

Tesis de Posgrado

Investigación sobre los mecanismos de producción de reacciones de fusión nuclear en el plasma focus

Milanese, María Magdalena

1989

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Milanese, María Magdalena. (1989). Investigación sobre los mecanismos de producción de reacciones de fusión nuclear en el plasma focus. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2270_Milanese.pdf

Cita tipo Chicago:

Milanese, María Magdalena. "Investigación sobre los mecanismos de producción de reacciones de fusión nuclear en el plasma focus". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1989.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2270_Milanese.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

INVESTIGACION SOBRE LOS MECANISMOS DE PRODUCCION DE
REACCIONES DE FUSION NUCLEAR EN EL PLASMA FOCUS

Trabajo de Tesis para el

Doctorado en Ciencias Físicas

de

MARIA MAGDALENA MILANESE

Director de Tesis: Dr. ROBERTO GRATTON

Facultad de Ciencias
Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires
1989.

- 2.270 -
Ej: 2-

*A Jorge, Luis, Laura,
Alicia y Hugo.*

INDICE

CAPITULO I - INTRODUCCION.	pág.
I-1. El plasma focus	1
I-2. Los procesos termonucleares y haz-blanco	6
I-3. Los modelos del foco y las leyes de escala	13
REFERENCIAS	24
CAPITULO II - ESTUDIO DE UN PLASMA FOCUS POR SONDEO OPTICO.	
II-1. El laser usado para el sondeo optico	26
II-2. El método "schlieren"	29
II-3. Resultados experimentales con el método "schlieren"	33
II-4. Determinación de la densidad máxima de la columna de plasma	36
II-5. Resultados experimentales	42
APENDICE II-A - EL LASER DE COLORANTE.	
II-A-1. Características constructivas	49
II-A-2. El liquido colorante	51
II-A-3. Datos del dispositivo eléctrico	51
II-A-4. Rendimiento del laser	52
REFERENCIAS	55
CAPITULO III UN LIMITE DE ALTAS PRESIONES PARA LOS PLASMA FOCUS.	
III-1. Introduccion	56
III-2. El limite de las altas presiones	58
III-3. Experimentos no limitados	67
III-4. Las geometrías Mather y Filippov como extremos de un diseño optimizado	71
III-5. Hipótesis sobre el origen del limite de las altas presiones y sus consecuencias	75
REFERENCIAS	77

CAPITULO IV - LIMITES DE OFERACION DE LOS PLASMA FOCUS.

IV-1. Introduccion 79
IV-2. El dispositivo experimental 79
IV-3. Resultados experimentales 80
IV-4. Análisis de los resultados 88
REFERENCIAS 100

**CAPITULO V LA LEY DE ESCALA DE LA PRODUCCION DE
NEUTRONES: sus posibles interpretaciones y
consecuencias en el diseño de un reactor
de fusión basado en el P.F.**

V-1. Resumen de resultados significativos 102
V-2. Una ley de escala empírica, teniendo en cuenta
los límites de presión para la operación del P.F. 103
V-3. Posibles interpretaciones de la ley de escala
a partir de modelos básicos 106
V-4. Necesidades y factibilidad de un
experimento a gran escala 112
V-5. Observaciones finales 116
REFERENCIAS 119
LISTADO DE REFERENCIAS 122
AGRADECIMIENTOS 128

CAPITULO I

INTRODUCCION

I-1. El plasma focus

Los equipos de plasma dirigidos esencialmente al estudio de la producción de reacciones de fusión se dividen en tres grandes grupos: los que producen un confinamiento del plasma con campo magnético externo (tokamaks), los que producen hipercompresión de blancos sólidos por la incidencia de haces laser ó iónicos de alta energía (en los que el confinamiento es inercial) y aquéllos en los que se produce un autoconfinamiento magnético (z-pinches y plasma foci).

Los z-pinches[1 y sus referencias] han sido, históricamente, las primeras máquinas de fusión. Esquemáticamente constan de un par de electrodos enfrentados sumergidos en una atmósfera de Deuterio (ó una mezcla al 50% de Deuterio-Tritio) sobre los que se descarga un banco de capacitores de alta tensión (varias decenas de kilovoltios). Se produce entonces una corriente en la dirección del eje de simetría de los electrodos, que suele denominarse z, y un campo magnético azimutal: la consiguiente autocompresión de la columna de plasma portadora de la corriente se conoce como efecto pinch (ver fig. I-1).

En los experimentos realizados con aparatos z-pinch de EEUU y URSS en la década del 50, con bancos de condensadores de energías del orden de 10^5 J, se obtuvieron corrientes máximas del orden de 1 MA, densidades finales de "pinch" $n \sim 10^{14}-10^{17}$ cm⁻³, velocidades radiales medias del orden de 10^7 cm/s[2], que concuerdan con las estimadas utilizando simple modelo fluidodinámico conocido como "snow-plow"[3]. Usando Deuterio puro como gas de llenado fueron detectados pulsos de no más de 10^6 neutrones de 2.45 MeV. De la

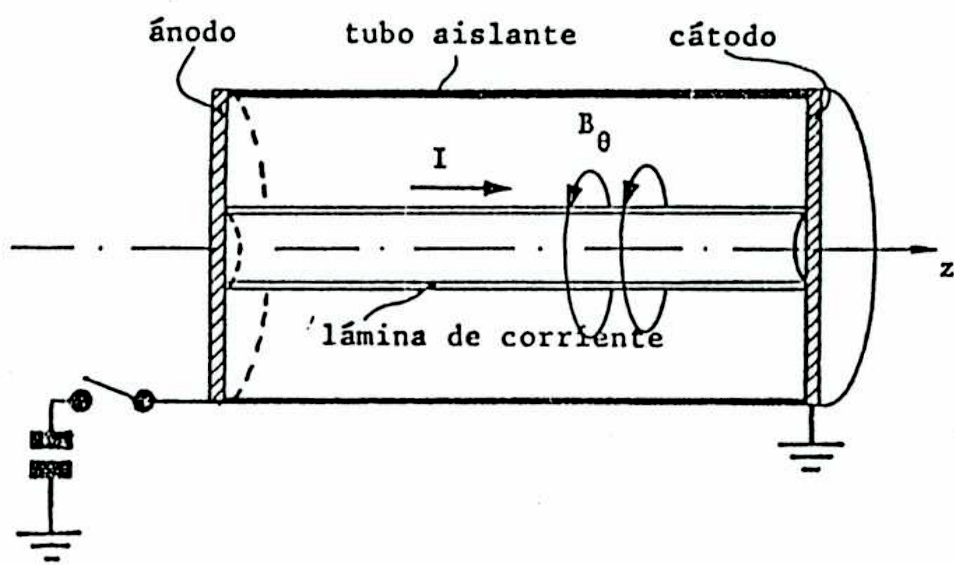


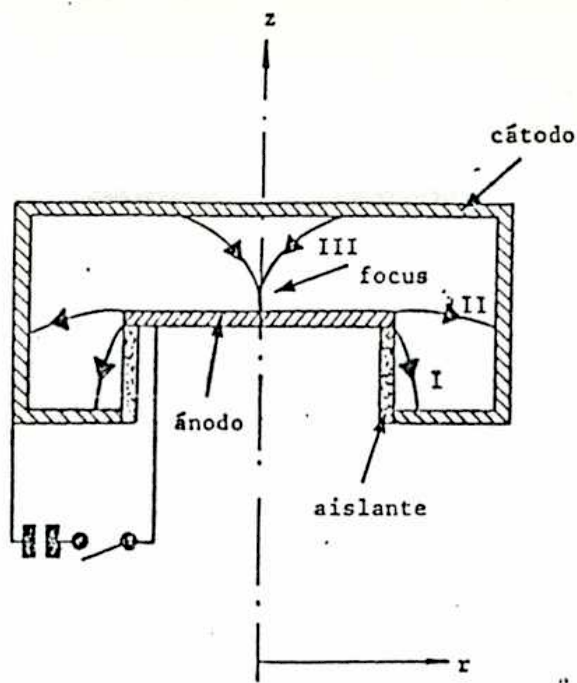
FIG. I-1

duración de esos pulsos se estimó que el tiempo (τ) de cuasiequilibrio del "pinch" era del orden de 10^{-7} s.

El "plasma focus" es una máquina que nació como una variante de los z-pinch. A comienzo de la década del 60 surgieron los primeros experimentos de este tipo simultáneamente en Rusia con Filippov[4], y en EEUU, con Mather[5]. Estos equipos despertaron inmediatamente gran entusiasmo debido a su alta eficiencia en la producción de reacciones de fusión y a su simplicidad constructiva: un banco de condensadores conectado a través de una llave a una línea coaxial sumergida en Deuterio a baja presión. Un esquema básico se muestra en la fig. 1-2. La aplicación de alta tensión (decenas a centenares de kV) sobre los electrodos, consiguiente al cierre de la llave, provoca la ruptura dieléctrica ("break down") del gas sobre el aislante. La lámina de plasma así formada sufre un movimiento axial interpretable en términos de fuerza de Lorentz o de presión magnética. Al llegar al borde del electrodo interno, el cambio de condiciones de contorno origina una componente radial de movimiento.

