto inversa	$a_p/R_0$	0.26	
Factor de seguridad	$q$	3	(propuesto)
Campo toroidal	$B_T$	0.47T	(máximo)
Campo poloidal	$B_p$	0.04T	(para $I_p$ máx)
Corriente de plasma	$I_p$	12kA	(máxima)
Densidad de electrones	$n_e$	$2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$	(para hidrógeno)
Temperatura de electrones	$T_e$	150eV	
Temperatura de iones	$T_i$	50eV	(para $A = 1$ )

Tabla II. Parámetros generales.

Para elevar la densidad de energía del plasma al máximo mediante el calentamiento óhmico, es decir por la disipación de energía por efecto Joule, las Ecs. (1.3) y (1.4) recomiendan las geometrías compactas y de alto campo magnético.

## 2. CAMARA DE DESCARGAS Y SISTEMA DE VACIO

2.1) *Cámara de descargas*2.1.1) General

La cámara de descargas se construirá a partir de cuatro codos de 90° de acero inoxidable (316/L), con 3.2 mm de espesor de pared. La interconexión se hará mediante bridas provistas para alojar sellos de vitón que sirvan asimismo como aislantes eléctricos entre codos contiguos; estos sellos quedarán protegidos de entrar en contacto con el plasma mediante un laberinto (idea tomada del diseño de PRETEXT<sup>(28)</sup>). Las características principales de esta cámara se resumen en la Tabla III.

TABLA III

Material	Acero inoxidable 316/L no-magnético	4 codos de 90°
Espesor	3.2mm	
Radio mayor	23cm	
Radio menor	8.3cm	exterior
	8.0cm	interior
Sellos de vacío	Arillos de vitón de 3.2mm $\phi$	para aislamiento eléctrico entre los codos
Peso	~60kg	aproximada, incluyendo puertos de acceso
Soportes	8 durmientes	ubicados simétricamente

Tabla III. Cámara de descargas.

2.1.2) Puertos de acceso

Dentro de lo posible, se pretende dotar al toroide con el mayor

número de puertos de acceso al interior de la cámara; esto lo hará flexible para propósitos futuros y experimentos que requieran métodos de diagnóstico sofisticados (ver Tabla IV).

TABLA IV

<u>Cuadrantes I y II</u>			<u>Cuadrantes III y IV</u>			<u>Soportes</u>		
$\phi$	$\theta$	Tipo	$\phi$	$\theta$	Tipo	Cuadrantes I-IV		
15°	0°	A	15°	0°	B*	$\phi$	$\theta$	Tipo
15°	90°	B	15°	90°	B	15°	270°	Total
45°	0°	D	30°	0°	T	75°	270°	Parcial
45°	90°	D	45°	90°	D			
45°	270°	D	45°	270°	D			
75°	0°	C	75°	0°	C			
75°	45°	B	75°	45°	B			
75°	90°	B	75°	90°	B			
75°	270°	B	75°	270°	B			
						(*) Únicamente en el cuadrante IV		

Descripción de los puertos de acceso

Tipo	Sección		Núm.	Area (cm <sup>2</sup> )
A	circular	82mm $\emptyset$	2	105.6
B	circular	25mm $\emptyset$	17	83.4
C	circular	50mm $\emptyset$	4	78.5
D	rectangular	30 × 100mm	10	300.0
T	circular	30mm $\emptyset$	2	14.1
Area de acceso total				581.6cm <sup>2</sup>

Tabla IV. Puertos de acceso a la cámara (véanse las Figs. 2, 3 y 4).

### 2.1.3) Soportes y aislamiento

La cámara de descargas se soportará sobre ocho durmientes ubicados en las partes inferiores y entre las bridas; esto se ilustra en la Fig. 2.

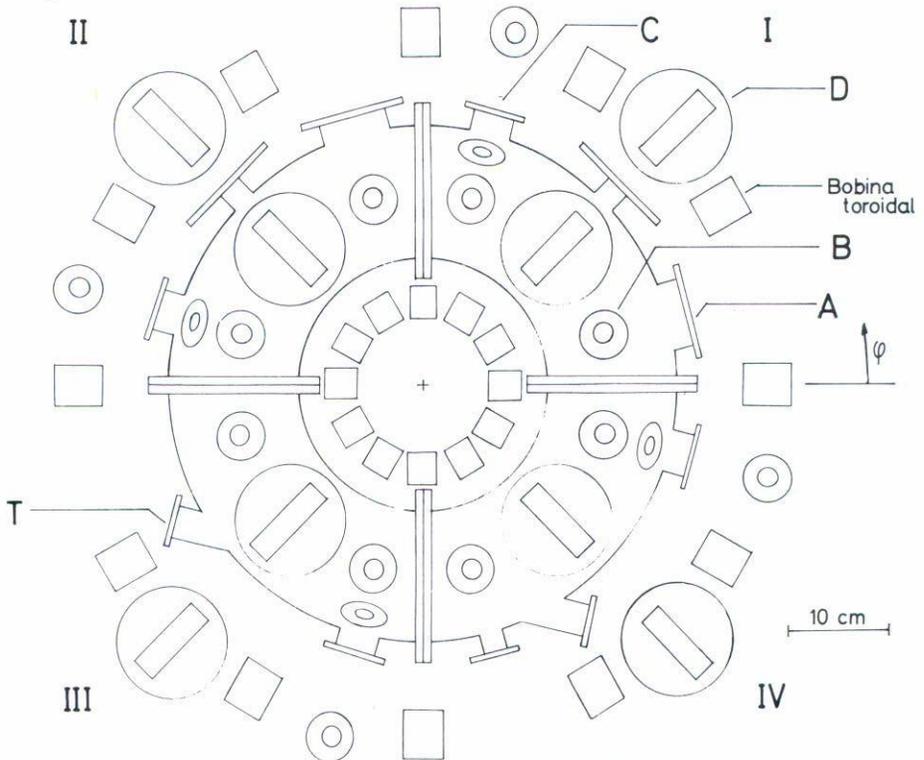


Fig. 2 Vista superior del toroide y puertas de acceso, dispuestos en los cuadrantes I a IV. Se muestran también las posiciones de los módulos de la bobina toroidal. En conexión con esta figura, véanse los detalles en las Figs. 3, 4 y en la Tabla IV. Los tipos de acceso se han designado A, B, C, D y T.

Para evitar acoplamiento mecánico entre la bomba turbomolecular y la cámara de vacío, se instalará un fuelle de acero inoxidable entre ambos. Para aislar eléctricamente a la cámara de la bomba, se utilizará un sello de vitón similar al descrito en la sección 2.1.1.

## 2.2) Sistema de vacío

Se espera alcanzar una presión base de vacío  $p_{\text{base}} \approx 10^{-7}$  torr mediante la combinación de una bomba rotatoria y otra turbomolecular (Balzers, DUO 030 A; TPU/500). Esta presión base podría reducirse aún más después de evacuación intensa y limpieza por descarga rápida. Para la medición de presión se cuenta con medidores pirani (Balzers, TPR010) y de ionización (Balzers IMR 132), ubicados en diversos puntos de la cámara de vacío y la línea de bombeo. Las presiones parciales de gas residual serán medidas con un analizador de masas (Leybold Quadruvac Q200).

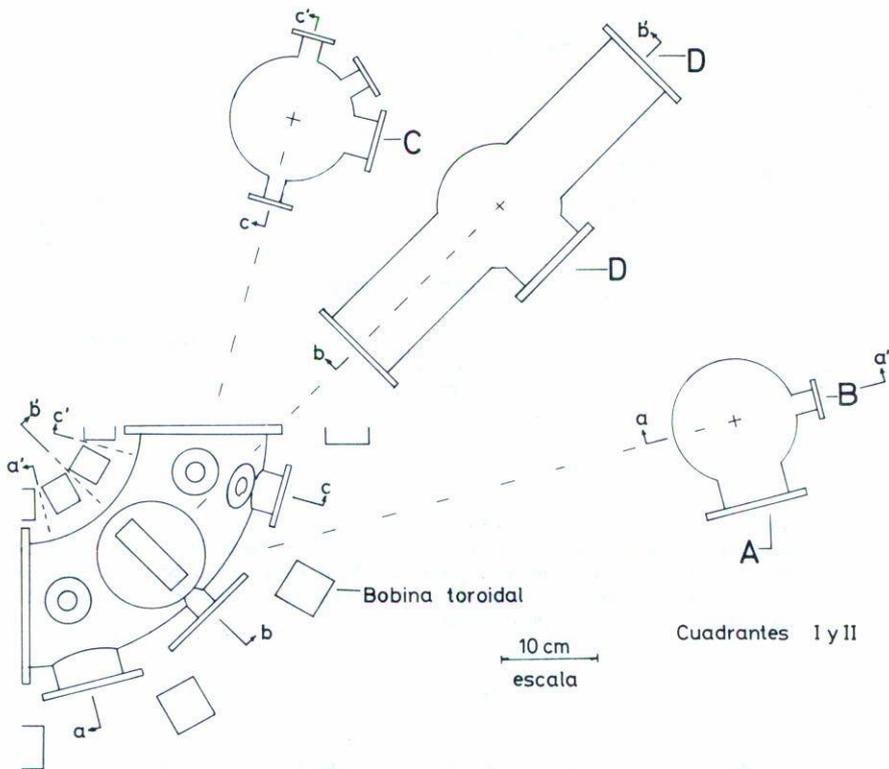


Fig. 3 Vista superior y transversal (cortes a - a', b - b' y c - c') de los cuadrantes I y II del toroide (véase también la Fig. 2), mostrando la ubicación de las puertas de acceso y la posición de los módulos de la bobina toroidal. Los tipos de acceso se han designado A, B, C y D (Tabla IV).