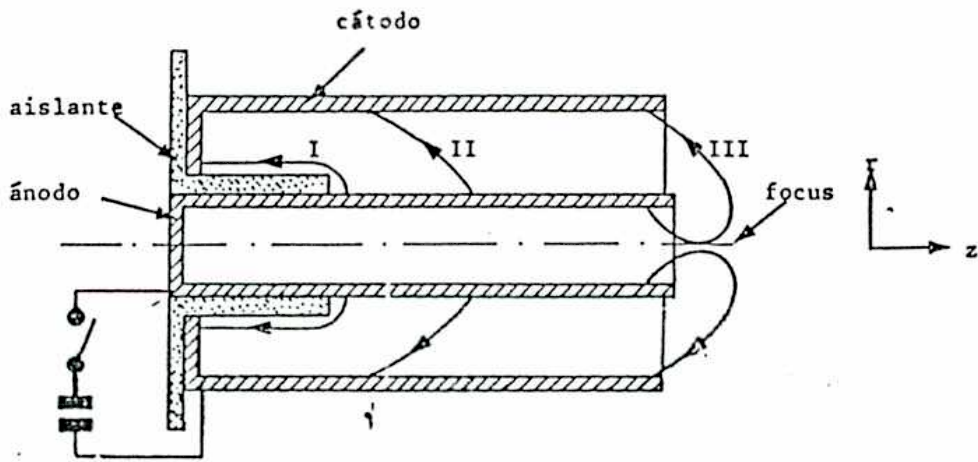
El resultado final es un pinch aproximadamente cilíndrico de pequeñas dimensiones, comparadas con las de los z-pinch convencionales (longitudes: algunos centímetros, diámetros: algunos milímetros), y tiempos de confinamiento de $\sim 10^{-7}$ s. Los resultados son sorprendentes: emisión de neutrones de fusión con altísima eficiencia comparativa (cerca de tres órdenes de magnitud superior a los z-pinch convencionales de similar energía), emisión de pulsos de rayos-X blandos y duros, emisión de partículas cargadas, etc.

La aplicación de estos equipos a la obtención de energía por fusión nuclear es la que mayor interés ha causado, aunque es también



FILIPPOV

- I : Forma inicial de la descarga
- II : Forma de la LC al promediar la etapa de aceleración
- III : Focalización de la LC.



MATHER

- I : Forma inicial de la descarga
- II : Forma de la LC en la etapa de aceleración coaxial
- III : Focalización de la LC.

FIG. I - 2

enorme su importancia potencial en otros campos.

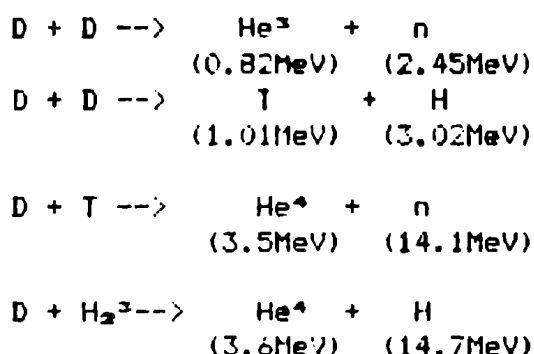
Por ejemplo se los puede estudiar desde el punto de vista de la producción de pulsos intensos (algunas decenas de ns) de rayos-X duros, con una clara aplicación a la metalografía o incluso a la medicina. Los haces de electrones de alta energía que se producen en el foco, al incidir sobre la superficie metálica de los electrodos producen, por efecto "bremsstrahlung", la emisión de rayos-X cuya intensidad y dureza dependen en forma directa del número atómico del material (110 keV para Cu y 70 keV para Al)[6]. Este aspecto de los plasma foci presenta un amplio rango de posibilidades de investigación, como la búsqueda del régimen en que la producción de haces de electrones es más favorable (presión de llenado, tipo de gas, voltaje en el banco de capacitores), además de la elección de materiales, formas y ubicación de "blancos", etc. También parece tentadora la posibilidad de obtener, a partir de la utilización de blancos de materiales adecuados en el foco, haces láseres de rayos-X. Otro aspecto de interés de los plasma-foci es su uso como fuente de neutrones monoenergéticos para el análisis de materiales, con aplicaciones a estudios agrónomos y geológicos. El plasma focus puede ser también utilizado como una fuente de neutrones de 14 MeV para el desarrollo de materiales de equipos de fusión[7]. Dentro de la posible aplicación de estos equipos a la obtención de energía por fusión, resulta muy novedoso e interesante el enfoque que se da en Ref. [8], para producir la ablación e hipercompresión de blancos fútiles.

En esta tesis se trata el plasma focus como un equipo para generar reacciones de fusión nuclear. El foco es un plasma con un volumen del orden de 10^{-2} cm³ y un tiempo de vida del orden de 10^{-7} s.

Dentro de ese volumen se alcanzan densidades entre 10^{18} - 10^{19} cm^{-3} y temperaturas entre 1 y 10 keV. Las reacciones nucleares que se producen (en plasmas de Deuterio o de Deuterio-Tritio) pueden deberse a procesos térmicos, a procesos no térmicos y a combinaciones de ambos.

I-2. Los procesos termonucleares y haz-blanco.

Las reacciones de fusión de mayor interés son:



En los procesos termonucleares los núcleos reaccionan por colisiones en un plasma termalizado. En los procesos no térmicos las reacciones se producen por interacciones de haces con plasma termalizado (haz-blanco), de haces con haces, etc.

Se pueden analizar las condiciones que deben imponerse al plasma en un reactor basado en procesos termonucleares[9]. Consideremos un plasma de Deuterio o Deuterio-Tritio confinado magnéticamente (en el que se supone que las únicas pérdidas de energía que se producen son por radiación de frenado ó "bremsstrahlung") y mantenido a una temperatura T, durante un tiempo τ con los iones y electrones perfectamente termalizados. Entonces, la exigencia de un valor positivo para el cociente W_0/W (donde W es la energía total que se entrega al sistema en un ciclo para formarlo y confinarlo, y W_0 el total de energía aprovechable después del proceso de fusión) nos lleva a la condición:

$$n \tau > \frac{6 T}{\langle \sigma v \rangle Q_f - c T^{3/2}} \quad \text{I-1}$$

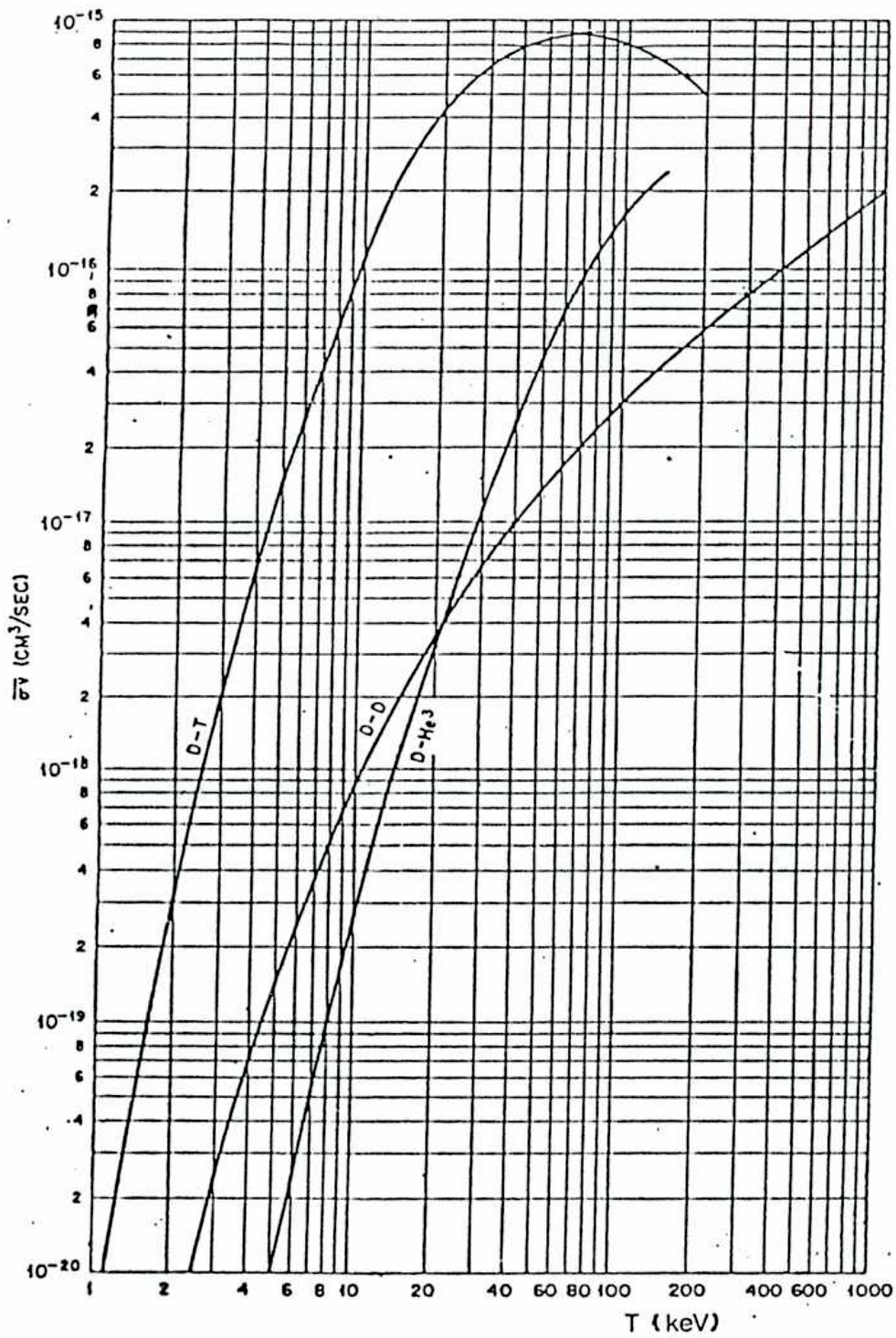


FIG. I-3

donde n es la densidad del plasma ($n=n_1=n_2$), Q_f es la energía promedio de una reacción de fusión, $c=2$ para un plasma de Deuterio puro y $c=1$ para un plasma mezcla de Deuterio-Tritio al 50%. La función $\langle \sigma v \rangle$ representa la probabilidad de reacción y es el valor medio del producto de la sección eficaz de fusión (σ) por la velocidad relativa (v) de los iones. Para cada tipo de reacción, $\langle \sigma v \rangle$ es función unívoca y fuertemente creciente de T (fig. 1-3). La constante c' es 0.6×10^{-18} para D-D y 1.34×10^{-14} para D-T. Las unidades de n y τ son cgs y Q_f y T están en keV. Esta relación es conocida como "criterio de Lawson".

En la fig. 1-2 se ha graficado la función $f(T) = \frac{6 T}{\langle \sigma v \rangle Q_f - c' T^{3/2}}$

para los casos de plasmas termonucleares de D-D ($Q_f = 7.30$ MeV) y de D-T ($Q_f = 17.6$ MeV). El valor de T para el cual el denominador de $f(T)$ se anula, límite por debajo del cual la I-1 no puede ser satisfecha, se denomina "temperatura de ignición", y es 100 keV para el caso de D-D y 3 keV para D-T. En los plasma foci las temperaturas típicas son de, aproximadamente, 1 keV, es decir, no alcanzarían a la temperatura de ignición para D-T.

Para estimar las perspectivas de los procesos no térmicos como mecanismo básico en un reactor de F.N.C. consideraremos que el único proceso es el "haz-blanco", es decir, aquél en que las reacciones de fusión son producidas por un haz energético de iones (de D ó T) que, al atravesar un plasma hacen impacto en los iones del mismo (blancos). Suponiendo que las únicas interacciones entre iones son las reacciones de fusión nuclear, el rendimiento de la interacción de fusión haz-blanco puede calcularse como[10]:

$$R = \frac{E_f}{n_n Q} = \frac{n \bar{\sigma} v \tau n Q_f}{Q} \quad 1-2$$

donde E_f es la densidad de energía de fusión que se obtiene de la interacción haz-blanco, n_h es la densidad del haz, n es la densidad del plasma, v es la velocidad del haz (mucho mayor que la velocidad de los iones en el plasma), τ_h es el tiempo durante el cual un ion del haz puede interactuar con el plasma, Q_f es la energía liberada por reacción de fusión, Q es la energía de cada ion del haz y σ es la sección eficaz de fusión haz-blanco. La función $\sigma(Q)$ se muestra en la fig. I-4. Hasta valores altos de la energía del haz, el valor de σ crece fuertemente con Q , por lo que la dificultad de alcanzar un valor de $R > 1$ estaría centrada en la magnitud τ_h .

Por de pronto, el plasma debe permanecer confinado por lo menos el tiempo τ_{min} definido por $R=1$.

$$\tau_{min} = \frac{Q}{n \bar{\sigma} v Q_f} \quad I-3$$

Considerando un plasma de Deuterio con las características del foco ($n \sim 10^{20}$, T de algunos keV), y un haz monoenergético de deuterones, $Q = 100$ keV, resulta $\tau_{min} \sim 10^{-4}$ s. El tiempo de vida del plasma, con las características de densidad y temperatura mencionadas, no es mayor de 10^{-7} s. No es, por lo tanto, posible obtener un saldo de fusión positivo en un plasma focus de Deuterio puro por interacción haz-blanco, por ser los tiempos de confinamiento inferiores por varios ordenes de magnitud a los tiempos de interacción mínimos requeribles.

Consideremos ahora que el plasma y el haz fueran de una mezcla al 50% de Deuterio-Tritio. En orden de magnitud, el resultado en cuanto a la eficiencia en energía del proceso de fusión, es equivalente a considerar un haz de Tritio incidiendo sobre un plasma de Deuterio. En este caso es $\tau_{min} \sim 3 \times 10^{-7}$ s y no sería, por lo tanto, impensable obtener energía neta por el proceso

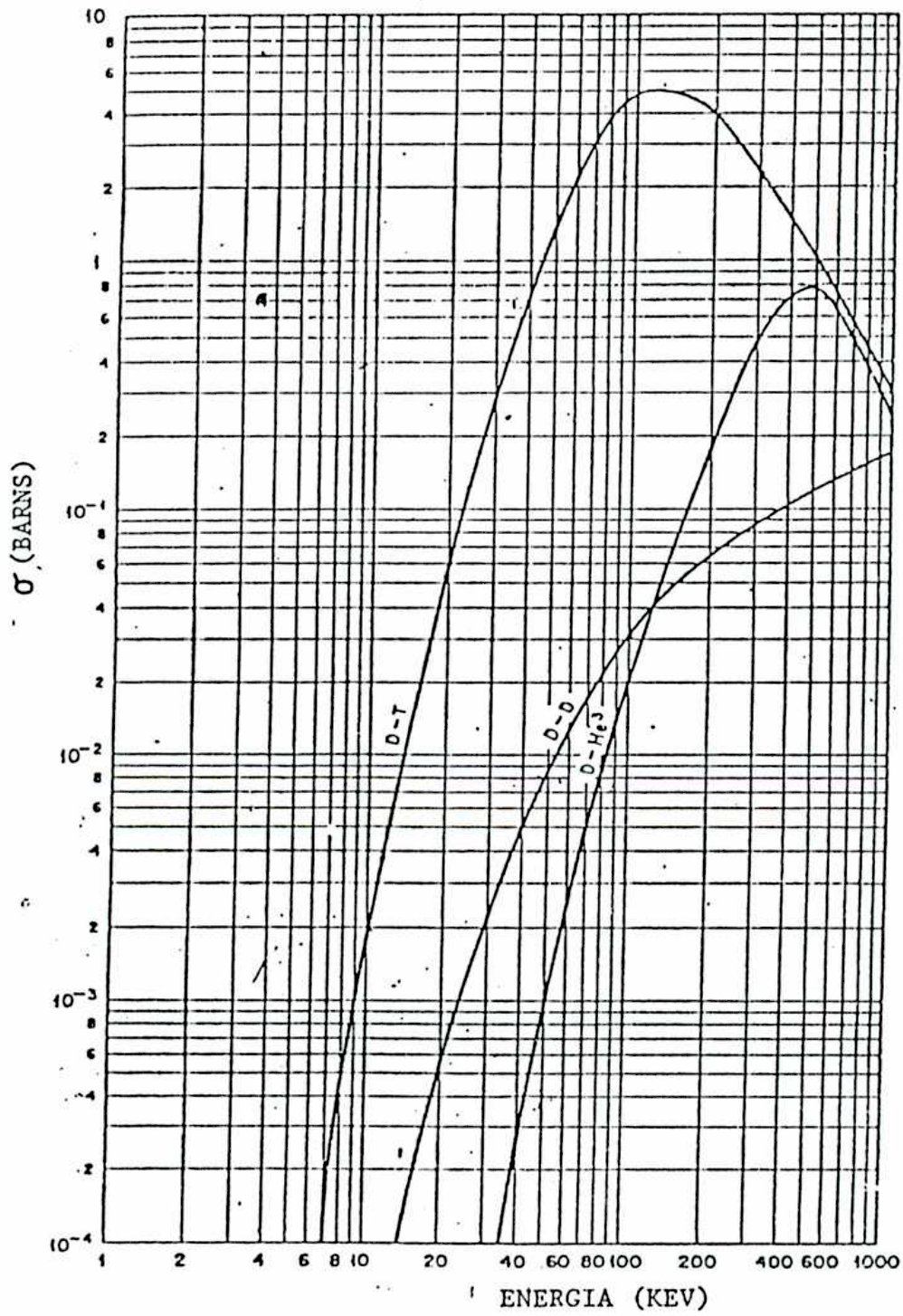


FIG. I-4

haz-blanco, siempre que se pudiera mantener la interacción de un haz de 100 keV con el plasma base durante todo ese tiempo.

Ahora bien, suponiendo el plasma suficientemente extenso o bien reingresos sucesivos del haz en el plasma, el tiempo de interacción queda de todos modos limitado por el tiempo τ' de frenamiento del haz. Esto es equivalente a suponer que la I-2 puede ser aplicada suponiendo constante los parámetros del haz, pero sólo por un tiempo τ' definido como el tiempo de frenamiento. En el caso del plasma focus, el haz interactúa con un plasma "caliente". En este caso, el tiempo de frenado del haz por los electrones del plasma puede calcularse a través de la siguiente expresión [Ref. 11]:

$$\tau' = 6.7 \times 10^{11} A \frac{T_e^{3/2}}{n} \quad \text{I-4}$$

donde A es el número de masa de los iones del haz y $[T_e]=\text{keV}$, $[n]=\text{cm}^{-3}$.