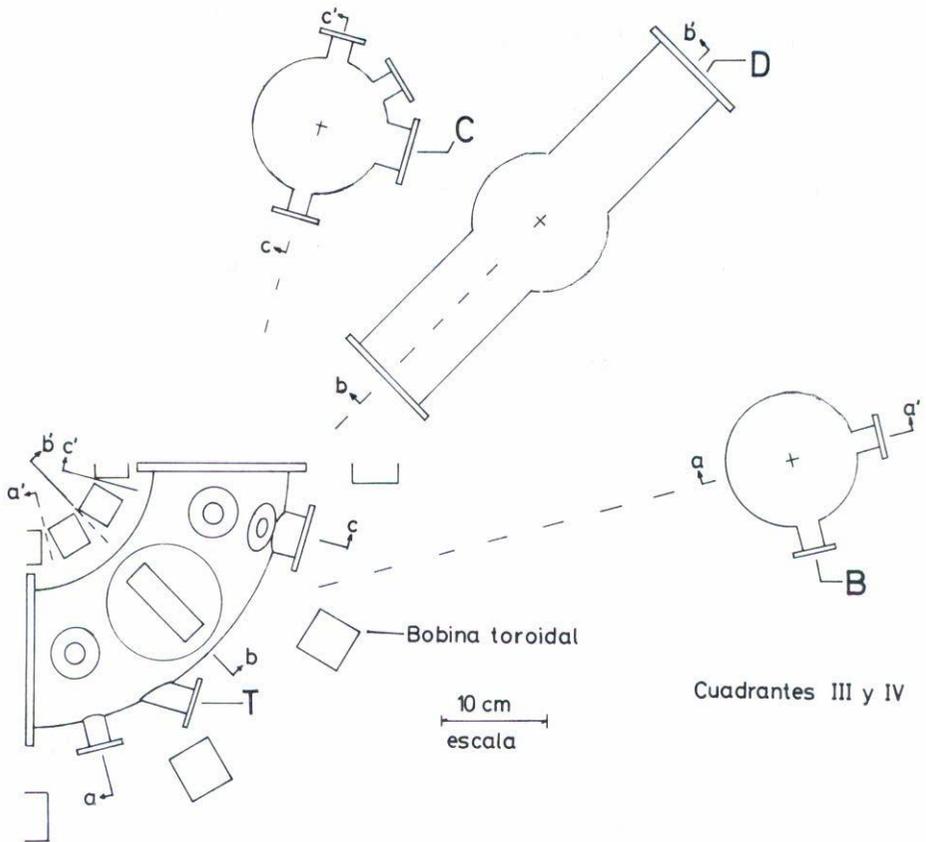


Fig. 4 Vista superior y transversal (cortes a - a', b - b' y c - c') de los cuadrantes III y IV del toroide (véase también la Fig. 2) mostrando la ubicación de las puertas de acceso y la posición de los módulos de la bobina toroidal. Los tipos de acceso se han designado A, B, C, D y T (Tabla IV).

### 3. BOBINA TOROIDAL

Debido a restricciones económicas fuertes, el diseño de la bobina toroidal se ha hecho en términos de utilizar un banco de condensadores de aceite (62 $\mu$ F/20kV) y alambre de cobre AWG/4, los cuales se tienen en

existencia. Como requisitos fundamentales para el diseño de esta bobina hemos establecido: campo toroidal,  $B_0 \approx 0.5T$ ; constante de decaimiento,  $L/R \approx 30ms$ ; bajo factor de rizo al centro del plasma,  $\approx 1\%$ . Asimismo, se ha requerido que la bobina permita la construcción de un número grande de puertos de acceso para diagnóstico y bombeo.

### 3.1) Parámetros electromagnéticos

#### 3.1.1) Campo magnético

Obviamente, cuanto más cercana esté la bobina a la cámara de vacío, tanto mayor será el campo magnético en su interior. Sin embargo, en el caso de una bobina modular, dicho arreglo es indeseable, debido a las inhomogeneidades del campo (rizo) en las secciones exteriores del toroide. Este rizo puede reducirse sustancialmente si se coloca a la bobina excéntrica con respecto al centro de la espira de plasma por una distancia  $s_r$ . Bajo estas condiciones el valor promedio del campo magnético en el centro del plasma ( $R = R_0$ ) es

$$B_0 = \frac{\mu_0 N I_0}{2\pi R_m (1 - s_r/R_m)} |T| \quad , \quad (3.1)$$

donde, para la bobina,  $N$  es el número total de vueltas,  $I_0$  es el valor máximo de corriente y  $R_m$  es su radio mayor; para el plasma,  $R_0$  es el radio mayor, de modo que  $s_r = R_m - R_0$  (véase la Fig. 5).

#### 3.1.2) Inductancia y resistencia

La bobina toroidal bajo consideración es de sección transversal circular. Para calcular su inductancia, utilizamos la expresión aproximada

$$L_T = \mu_0 N^2 (R_m - \sqrt{R_m^2 - a_m^2}) |H| \quad , \quad (3.2)$$

donde  $a_m$  es el radio medio de la bobina (ver Fig. 5).

La resistencia de la bobina está dada por  $R_T = 2\pi N a_m \rho_\ell$ , en ohms, donde  $\rho_\ell$  es la resistencia por unidad de longitud del conductor.

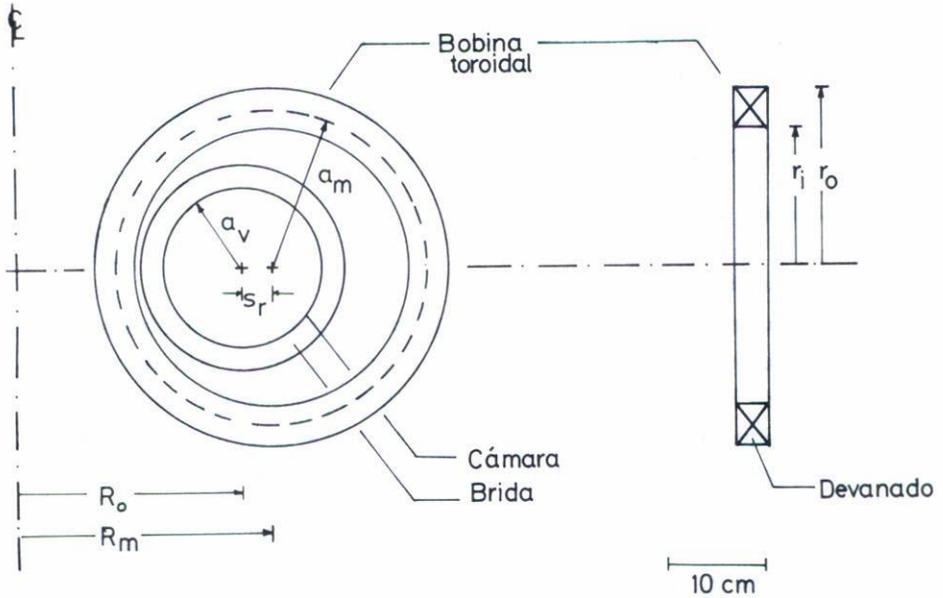


Fig. 5 Esquema de la bobina toroidal y su ubicación con respecto a la cámara de descargas.  $R_o$  es el radio mayor del plasma y de la cámara,  $r_o$  y  $r_i$  son los radios externo e interno de los módulos de la bobina.

### 3.1.3) Corriente, tiempo de elevación, constante de decaimiento y eficiencia

Para suministrar corriente a la bobina, se utilizará un banco de condensadores (descarga RLC). Siempre que la relación  $\gamma^2 = R_T^2 C_T / 4L_T \approx 10^{-3}$  se cumpla (oscilación ligeramente amortiguada), y donde  $C_T$  es la capacidad del banco, el tiempo de elevación de la corriente a su valor máximo es  $t \approx 1.57 \sqrt{L_T C_T}$ ; y el valor máximo de la corriente en  $t = t_m$  está dado por  $I_0^m = V_0 \sqrt{C_T / L_T}$ , en A, donde  $V_0$  es el voltaje de carga del condensador; la energía total almacenada es  $E_0 = 1/2(C_T V_0^2)$ . En  $t = t_m$ , entrará en operación un circuito corto (crowbar) que producirá un decaimiento exponencial de la corriente con constante de tiempo  $\tau_T = L_T / R_T$  [s] (ver Fig. 6b).

Finalmente, la eficiencia de conversión de energía eléctrica a energía magnética es  $\eta = \exp(-2\gamma\omega t_m) / (1 - \gamma^2)$ , donde  $\omega = 1 / \sqrt{L_T C_T}$  es la

frecuencia angular natural de oscilación del circuito.

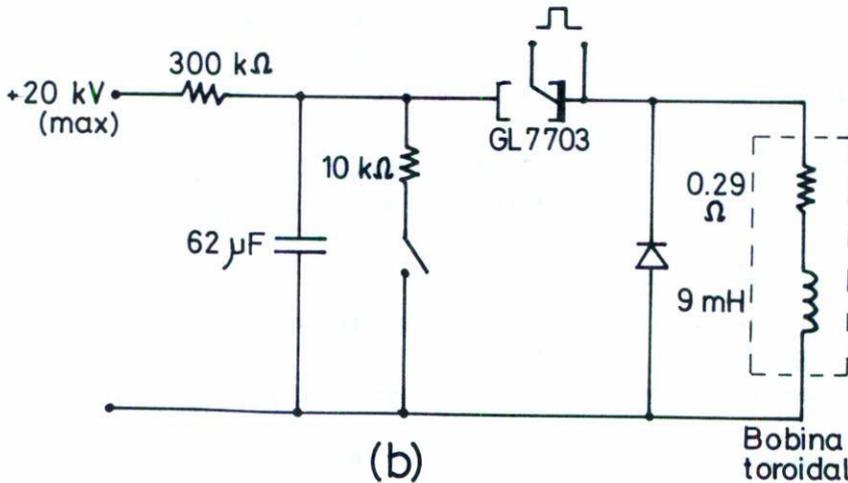
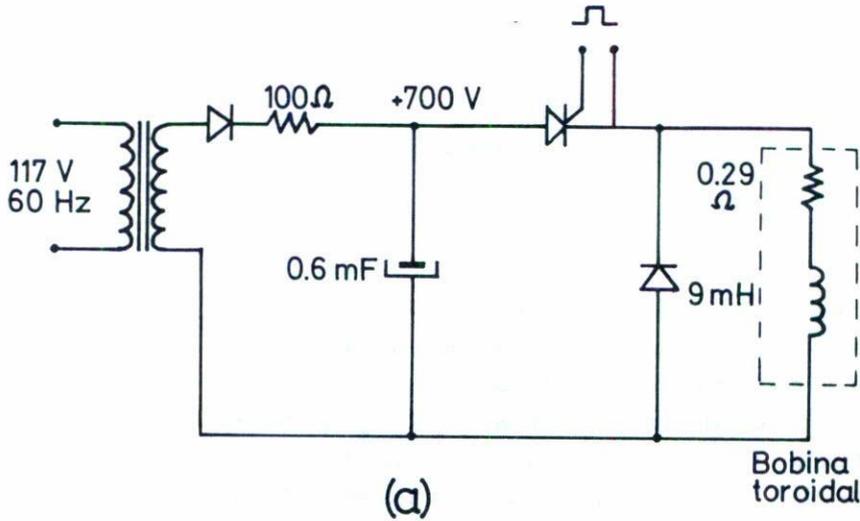


Fig. 6 Bancos de condensadores para la bobina toroidal. (a) Banco para producir  $B \approx 600\text{G}$  necesario para limpieza por descarga rápida 1p/s. (b) Banco para producir  $B \approx 4.7\text{ kG}$  para descarga Tokamak 1p/2 min.

Utilizando estas expresiones, y otras que toman en cuenta el acomodamiento del alambre, bobinas, aislamiento, etc., se intentaron cer-

ca de 500 posibilidades, de las cuales se eligió la que se describe en las Tablas V y VI.

TABLA V

Campo magnético	$B_0$	0.47T	En $R=R_0$ ; ( $0.4T$ a $\tau_I \approx 5ms$ )
Corriente de la bobina	$I_0$	1.5kA	máxima, a $t=1.2ms$
Tiempo de elevación	$t_m$	1.2ms	
Constante de decaimiento	$\tau_T$	31 ms	$\tau_T = L_T / R_T$ (crowbar)
Inductancia	$L_T$	9mH	aproximada
Resistencia	$R_T$	0.29 $\Omega$	para alambre AWG/4
Rizo toroidal	$\delta B/B$	1.5%	en $R=17cm$ (radio del limitador)
		0.7%	en $R=23cm$ $a_p=6cm$
		5.5%	en $R=29cm$
Eficiencia		98%	en $t=t_m$
Fuerzas			
de compresión	$F_R$	-533kGf	por módulo, a $B_{0max}$
de expansión	$F_r$	1250kg	por módulo, a $B_{0max}$
Banco de condensadores			
Capacidad	$C_T$	62 $\mu F$	
Voltaje de carga	V	18kV	para introducir $B_0=0.47T$
Energía	E	10kJ	
Crowbar(corto circ.)			arreglo de diodos (15 $\times$ 1000VPI, 3kA IFSM)
Conmutación			ignitrón (GL7703)
Tiempo de carga		1.5min	

Tabla V. Bobina toroidal. Parámetros electromagnéticos.

TABLA VI

Número total de vueltas	360	
Conductor		
calibre (radio)	$\rho=0.3\text{cm}$	AWG/4, cubierto con hilo de lino
resistencia/u. de long.	$\rho_\ell=0.82\text{m}\Omega/\text{m}$	
Módulos	12	
radio interno	14cm	
radio externo	18cm	
separación radial, $s_r$	3cm	con respecto a $R_0=23\text{cm}$
enfriamiento	por convección	

Tabla VI. Bobina toroidal. Aspectos mecánicos

3.1.4) Fuerzas en la bobina

Se estimaron dos tipos de fuerzas en la bobina, a saber, la fuerza de compresión  $F_R$  a lo largo del radio mayor, y la fuerza de expansión dirigida a lo largo del radio menor,  $F_r$ . Estas fuerzas fueron calculadas para nuestro caso por Ramos<sup>(29)</sup>:

$$-F_R = \frac{2\pi^2 B_m^2 R_m^2 (R_m - \sqrt{R_m^2 - a_m^2})}{\mu_0 \sqrt{R_m^2 - a_m^2}} |N|, \quad (3.3)$$

$$F_r = \frac{2\pi^2 B_m^2 R_m^2 a_m}{\mu_0 \sqrt{R_m^2 - a_m^2}} |N|, \quad (3.4)$$

respectivamente. En (3.3) el signo menos significa que la fuerza se dirige hacia el eje de la máquina. Suponiendo que  $F_r$  se distribuye sobre  $N_m$  módulos y que el esfuerzo se ejerce principalmente en la primera capa de cada módulo, que contiene  $n_v$  vueltas, el esfuerzo (fuerza por unidad de área) es:

$$\sigma = \frac{B_m^2 R_m^2 a_m}{N_m n_v \mu_0 \rho^2 \sqrt{R_m^2 - a_m^2}} |N/m^2|, \quad (3.5)$$

donde  $\rho$  es el radio del conductor.

En el caso presente  $B_m = 0.47T$ ,  $R_m = 0.26m$ ,  $a_m = 0.14m$ ,  $N_m = 12$  módulos, y  $n_v = 5$ , se obtiene  $F_R = -4467kg$ ,  $F_r = 15000kg$ , y  $\sigma = 4.5 \times 10^6 kg/m^2$ . Este esfuerzo está por debajo de los valores tabulados para los esfuerzos cortante y de deformación plástica.

### 3.1.5) Bancos de condensadores de la bobina toroidal

El banco de condensadores se descargará sobre la bobina toroidal mediante un ignitrón de 30As (GL7703), y se cortocircuitará por un arreglo de diodos (ver Fig. 6b). Los valores de estas componentes se dan en la Tabla V. Se pretende pulsar el campo magnético a una razón máxima de 1 pulso/2min, permitiendo así tiempo suficiente para que la bobina se enfríe y pueda recargarse el banco mediante un circuito rectificador sencillo.

### 3.2) Los módulos

Cada módulo consiste de 6 capas de 5 vueltas cada una, de alambre de cobre AWG/4, el cual está cubierto con una capa densa de hilo de lino. Cada capa será barnizada con aislante de alto voltaje, y tela de fibra de vidrio entre capas adyacentes proporcionará un aislamiento mayor. Finalmente, las bobinas serán incluidas en resina epóxica de alto voltaje.

Los módulos quedarán sujetos al soporte general mediante placas de madera terciada que los presionen firmemente por los lados (ver Fig. 7).

## 4. EL TRANSFORMADOR DE CALENTAMIENTO OHMICO (TCO)

### 4.1) Condiciones de ruptura

Las condiciones de ionización y ruptura en el NOVILLO se han determinado a partir del procedimiento y relaciones dadas por Papoular<sup>(22)</sup>. De acuerdo con este autor, las relaciones más importantes que deben satisfacer son:

Campos eléctricos mínimo y máximo que se inducen en el plasma:

$$E > 1.1 \times 10^{-6} (8A/\tau_p + \beta) \quad |V/cm|, \quad (4.1)$$

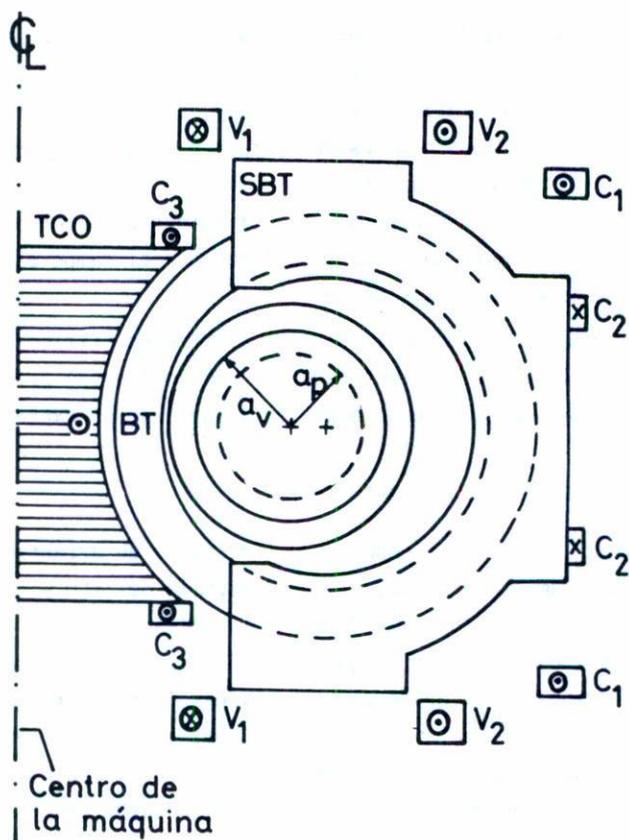


Fig. 7 Corte transversal del conjunto de bobinas que integran al Tokamak:  
 TCO - Transformador de calentamiento óhmico con aros de compensación  $C_1$ ,  $C_2$  y  $C_3$ ;  
 SCV - Sistema de campo vertical ( $V_1$  y  $V_2$ );  
 BT - Bobina toroidal y su soporte (SBT);  
 $a_v$  - Radio de la cámara;  
 $a_p$  - Radio del plasma.

$$E < 130 a_p R_0 B_T p^2 / A - 400 p \quad |V/cm| \quad . \quad (4.2)$$

Presión de gas mínima:

$$p > 0.4 AB_z / a_p B_T \quad |Torr| \quad , \quad (4.3)$$

donde  $B_T$  y  $B_z$  (campo magnético espurio debido al primario en la región del plasma) se dan en Gauss,  $a_p$  y  $R_0$  en cm,  $\tau_p$  es el período de oscilación del circuito del primario (ver Secc. 4.3),  $\beta$  es la tasa total de pérdidas de electrones debidos a difusión, arrastre y campo magnético espurio. Papoular<sup>(22)</sup> proporciona estas expresiones y  $A = \ln(n_m/10n_{e_0})$ , donde  $n_m$  es la densidad del gas neutro y  $n_{e_0}$  el número de electrones iniciales presentes en la cámara antes de la aplicación del campo eléctrico externo;  $n_m$  y  $n_{e_0}$  tienen unidades de  $cm^{-3}$ .

Una condición adicional relativa al "tiempo crítico",  $t_{cr}$ , al cual un número suficiente de electrones ( $n_e = 0.1n_m$ ) están presentes en la cámara de tal manera que pueda ocurrir la ruptura, se expresa como

$$t_{cr} < \tau_p/8, \tau_d, \tau_z, \tau_{dif} \quad , \quad (4.4)$$

donde  $\tau_d$ ,  $\tau_z$  y  $\tau_{dif}$  son los tiempos característicos de arrastre debido a la curvatura del campo magnético, al campo espurio del TCO y a la difusión, respectivamente;  $\tau_p/8$  es el "tiempo de excitación" para la aplicación efectiva del campo eléctrico que lleva el gas a la ruptura.