Debe tenerse en cuenta que el efecto de frenamiento debido a los iones del plasma no es, en general, despreciable. El tiempo total de frenado resulta (ver Ref. 1)

$$\tau' = 6.7 \times 10^{11} A \frac{T_e^{3/2}}{n(1+\alpha)} \quad \text{I-5}$$

con $\alpha = 2 \frac{m_e}{m_i} \left(\frac{v}{v_i} \right)^2$

y, por lo tanto, si R es limitado por el tiempo de frenado,

$$R = 1.34 \times 10^{12} \frac{\bar{\sigma} v T_e^{3/2} Q_e}{(1+\alpha) Q} \quad \text{I-6}$$

Consideremos, por ejemplo, un haz de deuterones de 100 keV incidiendo en un plasma de Tritio dentro del rango de validez de la I-6 (temperaturas superiores a 0.1 keV). Para $T = 2-3$ keV el valor de R supera la unidad. El encontrar valores altos de R para energías del haz y temperaturas del plasma base relativamente

bajos lleva a pensar en la posibilidad de obtener una alta eficiencia del proceso. En el caso del plasma focus ($n \sim 10^{19}$, $T_e \sim 1$ keV) resulta

$$\tau' \sim 10^{-7} \text{ s}$$

Es decir, el tiempo de frenamiento del haz es del mismo orden de magnitud que la vida del plasma, por lo que, en este caso τ' no limitaría el tiempo de interacción haz-blanco.

En general, si bien la condición $R > 1$ para valores relativamente bajos de I y Q hace presumir que es posible obtener un alto rendimiento mediante procesos haz-plasma, el rendimiento global depende de varias cuestiones que atañen al particular sistema de que se trate. En especial, se pueden citar los siguientes: 1) Si el plasma está confinado en pequeñas dimensiones, la temperatura de los electrones del plasma no puede considerarse constante durante todo el tiempo de interacción, y es factible que el efecto de frenamiento vaya disminuyendo, dando como consecuencia un aumento del valor efectivo de τ' , pudiendo llegar este a ser superior al tiempo de vida del plasma. 2) Por iguales motivos (y dependiendo además de n y de la geometría del haz) es posible que el haz atraviese el plasma en tiempos inferiores a τ' ($\tau_n < \tau'$). En el caso de deuterones de 100 keV, éstos tienen velocidad de $\approx 2 \times 10^9$ cm s⁻¹, por lo tanto el tiempo de atravesamiento sería $\approx 10^{-9}$ s, lo cual significa que deberían ser reinyectados por lo menos unas 10 veces en la columna para llegar a un $\tau_n \approx 10^{-7}$ s. 3) La energía que pierde el haz por el frenamiento debido a las fuerzas coulombianas no está íntegramente perdida por el sistema, ya que la fracción de dicha energía transferida a los iones puede producir un incremento de la temperatura y, por lo tanto, de las reacciones termonucleares del plasma blanco.

1-3. Los modelos del foco y las leyes de escala.

Tomando en cuenta la posibilidad que las reacciones de fusión puedan atribuirse tanto a procesos térmicos como a no térmicos, han sido formulados diversos modelos del foco. Mencionaremos los modelos más clásicos.

- Modelo de caldera estática[12]: Supone al foco como un plasma termonuclear inmóvil.
- Modelo de caldera móvil[12]: El foco es un plasma termonuclear pero se mueve con velocidad axial del orden de 10^8 cm/s.
- Modelo haz-blanco[13]: Las inestabilidades de estrangulamiento que presenta ($m=0$) la columna de plasma, originan campos eléctricos muy intensos que aceleran una porción de los iones en la dirección z , dando lugar a procesos haz-blanco (energía de los haces ~ 100 keV).
- Modelo de Bernstein[14]: En la etapa de compresión radial el campo magnético azimutal difunde rápidamente en el plasma, a causa de una resistividad anómala en el mismo, dando lugar a un intenso campo eléctrico axial. La acción de los campos eléctrico y magnético cruzados da lugar a que los iones describan complicadas órbitas. Estos iones tienen una energía media de 150 keV y logran largos tiempos de interacción del tipo haz-blanco con el plasma.
- Modelo turbulento[15]: En el momento de la máxima compresión se produce la ruptura de la columna de plasma, generándose haces axiales que dan lugar a un pulso de neutrones de fusión por proceso haz-blanco. Inmediatamente el plasma se expande disminuyendo su densidad; entonces el campo magnético se mezcla con el plasma y, por calentamiento turbulento, eleva su temperatura. Esta fase del proceso genera un segundo pulso de neutrones, de origen termonuclear.

- Pueden mencionarse , además, otros modelos, como el "vorticoso"[16] de W. Bostick y V. Nardi, el de "haces convergentes"[17] de H.J. Lee, y el de "haces cruzados"[18] de H. Kaepfeler.

La existencia de una gran cantidad de modelos que intentan explicar el fenómeno del foco se debe a que, en general, los distintos equipos presentan características fenomenológicas propias. Algunos equipos presentan una filamentación en la lámina de corriente y otros no, no en todos se observa el doble pulso de neutrones, los valores de la anisotropía en la emisión de neutrones no coinciden, etc.

Uno de los objetivos de esta tesis es intentar una profundización en el conocimiento del fenómeno, tendiente a encontrar características comunes en los distintos equipos y a esclarecer las causas de aparentes contradicciones en las observaciones. Con ello se contribuye a la formulación de modelos útiles, cuyo objetivo es, sobre todo, la formulación de leyes de escala concernientes a la producción de reacciones de fusión.

Por ley de escala de un experimento físico se entiende toda ecuación que relacione entre sí dos o más magnitudes del experimento, y que sea invariante ante cambios de escala del mismo.

En los Plasma Foci, las leyes de escala de mayor interés desde el punto de vista de la fusión, son las que vinculan el número total de neutrones \bar{Y} producido por disparo como consecuencia de las reacciones de fusión con alguna magnitud física de la descarga.

La obtención de leyes de escala empíricas, al ordenar la información experimental, orienta hacia una mejor comprensión del fenómeno y por lo tanto, ayuda a la formulación de modelos teó-

ricos, los cuales, a su vez, al proporcionar explicaciones para esas leyes, otorgan una base para extrapolar más allá del rango de parámetros en que fueron obtenidas. La necesidad de contar con una base sólida para extrapolaciones es particularmente notable en las investigaciones sobre fusión controlada: en efecto, razones de costo y versatilidad (practicidad en la operación de equipos) obligan a realizar gran parte del trabajo experimental muy lejos de las condiciones en que, supuestamente, habrá de funcionar un equipo productor de energía.

El primer intento de formular una ley de escala empírica para la emisión promedio de neutrones \bar{Y} fue realizado por el grupo de Darmstadt[19], que mostró que los F.F. en operación seguían, aproximadamente, la ley

$$\bar{Y}_{\max} \sim E_0^2$$

donde E_0 es la energía inicial del banco de capacitores y \bar{Y}_{\max} es el valor promedio de la emisión neutroica para un conjunto de parámetros externos que optimizan la misma. En la fig. I-5 se da la gráfica presentada en la Ref. 19. Allí puede verse la desviación que presentan los equipos pequeños a esta ley.

Otra ley de escala empírica es propuesta por Bernard[20]

$$\bar{Y} \sim I_0^{2.3}$$

donde I_0 es la corriente total al comenzar la etapa de compresión radial. En la fig. I-6 se reproduce el gráfico publicado en la Ref. 20. Esta ley es poco general, ya que fue elaborada basándose en los experimentos con F.F. realizados en Limeil y algunos con Z-pinch.

Zucker y sus colaboradores [21] proponen en cambio,

$$\bar{Y}_{\max} \sim I_0^3$$

donde I_0 es la amplitud del primer máximo de la corriente de

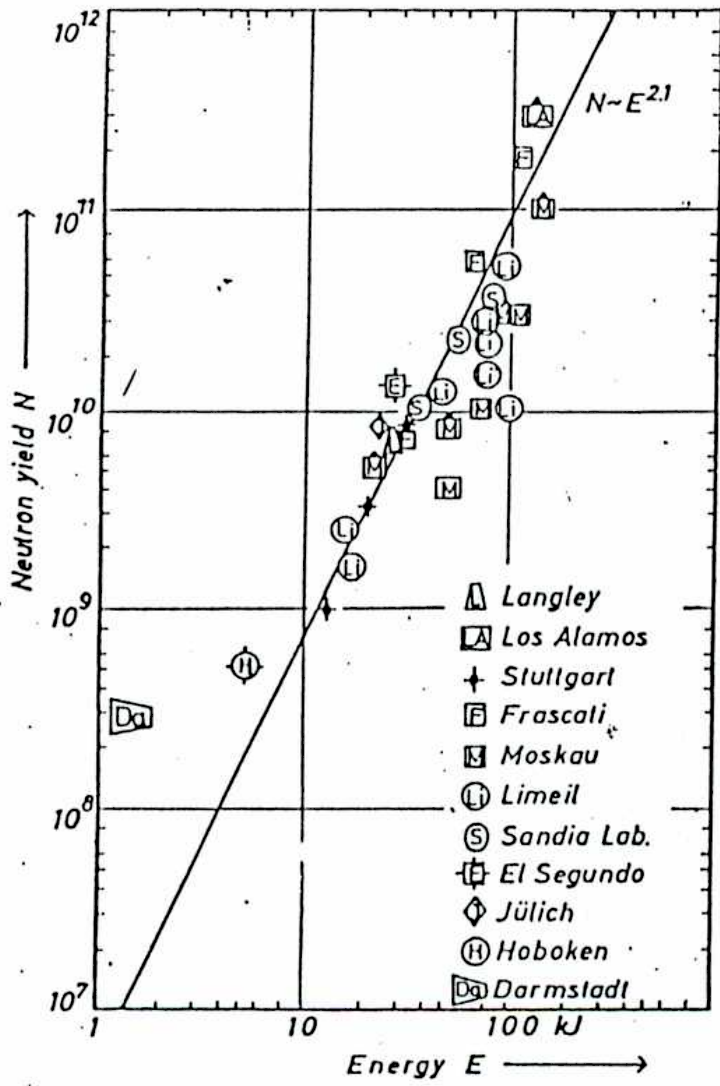


FIG. I-5

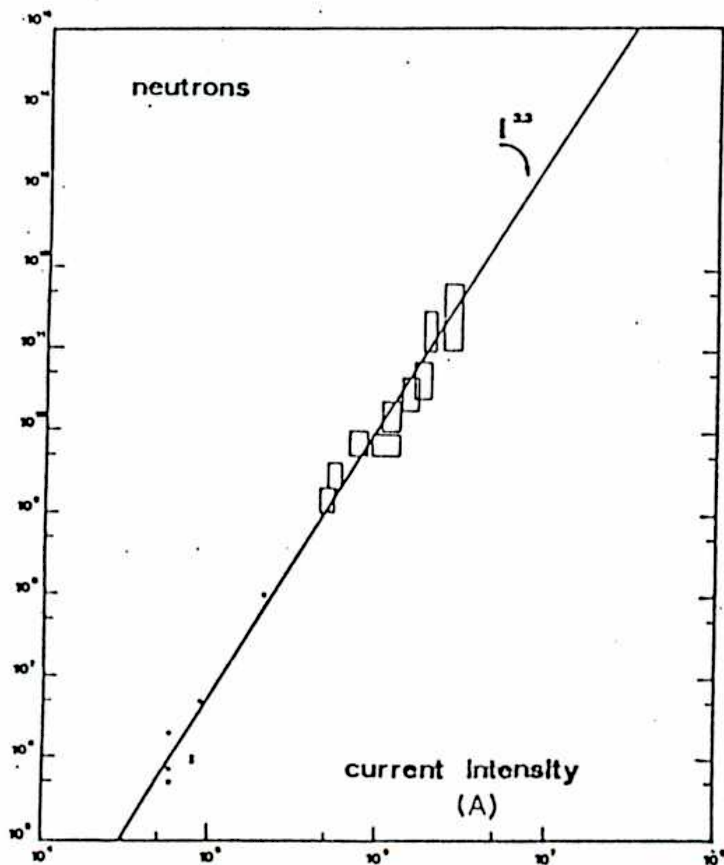


FIG. I - 6

descarga. En la fig. 1-7 se muestra el gráfico publicado en la ref. 21, donde puede observarse una gran dispersión de los puntos y un apartamiento respecto de la ley por parte de los equipos de baja energía.

En las leyes de escala mencionadas se incluían todos los puntos experimentales, sin discriminación. En el año 1979 el Dr. Jorge Fouzo en su Tesis Doctoral[23] realiza un análisis de las leyes de escala teniendo en cuenta la existencia de un límite de las altas presiones para la operación eficiente de los plasma foci: al inicio de la etapa de compresión radial, el plasma debe tener una energía interna por unidad de masa (ϵ) no menor a la energía específica de ionización del deuterio. Esto proporciona un criterio para seleccionar los puntos que contribuyen a la formulación de una ley de escala de \bar{Y} vs I_0 . Se presenta, entonces, la ley empírica

$$\bar{Y} \sim k I_0^{4.12}$$

donde I_0 es la corriente de descarga evaluada en el instante en que finaliza la etapa coaxial.

Esta correspondencia se construye a partir de muchos experimentos y no ya de un experimento único, presentando sus puntos una baja dispersión (Fig. 1-8).

A través de una hipótesis termonuclear y basándose en la consideración de que el focus es un "pinch" de Bennett[23], el Dr. Fouzo justifica una ley del tipo $\bar{Y} \sim I_0^4$.

En la presente tesis, en el capítulo III, se profundiza el concepto de límite de las altas presiones. Un análisis detallado de los resultados experimentales conocidos muestra que la variable $\epsilon = \epsilon(t)$ debe ser mayor que la energía específica de ionización del deuterio durante toda la etapa radial. A la vez, y gracias a