Se intentaron diversas configuraciones para el primario, todas con núcleo de aire (ver Sec. 4.2), para las cuales se exigió obtener máximo acoplamiento al plasma y mínimo campo espurio ( $B_z$ ). Se tuvo cuidado en obtener valores adecuados para el resto de los parámetros, véase la discusión al respecto en la Sec. 4.2.3. Debido al carácter aproximado de las expresiones de Papoular, en el diseño del TCO y su fuente de energía se consideró un factor de seguridad de 100% (Sec. 4.3). También, debido a que es difícil estimar el número de electrones iniciales  $n_{e_0}$ , creados por, digamos, un filamento caliente, o una descarga inductiva de AF en el TCO, hemos variado el cociente  $n_m/n_{e_0}$  entre  $10^2$  y  $10^4$ . Finalmente, las simulaciones en computadora "óptimas" para la bobina del TCO y sus devana-

dos de compensación (Sec. 4.2) dieron valores para el campo espurio  $B_z \approx 10G$ , los cuales hemos utilizado para determinar las condiciones de ruptura. Estos resultados se muestran en la Tabla VII.

TABLA VII

$n_m/n_{e0}$	$p  \times 10^{-4} \text{ torr}  $		$E  \text{ V/cm}  ^d$		$E_{\text{lazo}}^e$	$V_{\text{lazo}}  \text{ V}  $	$t_{\text{cr}}^f  \mu\text{s}  $
	min <sup>b</sup>	oper <sup>c</sup>	min	max	(diseño)	(diseño)	
100	3.7	5	0.06	8.9	0.2	28.9	18
1000	7.5	10	0.07	17.9	0.4	57.7	15
10000	11.3	13	0.08	20.1	0.52	75.1	16

- Notas: <sup>a</sup> Estas condiciones quedan determinadas para  $R_0 = 23\text{cm}$ ,  $a_p = 6\text{cm}$ ,  $B_z$  (espurio)  $\approx 10G$ ,  $B_T = 4.7kG$ ,  $E/p = 400 \text{ V/cm torr}$ ,  $\tau_p$  (primario)  $3\text{ms}$ .
- <sup>b</sup> De acuerdo con la Ec. (4.3).
- <sup>c</sup> Seleccionado para ser  $\sim 15\%$  por encima del valor mínimo.
- <sup>d</sup> De acuerdo con las Ecs. (4.1) y (4.2).
- <sup>e</sup>  $E_{\text{lazo}} = (E/p) \times p_{\text{oper}}$ ; ( $E/p = 400 \text{ V/cm torr}$ ).
- <sup>f</sup>  $t_{\text{cr}} < \tau_z, \tau_{\text{dif}}, \tau_p/8, \tau_d$ ; esta condición se cumple en todos los casos.

Tabla VII. Condiciones de ruptura<sup>a</sup>.

#### 4.2) Diseño del TCO

##### 4.2.1) Generalidades

Se tomaron en cuenta cuatro condiciones fundamentales para la selección de la bobina primaria:

- a) La utilización de alambre de cobre AWG/4 en la medida de lo

posible, sin que esto redujera la constante de decaimiento  $L/R$  considerablemente.

b) La ubicación de la bobina en la zona central del toroide para aumentar el área de acceso al plasma.

c) El factor de acoplamiento primario-plasma,  $k$ , debe ser mayor a 0.3, con el propósito de hacer un uso más eficiente de las fuentes de energía.

d) Mantener un valor de campo espurio  $B_z \approx 10G$ .

Se consideraron tres geometrías para la bobina central: un cilindro recto con refuerzos en sus extremos, una pirámide compuesta por 4 ó 5 discos concéntricos que siguen a la periferia de la bobina toroidal, y una bobina en forma de copa doble de perfil circular (ver Fig. 7). El requisito (c) eliminó a la geometría recta en tanto que los resultados para la bobina piramidal y de copa fueron aproximadamente los mismos; la bobina de copa tiene 10% de exceso en el tiempo de ascenso y 3% más de acoplamiento que para el caso de la bobina piramidal. Finalmente, se eligió la bobina de copa. Esta bobina tiene 114 vueltas distribuidas en dos capas, y una altura de 0.3m; el diámetro ecuatorial mínimo es 0.14m, en tanto que su diámetro máximo (arriba y abajo) es de 0.3m (ver Fig. 7). Se añadieron 8 vueltas en los extremos para disminuir el campo espurio. Se utilizó alambre AWG/4 (radio 0.3cm).

Para el cálculo del campo magnético y otras propiedades de la bobina se utilizó un código de computación que calcula las componentes horizontal y vertical del campo magnético debido a la bobina central del TCO, las bobinas de compensación y las del campo vertical. También calcula el valor del campo total. Se calculó un campo "promedio" total, o típico, mediante la expresión  $B_s = \sqrt{\sum B_i^2}/N$ , donde  $i = 1, 19$  son puntos ubicados en torno al centro del plasma. Este código calcula también el índice de decaimiento (ver Sec. 5.1). Un segundo código calcula inductancias mutuas, propias y resistencias.

#### 4.2.2) Bobinas de compensación

Con el objeto de disminuir el campo espurio  $B_z$ , se añadieron dos pares de bobinas de compensación, dispuestas simétricamente en torno

al plano ecuatorial del toroide (Fig. 7). Mediante el procedimiento de tentativa y error, se determinaron las posiciones de las bobinas, así como el número de vueltas de cada una. Estos resultados se muestran en la Tabla VIII.

TABLA VIII

Caso	L mH	R mΩ	τ ms	M μH	Mi <sub>p</sub> <sup>e</sup>	k	B <sub>s</sub>  G	long m	i <sub>p</sub>  A	M <sub>pv</sub>  μH
Sin compensación	0.99	51.6	17.4	6.68		0.335	71.0	69.6	860	
<sup>a</sup> Con compensación	1.43	109.5	13.0	8.08	5.8	0.338	10.8	133.5	720	59.1
<sup>b</sup> Con compensación	1.43	84.2	17.0	8.08	5.8	0.338	10.8	133.5	720	59.1
<sup>c</sup> Con transf. de desacoplamiento	1.47	120.0	12.0	8.08	5.8	0.338	10.8	133.5	720	59.1
<sup>d</sup> Con transf. de desacoplamiento	1.47	94.2	15.4	8.08	5.8	0.338	10.8	133.5	720	59.1

Bobinas de compensación

C1 (R = 46cm, z = ±25cm) +8 vueltas

C2 (R = 47cm, z = ±10cm) -3 vueltas

Notas:

<sup>a</sup> Alambre AWG/4 para la bobina central y los aros de compensación; AWG/2 para el transformador de desacoplamiento.

<sup>b</sup> Alambre AWG/4 para la bobina central; AWG/2 para los aros de compensación y el transformador de desacoplamiento.

<sup>c</sup> Correspondiente a (a), más 5mΩ por cables y contactos.

<sup>d</sup> Correspondiente a (b), más 5mΩ por cables y contactos.

<sup>e</sup> En unidades de mV-s.

Tabla VIII. Transformador TCO - Generalidades.

#### 4.2.3) Discusión

Las bobinas de compensación contribuyen a aumentar la inductan-

cia mutua  $M$ , entre el primario y el plasma, lo cual es deseable. Sin embargo, esto trae como consecuencia la disminución del tiempo de decaimiento  $L/R$  del pulso de corriente. Esta desventaja se puede superar parcialmente si se utiliza alambre de sección transversal mayor (AWG/2) para las bobinas de compensación y el transformador de desacoplamiento (TD) primario-vertical (Sec. 5.4).

La Fig. 8 muestra el campo espurio o de error del TCO sin compensación. Su valor "promedio" es 71G. Las Figs. 9a y 9b muestran el campo espurio debido al TCO compensado; el valor "promedio" es 10.8G. Finalmente, la contribución del campo espurio del TCO al campo vertical de equilibrio es 6%.

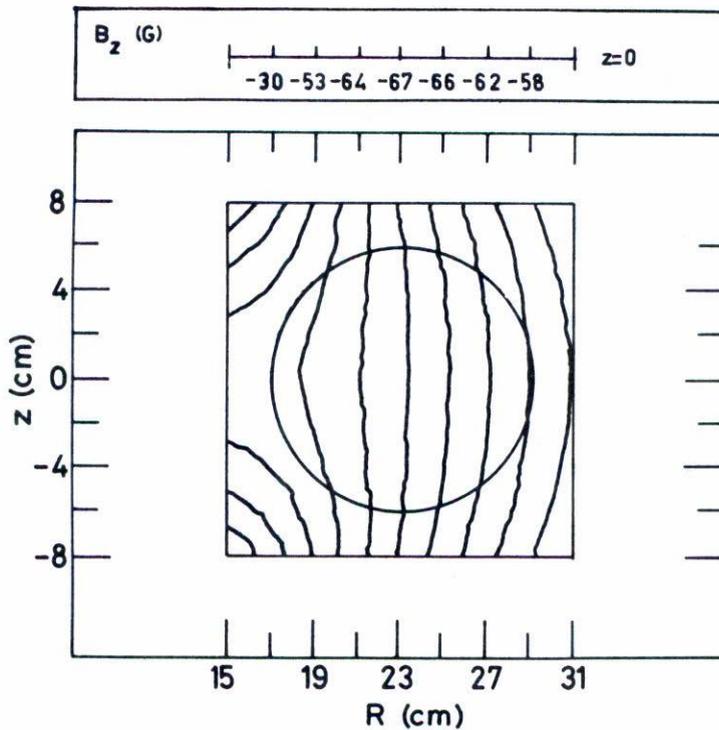


Fig. 8 Líneas del campo del TCO sin compensación. El círculo indica el borde del plasma. La gráfica superior muestra la magnitud del campo vertical espurio en  $z = 0$ .

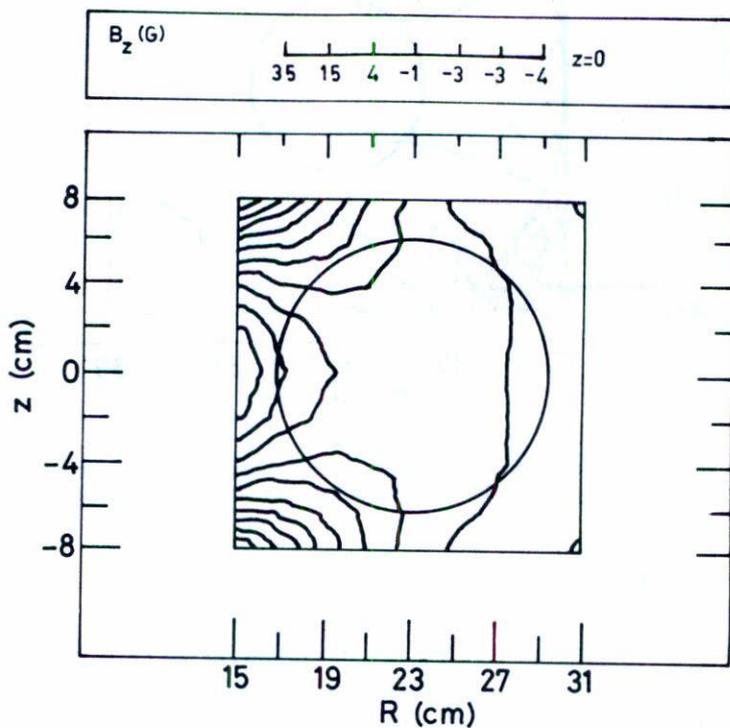


Fig. 9a Líneas del campo del TCO compensado. El círculo indica el borde del plasma. La gráfica superior muestra la magnitud del campo vertical espurio en  $z = 0$ .

#### 4.3) Bancos de condensadores para el TCO

La fuente de energía para el TCO consistirá en un arreglo de 2 bancos de condensadores (rápido-lento) operados en secuencia, con un corto circuito automático (crowbar); esto se muestra en la Fig. 10.

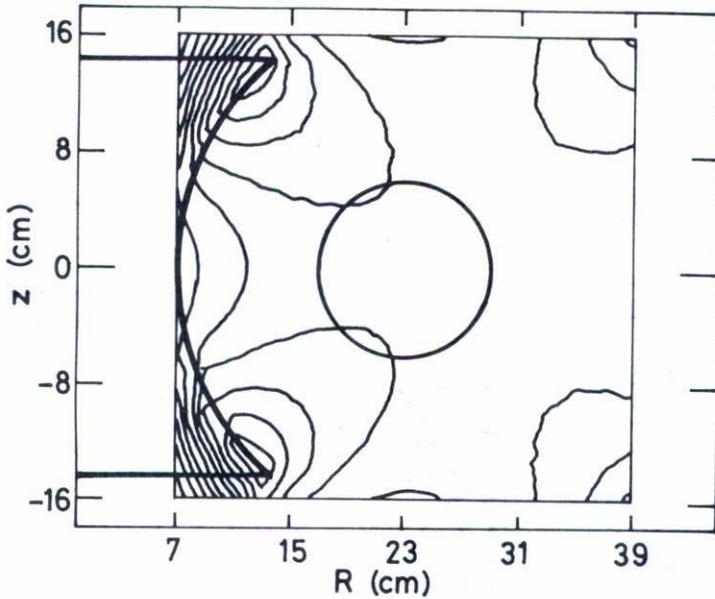


Fig. 9b Vista ampliada de la estructura del campo del TCO compensado; se muestra el perfil de la bobina primaria con forma de copa.

#### 4.3.1) Banco rápido

Durante la etapa de crecimiento de la corriente en el circuito del primario, los efectos debido a las resistencias de éste y del plasma pueden ser —en una primera aproximación— ignorados\*. Bajo esta condición, podemos utilizar las siguientes relaciones (para una variación aproximadamente senoidal de  $V_p$  e  $I_p$ ):

$$(I_t)_{\max} \approx L_p (I_p)_{\max} / M \quad . \quad (4.5)$$

El voltaje máximo inducido en el plasma (una espira) es:

$$(V_p)_{\max} \approx V_f M / L_t (1 - k^2) \quad , \quad (4.6)$$

\*Esto es válido cuando  $L_t di_t/dt \gg R_t i_t$ ;  $L_p di_p/dt \gg R_p i_p$ .

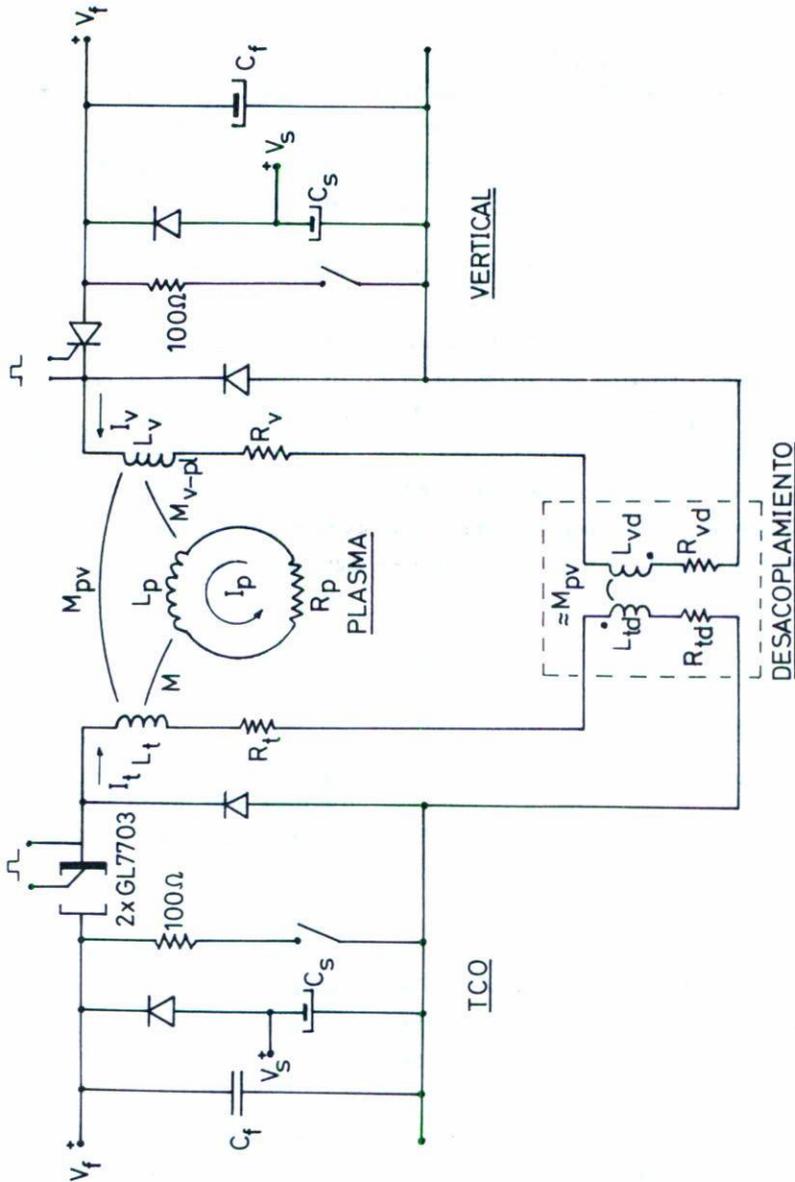


Fig. 10 Esquema general de los circuitos para excitación del TCO, SCV y transformador de desacoplamiento. Se muestran los acoplamientos al plasma. Para los valores de componentes, véanse las Tablas VIII, IX, X y XI.

donde  $(I_t)_{\max}$  e  $(I_p)_{\max}$  son las corrientes máximas en el primario y el plasma respectivamente,  $M$  es la inductancia mutua,  $L_t$  es la inductancia del primario con carga (el secundario),  $k$  es el coeficiente de acoplamiento ( $=M/\sqrt{L_p L_t}$ ),  $V_f$  es el voltaje de carga del banco rápido y  $L_p$  es la inductancia de la espira de plasma, dada por la expresión<sup>(30)</sup>

$$L_p = \mu_0 R_0 (\ln(8R_0/a_p) - 1.75) |H| \quad .$$

El valor de  $C_f$  puede calcularse en conexión con el tiempo de excitación del circuito del primario,  $\tau = \tau_p/8$ , donde  $\tau_p$  es el periodo de oscilación del primario,  $\tau_p = 2\pi \sqrt{L_t(1-k^2)C_f} |s|$ . Conociendo  $\tau_p$ ,  $L_t$  y  $k$ , determinamos  $C_f = \tau_p^2 / 4\pi^2 L_t (1-k^2) |F|$ . Debido al carácter aproximado de este cálculo, deberá ser posible cambiar  $V_f$  y  $C_f$  con relativa facilidad, de tal manera que se pueda lograr el comportamiento óptimo. Los valores que se han calculado para este banco se dan en la Tabla IX.

TABLA IX

Banco rápido

Voltaje de carga	$V_f$	12kV	Cumple con los requisitos para la ruptura (ver Tabla VII)
Capacidad	$C_f$	175 $\mu$ F	En cinco unidades de 35 $\mu$ F cada una
Energía	$W_f$	12.6kJ	

Banco lento

Voltaje de carga	$V_s$	1.7kV	Calculado para $z_{ef}=4$ , $t_e=50$ eV (Ec.4.7)
Capacidad	$C_s$	18mF	Calculado para $\tau_I \sim 5$ ms (Ec.4.9)
Energía	$W_s$	26kJ	

Conmutación 2 ignitrones (GL7703)  
 Corto circuito (crowbar) Diodos semiconductores

Tabla IX. Sistema TCO. Bancos de condensadores.

#### 4.3.2) Banco lento

Se ha hecho una estimación del voltaje de carga y de la capacidad del banco lento, en la cual los efectos de las resistencias del primario y del plasma son considerados.

Las ecuaciones del circuito (ver Fig. 10) cuando el banco lento entra en operación son;

$$V_s = R_t I_t + L_t (dI_t/dt) - M(dI_p/dt) \quad ,$$

$$0 = R_p I_p + L_p (dI_p/dt) - M(dI_t/dt) \quad .$$

Suponiendo que la corriente en el plasma es constante al inicio de este régimen, i.e.,  $(dI_p/dt) \approx 0$ , se tiene que

$$V_s \approx R_t I_t + R_p L_t / M I_p \quad ,$$

y utilizando la expresión para  $(I_t)_{\max}$  dada por la Ec. (4.5), se obtiene

$$V_s \approx V_t (R_t L_p / L_t + R_p) (I_p)_{\max} / M \quad . \quad (4.7)$$

$R_p$  puede estimarse de acuerdo con la fórmula de Spitzer<sup>(31)</sup> para la resistencia de un plasma totalmente ionizado, lo cual da

$$R_p \approx 10^{-4} Z_{ef}^2 \ln \Lambda T_e^{-3/2} R_0 / a_p^2 \quad , \quad (4.8)$$

donde  $\ln \Lambda \approx 15$  y  $T_e$  se da en eV.