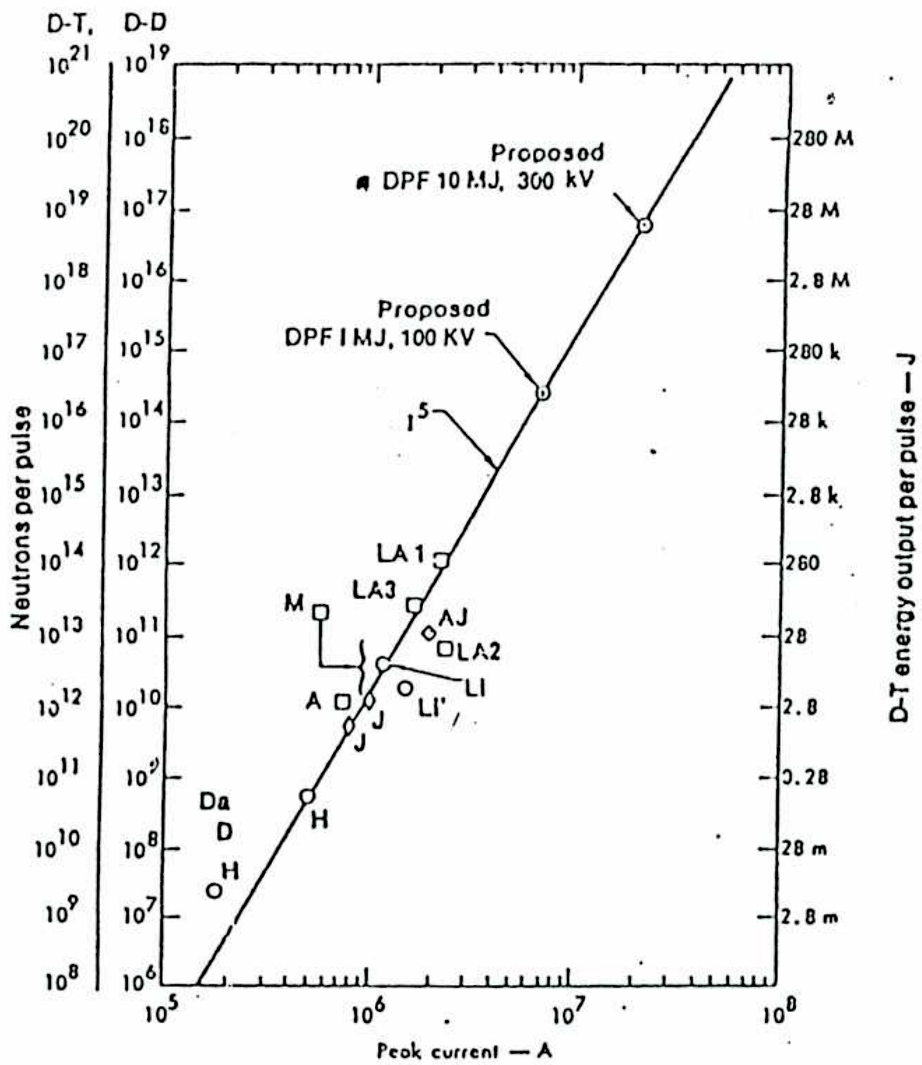


FIG. I-7

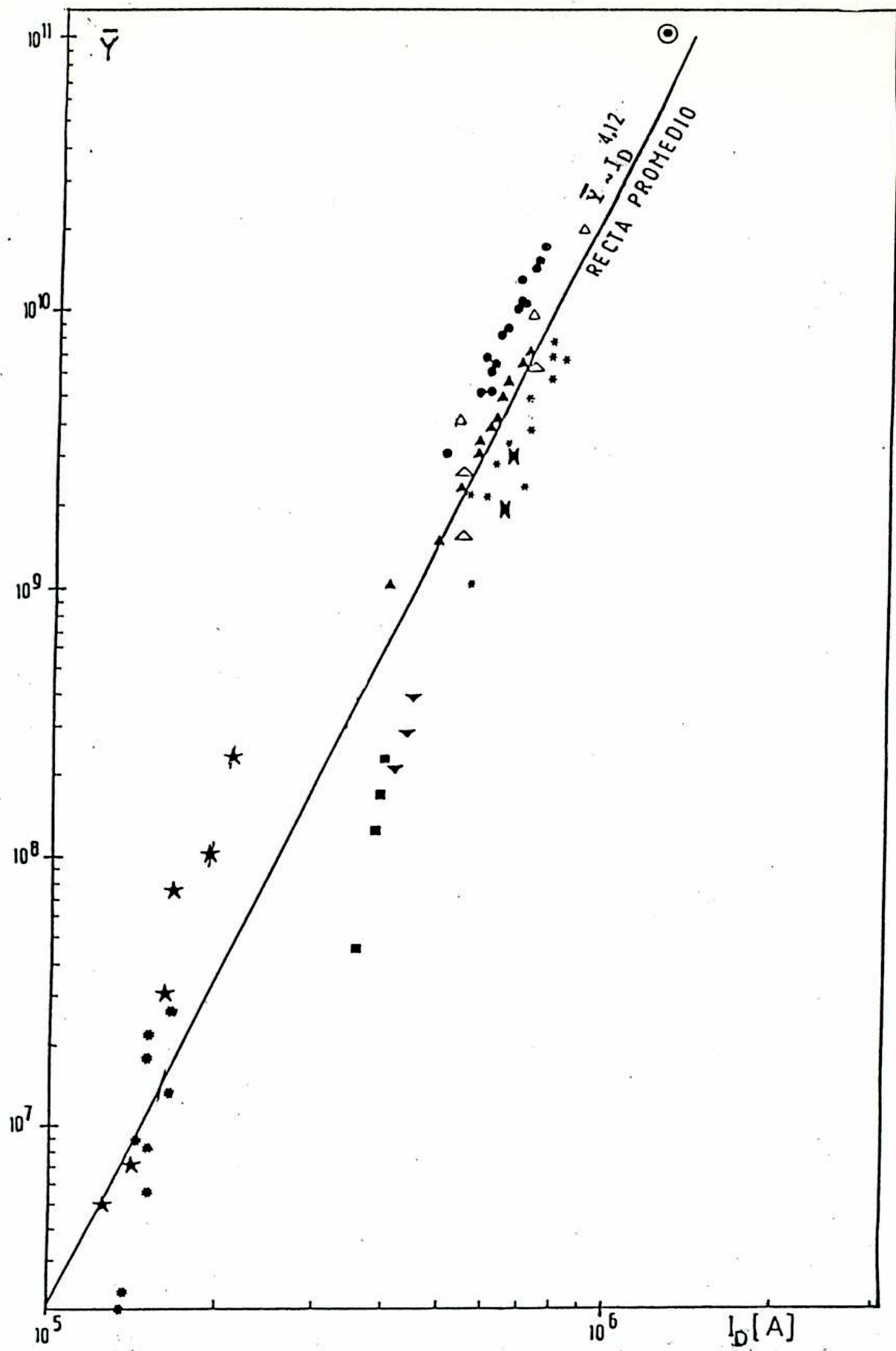


FIG. I - 8

un modelo magnetohidrodinámico que permite calcular las variables dinámicas de la descarga durante su evolución coaxial y radial, es posible establecer, por ejemplo, el valor de la corriente en etapas muy próximas al foco (magnitud que, frecuentemente, no se da en las publicaciones).

Estas mejoras permiten afinar los criterios de diseño, optimizando la producción de reacciones de fusión respecto de la corriente en el foco I_0 . Se muestra como las geometrías tipo Mather y Filippov de los plasma foci surgen como extremos opuestos de la optimización respecto de I_0 . El equipo FACO (4 μ F, 32 kV) fue diseñado y construido según estos criterios de diseño, y en él se desarrolló parte de los experimentos que dieron lugar a esta tesis.

En el capítulo IV se presentan las evidencias del que se denominó "límite de las bajas presiones" para el funcionamiento eficiente de los plasma foci, y se lo interpreta en términos de la velocidad de propagación de la onda de choque ionizante que determine la formación y la evolución de la capa de corrientes; para lograr una compresión eficiente del plasma en la etapa radial es necesario que el frente ionizante tenga una velocidad que no supere por mucho la velocidad crítica de ionización para el Deuterio. En el capítulo V, teniendo en cuenta todo lo antes mencionado, se elabora una ley de escala para la producción de reacciones de fusión en función de la corriente en el foco I_0 , que incluye equipos plasma focus en un amplio rango de geometrías pero seleccionando los puntos no afectados por el límite de las altas y de las bajas presiones.

Se llega así a la relación empírica:

$$\bar{Y} = k I_0^{4.7}$$

de gran generalidad, y con una baja dispersión. A través de un modelo de Bennett y de la hipótesis termonuclear, teniendo en cuenta ahora el carácter inercial que tiene el confinamiento de las partículas del plasma en la dirección axial durante las últimas etapas de la compresión radial, surge la ecuación

$$Y = k I_e^4$$

El desarrollo del modelo implica el conocimiento de parámetros del foco tales como la temperatura, la densidad, el tiempo de confinamiento. Los datos experimentales han sido tomados de trabajos ajenos y propios. Entre estos últimos, la medición de la temperatura de deuterones en el foco fue realizado en el plasma focus 1 Megajoule de Frascati[9] mediante la determinación del espectro de neutrones con la técnica de tiempo de vuelo de neutrones emitidos en el foco. Estimaciones de la densidad de electrones en el foco se presentan en el capítulo II de esta tesis; se trata de estudios realizados en el plasma focus SPEED I de Düsseldorf mediante diagnósticas refractivas desarrolladas en propio. En este trabajo, además, se presentan fotografías schlieren de la lámina de plasma, con alta resolución temporal, y en secuencia dentro de la misma descarga. Gracias a ellas se logra una descripción geométrica de la evolución del "pinch" aún en sus últimas etapas.

En cuanto al apartamiento de la ley de escala empírica respecto de la deducida del modelo termonuclear, en el cap. V se da una interpretación en términos de procesos no térmicos que se producen en el foco. Estos procesos han sido detectados en muchos equipos, principalmente manifestados por la anisotropía en la emisión de las distintas radiaciones y por la detección de haces de partículas en el foco, etc. En la ref. 9 se muestran evidencias de

que procesos no termicos en el foco coexisten con el proceso termonuclear.

Como consecuencia de todos estos estudios surge la propuesta de un experimento de gran envergadura tendiente a probar la validez de los criterios de diseño y la ley de escala en un rango aun no explorado, y tal que sirva de apoyatura para la extrapolación a equipos capaces de una generacion neta de energia.

REFERENCIAS

- [1] S. Glasstone, Lovberg, "Controlled Thermonuclear Reactions", Ed. Van Nostrand (1960), Cap. 7
- [2] V. Dyachenko, V. Imshennick, Sov. Phys. JEFT 29, (1969) p.947
- [3] M. Rosenbluth, R. Garwin, Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-1850 (1954)
- [4] N. V. Filippov et al., Nuclear Fusion 2 (1962) p. 77
- [5] J. W. Mather: Phys. of Fluids, Vol. 8, Nº 2 (1965), p. 366
- [6] N. V. Filippov, Sov. J. Pl. Phys. 9, 1 (1983) p. 14 a 24
- [7] F. Cloth, H. Conrads, H. R. Ihle, C. Gurlan, Ch. Maisonnier, Robouch, ANL-CTR-75-4 (1975), p. 498
- [8] R. Gratton, A. Piriz, J. Fouzo, Nuclear Fusion, 26, Nº 4 (1986) p. 483.
- [9] M. Milanese, J. Fouzo, Nuclear Fusion 18 (1978), p. 533
- [10] J. Fouzo, "El efecto Z-pinch y la fusión nuclear controlada", Ed. U.H.C.F.B.A., Colección Cs. Exactas, Serie Estudios de Física (1983), Cap. I
- [11] L. A. Artsimovich "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion", Ed. Oliver and Foyd, 1964
- [12] J. W. Mather, "Dense Plasma Focus", en "Methods of Experimental Physics", editado por R. H. Lovberg y H. R. Griem, Academic Press (1971), Vol. 9, p. 6
- [13] D. Meskan, H. van Faasen, G. Comisar, "An. Phys. Soc. Conf. on Pulsed High Density Plasmas", Los Alamos (1967) paper C6
- [14] H. J. Bernstein, Phys. Rev. Letters 24, (1970) p. 724
- [15] Ch. Maisonnier, F. Pecorella, J. F. Rager, M. Samuelli, Proc. 2nd Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Garching (1973) p. 171

- [16] W. Bostick, V. Nardi, L. Grunberger, W. Prior, Proc. I.A.U. Symposium Solar Magnetic Field, Paris (1970) Reidel Publ. Co., p. 512
- [17] J. Lee, L. Shomo, M. Williams, H. Hermannsdorfer, Phys. Fluids 14 (1971) p. 2217
- [18] H. J. Kaeppler, 2nd International Congress on Waves and Instabilities in Plasmas, Innsbruck (1975) paper K1
- [19] L. Michel, K. Schonbach, H. Fisher, Appl. Phys. Lett., 24, (1974) p. 57
- [20] H. Bernard, Proc. 3rd. Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham (1975) p. 69
- [21] O. Zucker, W. Bostick, F. Gullickson, J. Long, J. Luce, H. Sahlin, Lawrence Livermore Laboratory, informe interno UCRL-5-1875 (1975)
- [22] J. Fouzo, "El Plasma Focus y la Fusión Nuclear Controlada", Tesis Doctoral, Univ. de Buenos Aires, 1979
- [23] W. H. Bennett, Phys. Rev. 45 (1934) p. 90

CAPITULO II

ESTUDIO DE UN FLASMA FOCUS POR SONDEO OPTICO

II - 1 El laser usado para el sondeo optico

Para realizar el estudio experimental de la descarga en el Plasma Focus en etapas cercanas al foco resulta muy conveniente el uso de técnicas de diagnóstica de sondeo óptico, ya que no introducen perturbaciones de consideración en el plasma a analizar.

Las inhomogeneidades del plasma (cambios en la densidad) pueden ser observadas mediante los cambios de índice de refracción en el medio, para luz monocromática. Los métodos ópticos que permiten detectar el gradiente del índice de refracción, cuyas bases se dan en las Ref. [1] y [2], son conocidos como técnicas "schlieren". Mediante una elaboración del método "schlieren" (la descripción se da más adelante en este mismo capítulo) puede determinarse el valor de la densidad máxima de electrones \hat{N}_e en una columna de plasma con simetría axial. En el equipo plasma focus SPEED I de Dusseldorf [3] se utilizó el método "schlieren" para registrar el perfil de la lámina de corriente en toda la etapa de compresión radial. Asimismo se utilizó una nueva técnica "schlieren" modificada para determinar \hat{N}_e durante la misma etapa. La fuente de luz utilizada fue un laser pulsado de colorante (Rodamina 6 G) de lámpara coaxial (Candela SLL-625), armado "ex-profeso" para esta experiencia. Sus características constructivas y de funcionamiento se dan en el apéndice II A. Las características generales de las condiciones iniciales y del pulso de salida, (para el máximo rendimiento en energía) son las siguientes:

Tensión en el banco:	20 kV
Concentración de la solución:	1.7×10^{-4} M de Rod 6G en Etanol
Energía en el banco:	$E_0 \approx 500$ J

Energía del pulso laser de salida: $W_p \sim 1 \text{ J}$
 Duración del pulso laser: $\Delta t \sim 0.5 \text{ us}$
 Longitud de onda: $\lambda = 610 \text{ nm}$
 Divergencia del haz: 12.5 mrad.
 Diámetro de la sección del haz: $\phi = 1.6 \text{ cm}$

Mediante la introducción, dentro de la cavidad resonante del laser, de una celda con un líquido absorbente saturable DODCI diluido en etanol, concentración $0.4 \times 10^{-4} \text{ M}$, y sintonizando en $\lambda = 610 \text{ nm}$ con un filtro interferencial se logró hacer funcionar el laser en la forma conocida como "mode locked" (modos enganchados).