En principio, este valor proporciona un orden de magnitud de la resistencia del plasma para una temperatura promedio y un valor de  $Z_{ef}$  razonable. Una mejor aproximación al valor real consistiría en tomar en cuenta la variación temporal de  $T_e$  y  $T_i$ , y resolver las ecuaciones del circuito numéricamente.

Para estimar  $C_s$ , se considera que el circuito eléctrico resuena a la frecuencia  $\omega = 1/\sqrt{L_t C_s}$ , y por lo tanto el tiempo de duración del pulso de corriente del plasma es del orden

$$\tau_I \approx \sqrt{L_t C_s} |s| \quad . \quad (4.9)$$

Para  $\tau_I$  propuesto,  $C_s$  puede estimarse; combinando (4.7) y (4.9) la energía requerida para el banco es

$$W_s = \tau_I^2 L_t (R_t L_p / L_t + R_p) (I_p)_{\max}^2 / 2M |J| .$$

Los valores de los parámetros relevantes para el TCO seleccionado se dan en la Tabla IX.

## 5. SISTEMA DEL CAMPO VERTICAL (SCV)

### 5.1) Condiciones de equilibrio

Las siguientes fórmulas aparecen en la literatura de equilibrio en Tokamaks<sup>(32,33)</sup>:

$$B_v = \mu_0 I_p (\ln(8R_0/a_p) + \Lambda - 1/2) / 4\pi R_0 , \quad (5.1.1)$$

$$\Lambda = \beta_p + \ell_i / 2 - 1 , \quad (5.1.2)$$

$$\ell_i = \int B_\theta^2 r dr d\theta / \pi a_p^2 B_p^2 , \quad (5.1.3)$$

$$I_p = 2\pi \int_0^{a_p} J(r) r dr , \quad (5.1.4)$$

donde  $r$  es el radio menor,  $B_p$  es el campo poloidal en  $r = a_p$ , y está en la Ec. (1.2). Para el cálculo de  $\ell_i$ , la inductancia interna normalizada por unidad de longitud, se requiere de  $B_\theta$ , el cual se deduce de la ley de Ampère al suponer un perfil para la densidad de corriente  $J(r)$ . Para el parabólico  $J(r) = J_0(1 - r^2/a_p^2)$  se determina  $\ell_i \approx 1$ . Puesto que para estas descargas  $\beta_p \approx 1$ , de la Ec. (5.1.1) se obtiene  $B_v \approx 180G$ , cuando  $I_p = 12kA$ . La Ec. (5.1.1) se obtiene al contraponer una densidad de fuerza  $\vec{J}_p \times \vec{B}_v$  a la de expansión que se ejerce sobre un anillo de plasma de presión  $p$  que transporta corriente eléctrica.

El índice de decaimiento, definido como  $n = -(R/B_{COV}) dB_{COV}/dR$  debe mantenerse en el intervalo  $0 < n < 1.5$ . No pretendimos optimizar este índice, como otros autores<sup>(33)</sup> lo hacen, debido al carácter aproximado de nuestro análisis.  $\vec{B}_{COV}$  es la densidad de flujo producida por los siste-

mas TCO y SCV, o sea que es la suma del campo espurio y el de equilibrio. La derivada implicada en la definición del índice se calcula usando un intervalo finito  $\Delta R = 1\text{cm}$ .

### 5.2) Diseño del SCV

Se buscó una estructura de "barril" para las líneas del campo de equilibrio, porque así se disminuye el campo horizontal espurio creado por el TCO; véanse las Figs. 9a y 9b. Puesto que  $B_v$  no es uniforme, diferentes casos serán caracterizados por el valor  $B_{v0}$  que asume en el centro de la cámara (Fig. 11). Fijando  $B_{v0} = 210\text{G}$  se buscó la posición y número de vueltas de los aros que mejor mantuvieran al índice  $n$  en el rango de estabilidad. La corriente pico necesaria en los aros del SCV es de 790A (véase la Tabla XI).

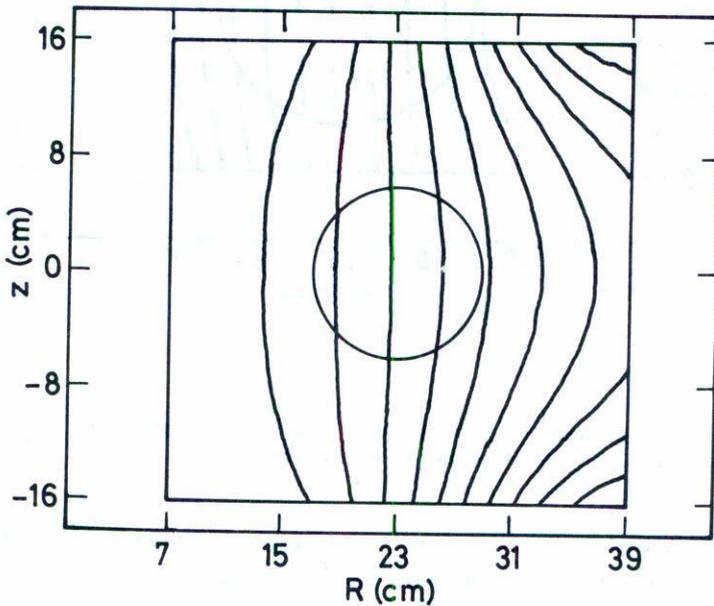


Fig. 11 Líneas de campo producidas por el SCV en el área de interés. El círculo indica el borde del plasma.

Luego se varió  $B_{v_0}$  desde 150G hasta 210G, y en las Figs. 12 y 13 se muestran las líneas del campo  $\vec{B}_{COY}$  de ambos casos. No difieren notablemente. Los cocientes del campo horizontal "promedio" con respecto a  $B_{v_0}$  son 7.6% y 5.4%, para 150G y 210G, respectivamente. La Fig. 14 es análoga a la Fig. 13, al sólo cambiar la escala.

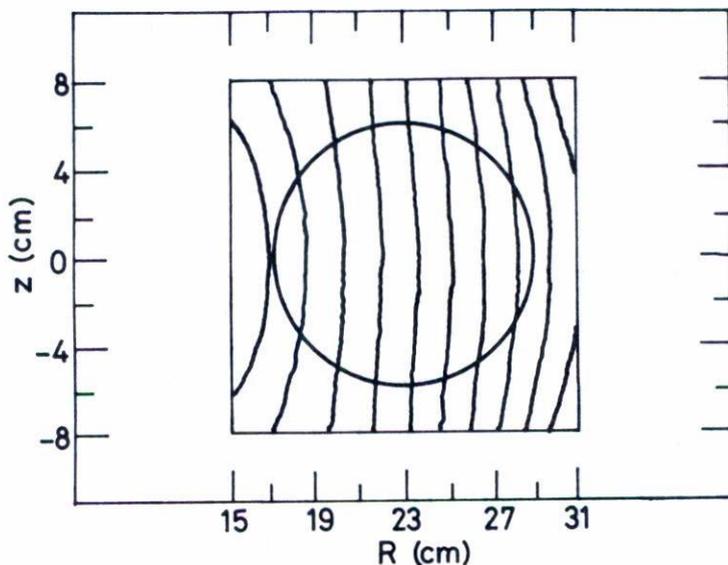


Fig. 12 Líneas de campo de los sistemas TCO y SCV compuestos.  $B_{v_0} = 150G$ . El círculo muestra el borde del plasma.

El índice  $n$  se calculó para un arreglo bidimensional de puntos dentro de la región del plasma, para valores diferentes de  $B_{v_0}$ . Para las Figs. 12 y 13 el índice aumentó un 10% al disminuir  $B_{v_0}$  desde 210G hasta 150G. En el centro  $n \approx 0.5$ . Existen regiones de índice negativo fuera del plasma, y también encontramos un par de puntos con índice negativo dentro del plasma, pero muy cercanos ( $< 1cm$ ) al limitador.

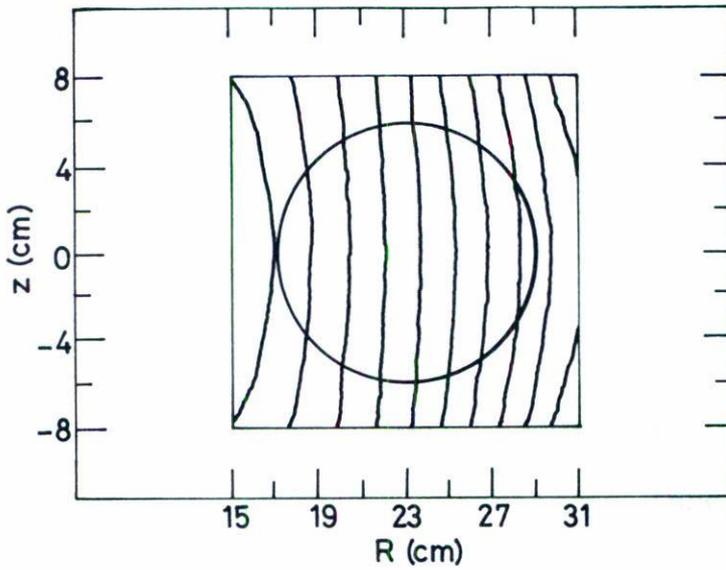


Fig. 13 Igual que la Fig. 12, excepto que  $B_{v0} = 210G$ . Ver también la Fig. 14.

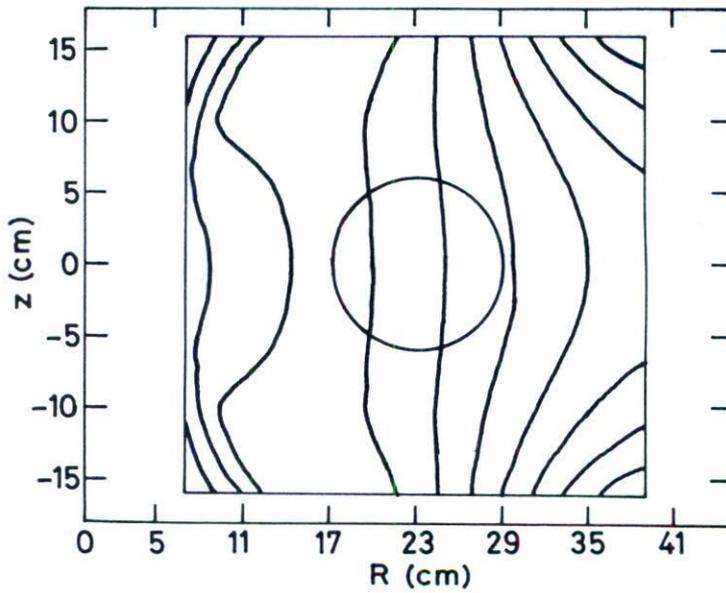


Fig. 14 Vista ampliada de la figura anterior.