Los parámetros finalmente utilizados en el trabajo y las características del haz obtenidas son:

Tensión del banco: 14 kV
 Concentración de la solución de
 Rodamina en etanol: $1.4 \times 10^{-4} \text{ M}$
 Energía total del tren de pulsos: $W = 6.5 \times 10^{-2} \text{ J}$
 Divergencia del haz: 2.5 mrad.

Cuando el laser opera en esta modalidad el pulso completo, de $\sim 500 \text{ ns}$ de ancho, se subdivide en una secuencia de pulsos equiespaciados, separados por el tiempo de tránsito dentro de la cavidad, en este caso por 5.6 ns (ver fig. II-1). El ancho de cada pico individual es menor que 1 ns , y la energía por pulso es, aproximadamente, 1 mJ .

Un trabajo sobre la generación de pulsos laser ultracortos puede verse en la Ref.[4].

La conveniencia de utilizar el laser en este modo de operación surgió de la necesidad de obtener una buena resolución temporal, y del deseo de obtener secuencias de varias fotografías "schlieren" superpuestas en cada descarga, con la intención de medir velocidades de compresión de la l.c.

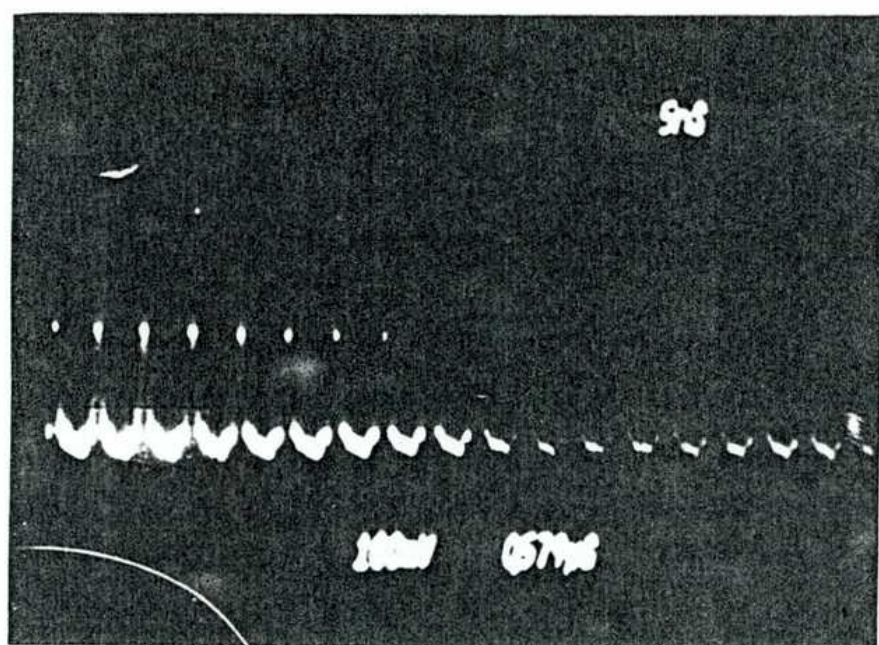
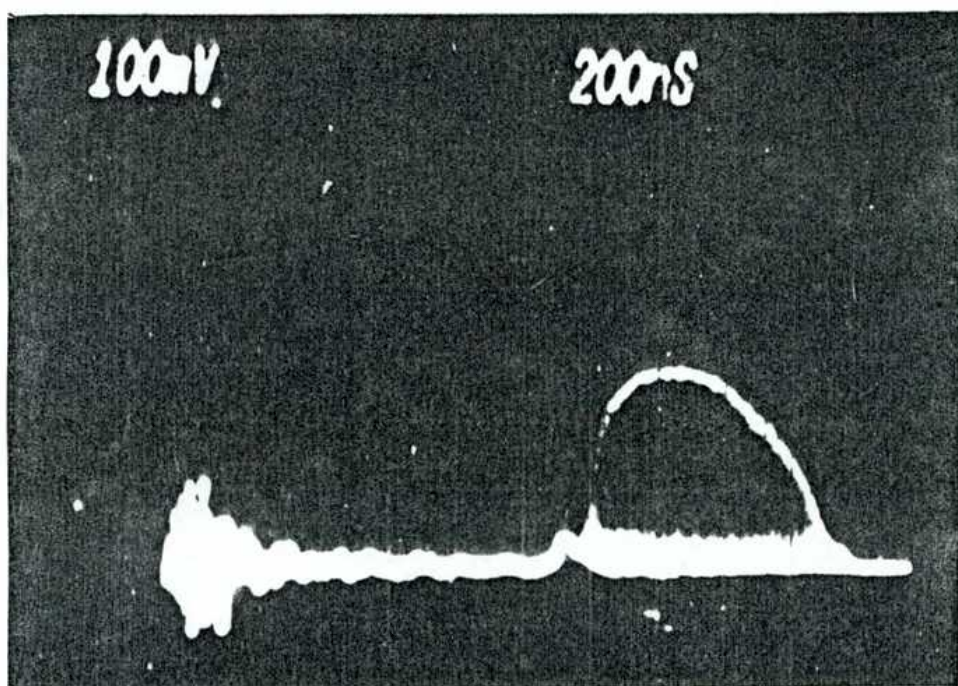


FIG. II-1

II - 2 El método "schlieren"

Como se ha dicho, esta diagnóstica permite distinguir las regiones del plasma de acuerdo con el gradiente del índice de refracción existente en ellas, a su vez relacionado con el gradiente de densidad. Aún en el caso en que la densidad dentro de la lámina de corriente fuera uniforme, sería posible observar los bordes de la misma, es decir, la transición desde el gas neutro (densidad de electrones prácticamente nula) al gas ionizado (densidad de electrones de 10^{17} a 10^{19} cm^{-3} , según la etapa dentro de la fase de compresión radial). En la fig. II-2 se muestra un esquema básico del sistema que se utiliza para registrar fotografías "schlieren". La luz proviene de una fuente puntual monocromática (en el presente caso el mencionado laser de colorante, $\lambda = 610$ nm). Mediante una lente L_1 , el haz se transforma en paralelo y atraviesa el plasma, dependiente del gradiente de densidad existente en la región por la cual pasan donde los rayos sufren desviaciones. Después del plasma se ubica la lente L_2 y, en su plano focal, la cuchilla K . Finalmente, la lente L_3 forma una imagen del plano medio de la experiencia F , sobre la placa fotográfica Π .

La iluminación relativa $\Delta I/I$ sobre la placa en una fotografía "schlieren" es (ver ref. [1]):

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{E_x f_s}{a} = \left[\frac{1}{n_0} \int_{-r}^r \frac{\partial n}{\partial x} dy \right] \frac{f_s}{a}$$

siendo E_x la desviación angular del rayo según la coordenada x perpendicular al borde de la cuchilla, f_s la distancia focal de la lente "schlieren", a la dimensión transversal de la imagen de la fuente de luz, n_0 el índice de refracción del medio en el que pasa el haz paralelo, n el índice de refracción del plasma (relacionado con la densidad de electrones N_e del plasma y con la longitud de onda de la luz incidente) por la expresión [1]: $n-1 = -4.46 \times 10^{-14} N_e \lambda^2$, e Y la coordenada en la dirección del haz incidente. Es evidente la dificultad

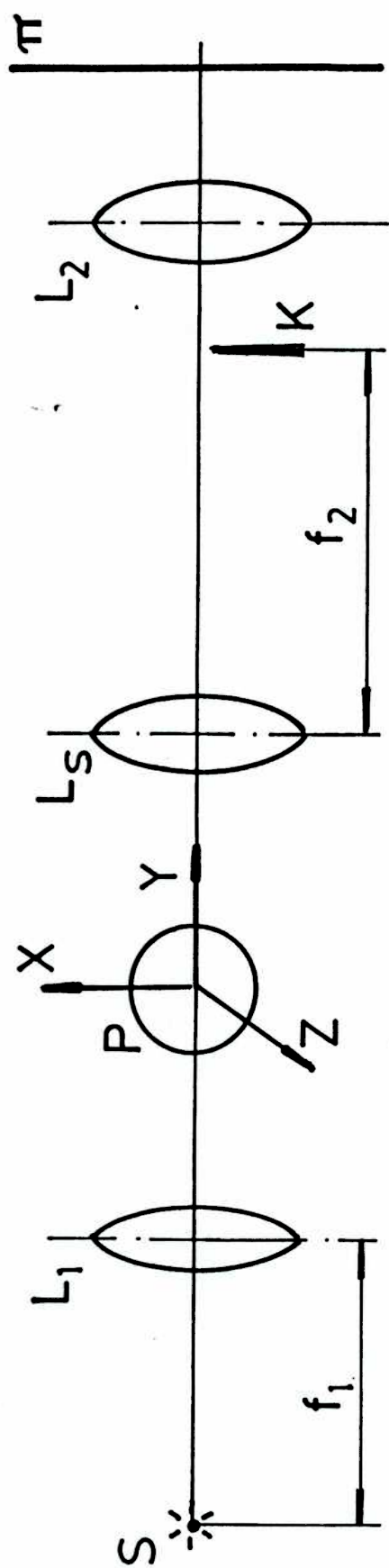


FIG. II - 2

de extraer información cuantitativa de esta diagnóstica, pues, aunque fuera $\partial N_e / \partial x$ independiente de la coordenada y (y por lo tanto $\Delta I / I$ proporcional a $\partial N_e / \partial x$) sería necesario efectuar una engorrosa densitometría de la placa fotográfica para obtener algún resultado sobre $\partial N_e / \partial y$. Es en cambio, una diagnóstica utilísima para establecer cuales son las regiones donde existe un elevado gradiente de la densidad de electrones.