La Fig. 15 muestra la componente vertical de  $\vec{B}_{COV}$  en función del radio mayor, manteniendo a  $z$  constante, cuando  $B_{V0} = 210G$ . La curva "6" (fuera del plasma) muestra la región de índice negativo. La Fig. 16 es otra representación del índice en la región del plasma, siendo la magnitud de cada línea vertical proporcional al índice local.

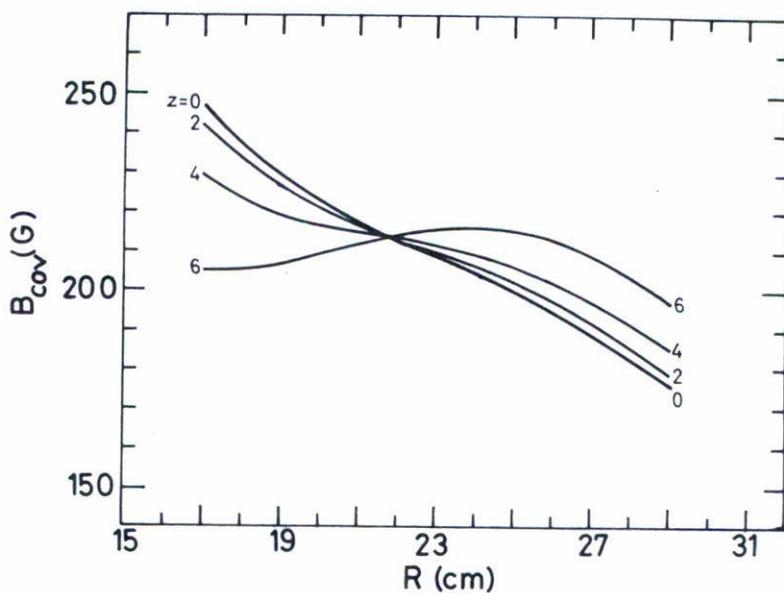


Fig. 15 Componente vertical del campo magnético producido por los sistemas TCO y SCV, en función del radio mayor, y para varios planos  $z$  constante.

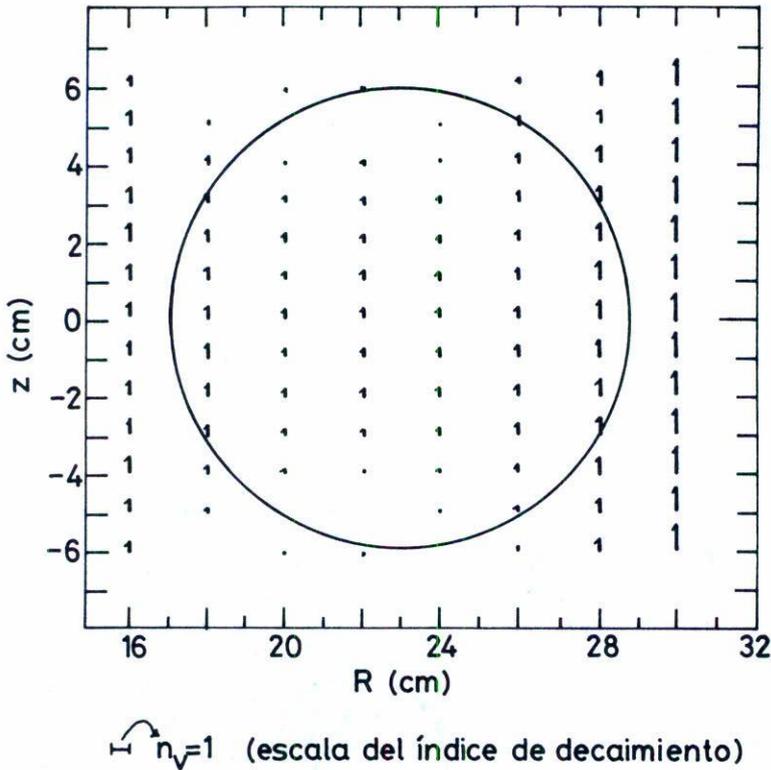


Fig. 16 Gráfica de los valores del índice de decaimiento en varios puntos de la región del plasma (círculo). Los índices de decaimiento en la zona central tienen un valor aproximado a 0.5.

### 5.3) El sistema poloidal total

Al sumar los campos del plasma  $\vec{B}_p$  y del sistema externo  $\vec{B}_{COV}$  se obtiene el campo magnético poloidal total. Anteriormente se determinó  $\vec{B}_{COV}$ . Para obtener  $\vec{B}_p(\rho, \theta)$ , considérese un anillo de plasma de radio menor  $a_p$ . Por simetría, el campo será poloidal; si  $\rho > a_p$  el campo será equivalente al de un anillo del mismo radio mayor y que porte la misma corriente que el plasma. Para el caso  $\rho < a_p$ , se sigue el mismo procedimiento excepto que la corriente circulante disminuye, según la Ec. (5.1.4),

con el límite superior de la integral igual a  $\rho$ . La corriente que fluye más allá de  $\rho$  no contribuye al campo en el punto  $(\rho, \theta)$ .

Interesan las superficies magnéticas del campo total, Si el sistema es axisimétrico, estas se obtienen por la constancia de  $RA(R,z)$ <sup>(34)</sup>, siendo A la componente única del potencial magnético. Según un teorema del equilibrio magnetohidrodinámico ideal, las superficies de presión constante y magnéticas coinciden. Por esta razón buscamos aquellas que se concentran en el interior de la cámara de vacío. Dos resultados interesantes se muestran en las Figs. 17 y 18. En la Fig. 17, la separatriz se encuentra en la parte interna del toroide, donde debe estar; en la Fig. 18 se distingue una "isla magnética".

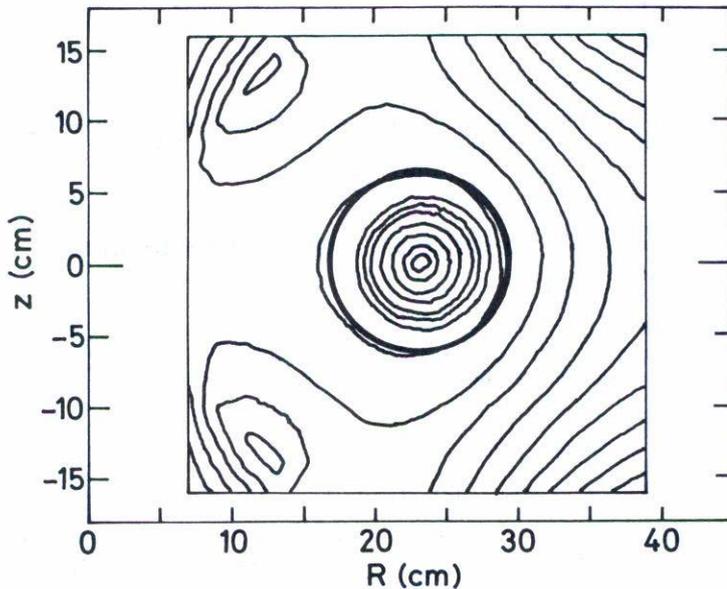


Fig. 17 Superficies magnéticas del campo total que incluye la contribución del plasma con una densidad de corriente parabólica, para el caso  $B_{v_0} = 150G$ . El círculo grueso indica el borde del plasma.

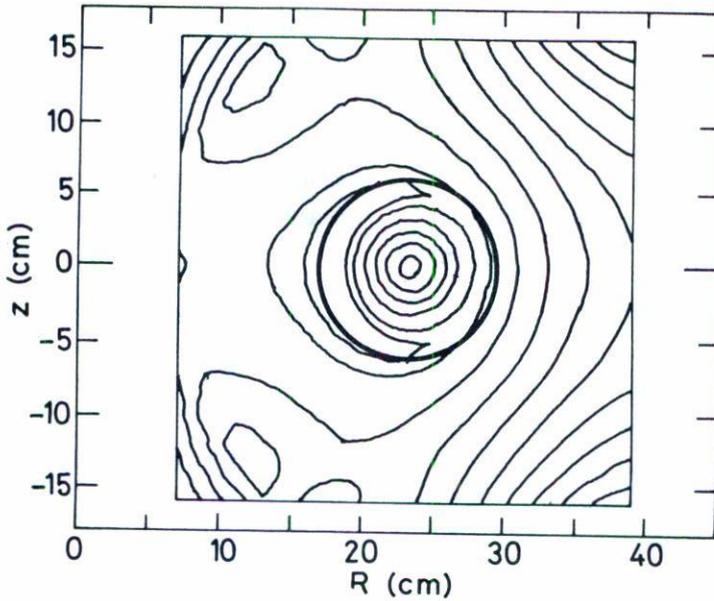


Fig. 18 Igual que la Fig. 17, excepto que  $B_{v_0} = 210G$ .

#### 5.4) Desacoplamiento de los sistemas TCO y SCV

Estos sistemas se acoplan inductivamente. Durante la formación del plasma el TCO puede inducir un voltaje sustancial en el SCV, constituyéndose en una carga eléctrica sobre el SCV; esto es indeseable. Para nuestro caso, la inductancia mutua de estos sistemas es de 59 H. Con objeto de desacoplarlos seguimos diseños previos<sup>(28,35)</sup> al introducir un transformador (TD) entre ellos de aproximadamente la misma inductancia y conectados en forma tal que el efecto sea cancelado lo mejor posible; véase la Fig.10. Las espiras de este transformador no deben estar acopladas ni con el TCO, ni con el SCV. TD puede construirse como 2 cilindros coaxiales, cuyos tamaños y otras características están en la Tabla X.

TABLA X

Tipo	Dos cilindros coaxiales	
Cilindro 1	Conectado en serie con el TCO	
Radio	10cm	
Altura	21cm	
# de capas	1	
# de vueltas	21	Alambre AWG/2 cubierto con resina
Inductancia propia	57 $\mu$ H	"Polanel" (diámetro total 1cm)
Resistencia	6.7m $\Omega$	
Cilindro 2	Conectado en serie con el SCV	
Radio	12cm	
Altura	21cm	
# de capas	1	
# de vueltas	21	Alambre AWG/2 (ver arriba)
Inductancia propia	67 $\mu$ H	
Resistencia	7.4m $\Omega$	
Inductancia mutua	56 $\mu$ H	

Tabla X. Transformador de desacoplamiento (TCO-SCV).

### 5.5) Bancos de capacitores

Así como para el TCO, dos bancos de condensadores (rápido y lento) se usarán en el SCV. Es importante que el campo vertical varíe en una forma similar a la de la corriente del plasma, por la relación que entre ambos existe para conservar el equilibrio (la Ec. (5.1.1)). Entonces, los voltajes de carga y capacidades de estos bancos deben determinarse con este propósito. Por la dificultad real de obtener una descripción precisa de la variación de la corriente en el plasma, en el diseño se permite un amplio rango de variación de estos parámetros. El experimentador "afinará" la máquina variándolos y aquellos del sistema TCO. Usando las expresiones de las Secs. 3 y 4, junto con los valores de  $L_v$ ,  $R_v$  e  $I_v$ , se

determinaron las características de estos bancos y se incluyen en la Tabla XI. Dado el requisito de mantener pequeño al campo vertical durante la formación del plasma, se le asignó un tiempo de subida de 2ms; también será posible retardarlo con respecto al disparo del TCO.

TABLA XI

<u>Bobinas</u>				
# 1	# vueltas	15	Dos bobinas (ver Fig. 7)	
	Posiciones	$R = 15\text{cm}, z = \pm 25\text{cm}$		
# 2	# vueltas	20	Dos bobinas (ver Fig. 7)	
	Posiciones	$R = 36\text{cm}, z = \pm 25\text{cm}$		
Alambre			AWG/4	
<u>Inductancia mutua</u>	Vertical-plasma:	$4.3\mu\text{H}$ ,	Vertical-TCO:	$59\mu\text{H}$
Resistencia $R_v$		$103\text{m}\Omega$	Incluyendo al TD	
Inductancia $L_v$		$2.1\text{mH}$	Incluyendo al TD	
Tiempo de decaimiento $\tau_v = L_v/R_v$		$20.3\text{ms}$		
Campo vertical $B_{v0}$		$210\text{G}$	Al centro del plasma	
Indice de decaimiento $n$		$0.5$	Promedio, al centro del plasma	
Corriente máxima $I_v$		$790\text{A}$		
Tiempo de subida de la corriente		$2\text{ms}$		
<u>Bancos de condensadores</u>	$V_0$	C	Energía	
Rápido	$1700\text{V}$	$736\mu\text{F}$	$1\text{kJ}$	Programable
Lento	$250\text{V}$	$45\text{mF}$	$1.4\text{kJ}$	Programable
Conmutación	SCR (cortocircuito con diodos de potencia)			

Tabla XI. Sistema del campo vertical.

## 6. OTROS SISTEMAS

6.1) *Diagnóstico*

Es posible implementar una variedad de técnicas de diagnóstico básico<sup>(36)</sup>.

La corriente de plasma puede ser determinada con una bobina de Rogowsky y un circuito integrador simple.

El voltaje de lazo del plasma puede medirse con un lazo conductor sobre la cámara de vacío; así se obtienen estimaciones de la resistencia del plasma, cuando  $dI_p/dt = 0$ , y con la ayuda de otros supuestos, de la temperatura electrónica.

La posición del plasma puede medirse con bobinas cuya densidad de vueltas cambia cosenoidalmente<sup>(37)</sup>. Hemos construido y probado una de ellas.

Sondas eléctricas pueden medir la densidad y temperatura electrónica, así como detectar señales provenientes de ondas de plasma. Si este no está muy caliente será posible introducirlas.

Se cuenta con un espectrómetro/monocromador para el visible y UV, que puede utilizarse para analizar fenómenos de plasma.

Para el futuro deberá implementarse un interferómetro de microondas de 4mm para obtener la densidad de electrones, y un detector de rayos X suaves<sup>(38)</sup> para observar la radiación térmica del plasma y sus impurezas.

6.2) *Oscilador para limpieza*

Mediante la formación de plasmas tenues y de baja energía  $T_e \approx 1\text{eV}$ , los iones y átomos en el gas y en la capa superficial de la pared, reaccionan entre sí para formar moléculas, tales como  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  y otras, las cuales pueden ser removidas del recinto por la bomba turbomolecular. La técnica ha probado su efectividad en muchos casos<sup>(39,40)</sup>. La descarga de resplandor en el recinto toroidal puede crearse de 2 maneras, ambas conjuntamente con un campo toroidal débil  $\approx 500\text{G}$ : una manera es aprovechar el TCO para inducir un campo eléctrico intermitente y oscilante a frecuencias de AF; otra es introduciendo un electrodo y estableciendo una

descarga dc entre él mismo y la pared. En ambos casos podrá llenarse el recinto con  $H_2$  u otros gases.

## 7. CONCLUSIONES

Hemos presentado el diseño de un pequeño Tokamak que tiene posibilidades de contribuir al estudio de física de plasmas y a la preparación de personal en el aspecto experimental. Aunque su tamaño pueda impresionar por lo pequeño, constatamos en la experiencia de otros grupos que ello no impide la obtención de los fines mencionados. También discutimos críticamente con investigadores del Instituto Tecnológico de Massachusetts, E.U.A., el diseño conceptual del NOVILLO, las investigaciones que pueden llevarse a cabo con este dispositivo y los aspectos relativos con la ingeniería de la máquina. Consideramos muy valiosa la colaboración de todos ellos, y aquí dejamos constancia de nuestro agradecimiento.

## AGRADECIMIENTOS

Que aquí quede constancia de lo siguiente: De nuestra gratitud al Dr. P.A. Mello, gerente de Ciencias Básicas del I.N.I.N., por su interés y apoyo durante el curso de este trabajo. De nuestro aprecio al compañerismo del grupo de técnicos del Laboratorio de Plasmas, especialmente a los sres. F. Figueroa y R. Figueroa. Del merecido reconocimiento a los Lics. R. Gamboa y L. Herrera del Departamento de Cómputo por su cooperación con los programas de cómputo y gráficas.

## REFERENCIAS

1. B. Richards *et al.*, *Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion*, 3 (1978) 117.
2. G. McCracken, *Nucl. Fus.*, 19 (1979) 7.
3. E.S. Marmor *et al.*, *Nucl. Fus.*, 19 (1979) 4.
4. C. Gillet *et al.*, *Comp. Phys. Comm. (Neth)*, 24 (1981) 301.
5. I.H. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.*, 37 (1976) 338.
6. K. Makishima *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 36 (1976) 142.
7. F.S. McDermott *et al.*, "Observations of the Parametric Decay Instability During ECRH on Versator II", M.I.T. report PFC/RR/82-9 (March 1982).

8. El trabajo realizado por K. Gentle es ilustrativo de lo que es posible hacer con diagnóstico simple. *Phys. Fluids*, 14 (1971) 11; 14 (1971) 12; 15 (1972) 11; 16 (1973) 9.
9. P.D. Coleman et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, PS-9 (1981) 123.
10. J. Oakes. Comunicación privada.
11. A.A.M. Oomens et al., *Phys. Rev. Lett.*, 36 (1976) 5.
12. C.S. Liu et al., *Phys. Rev. Lett.*, 39 (1977) 11.
13. K. Molvig et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977) 24.
14. A.G. Litvak et al., *Nucl. Fus.*, 17 (1977) 4.
15. S. Tanaka et al., *Proc. 2nd Grenoble-Varenna Intl. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas*, 1 (1980) 193.
16. C. de Michelis and M. Mattioli, *Nucl. Fus.*, 21 (1981) 6.
17. E. Kallne, *Nucl. Instr. & Methods*, 195 (1982) 105. North-Holland Publ. Co.
18. A.K. Dupree, *UV and X Ray Spectroscopy in Astrophysics*, *Advances in Atom. and Mol. Phys.*, 14, Academic Press.
19. R.C. Elton, *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer.*, 8 (1968) 393.
20. M Shiho et al., *Nucl. Fus.*, 18 (1978) 1705.
21. E. Kallne and L.A. Jones, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 10 (1979) 3637.
22. R. Papoular, *Nucl. Fus.*, 16 (1976) 337.
23. B. Coppi and J. Rem, "The Tokamak Approach in Fusion Research", *Scientific American* (July 1972).
24. H.P. Furth, "Progress Toward a Tokamak Fusion Reactor", *Scientific American* (July 1979).
25. L.A. Artsimovich, *Nucl. Fus.*, 12 (1972) 215.
26. H.P. Furth, *Nucl. Fus.*, 15 (1975) 487.
27. L.A. Artsimovich et al., *JETP Lett.*, 11 (1970) 304.
28. J.F. Benesch et al., "Design of the PRETEXT Tokamak", *Univ. Texas, FRCR # 237* (Sept. 1981).
29. J. Ramos, "Fuerzas Electromagnéticas Sobre la Bobina Toroidal". Reporte interno del I.N.I.N. (Mar. 1982).
30. F.W. Grover, *Inductance Calculations, Working Formulas and Tables*, Dover, New York (1962).
31. L. Spitzer, Jr., *Física de los Gases Totalmente Ionizados*, Ed. Alhambra, S.A. (1969).
32. K. Miyamoto, *Plasma Physics for Nuclear Fusion*, M.I.T. Press (1980).
33. V.S. Mukhovatov and V.D. Shafranov, *Nucl. Fus.*, 11 (1971) 605.
34. A.I. Morozov and L.S. Soleev, *Rev. of Plasma Phys.*, 2 (1966) 1. Edited by M.A. Leontovich, Consultants Bureau, N.Y.
35. D.B. Montgomery, "The Alcator Project", *Grenoble Conf. on Phys. High Magn. Fields* (Sept. 1974).
36. R.H. Huddleston and S.L. Leonard, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, New York, London (1965).
37. Equipe TFR, *Nucl. Fus.*, 18 (1978) 5.
38. E.H. Silver et al., *Rev. Sci. Instr.*, 53 (Aug. 1982) 8.
39. L. Oren and R.B. Taylor, *Nucl. Fus.*, 17 (1977) 1143.
40. A.N. Fagundes et al., *Rev. Bras. Fis.*, Vol. Esp. II, p. 324, *Lat. Am. Workshop on Plasma Phys...* (Feb. 1982).
41. I.C. Nascimento et al., "Projeto TBR", LFP 2-78, Univ. de Sao Paulo, Brasil.