En nuestro caso se utilizó este método para determinar la ubicación de la lámina de plasma en distintos instantes de la compresión radial; gracias al uso del laser en la modalidad "mode-locked", fue posible realizar diversas determinaciones obteniéndose, así, valores bastante precisos de la velocidad con la cual avanza la lámina. Un esquema del sistema óptico utilizado se muestra en la fig. II-3. Con el fin de reducir las inhomogeneidades de la iluminación se efectúa un filtrado espacial que, además, disminuye la divergencia del haz y expande el mismo a $\varnothing = 50$ mm.

El haz láser ya filtrado pasa a través de ventanas ópticas por la cámara de experiencias, a la salida de la cual se ubica un filtro interferencial que atenúa en gran medida la luz emitida por el plasma, dejando pasar sólo la longitud de onda correspondiente al laser. A continuación, la lente "schlieren" recoge la luz que ha pasado por la cámara de experiencias. Fue utilizada una lente de $f_s = +500$ mm y de gran apertura ($\varnothing = 300$ mm). La conveniencia de elegir un valor elevado para la distancia focal reside en lograr una buena sensibilidad en el método, puesto que las desviaciones angulares se traducen en desplazamientos proporcionales a f_s en el plano focal. En cuanto a la apertura, se la eligió lo más grande posible para evitar que los rayos que sufren grandes desviaciones puedan salir de la lente.

En el foco de la lente "schlieren" se ubica un "beam-stopper" circular

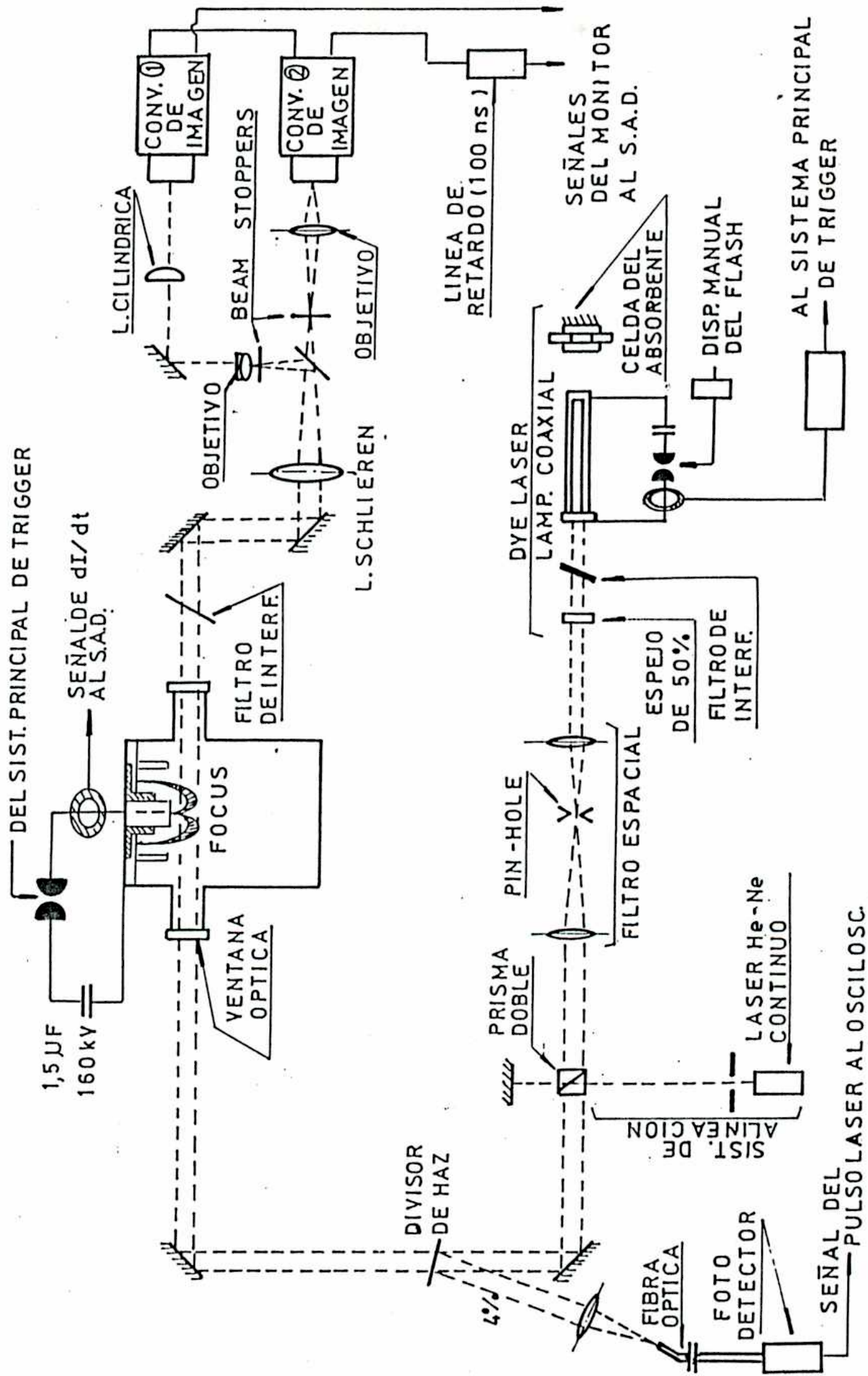


FIG. II-3

($\phi = 0.8$ mm), que detiene los rayos no desviados provenientes del laser.

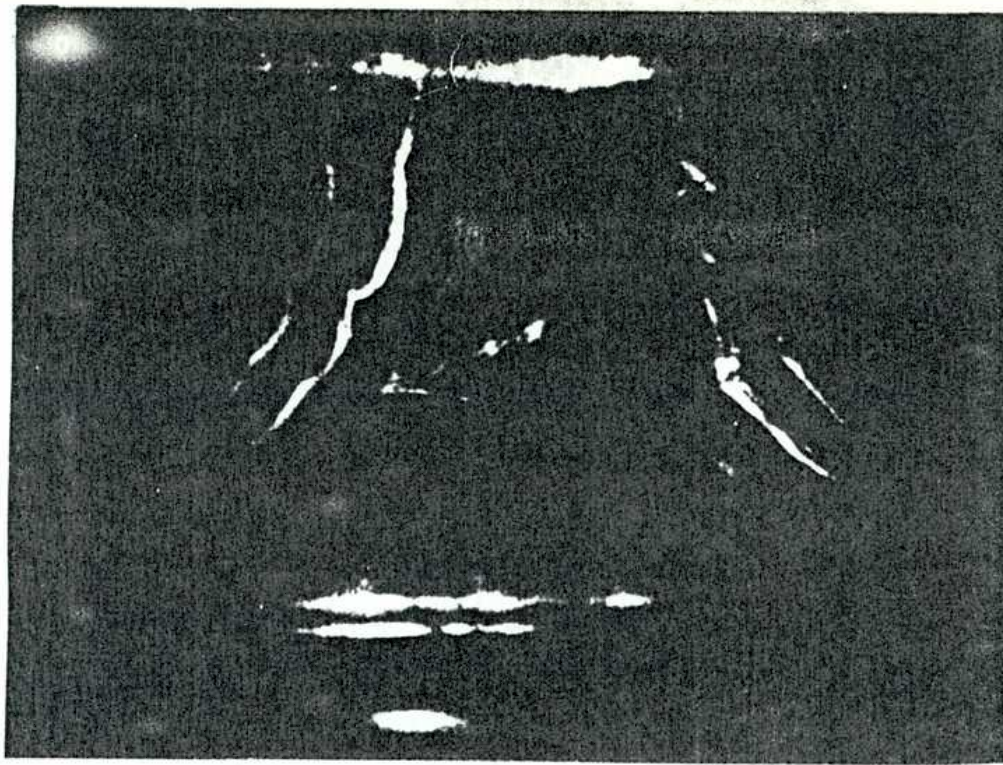
Luego se ubica un sistema convergente que, junto con la lente "schlieren", forma la imagen del plasma sobre el fotocátodo de una cámara convertidora de imágenes M_1 .

Dicha cámara por un lado multiplica la intensidad de luz por un factor 50 y por el otro permite tiempos de exposición tan pequeños como 10 ns. Como la separación entre los pulsos emitidos por el laser (en "mode-locked") es de 5.6 ns, mediante una misma exposición pueden registrarse dos o más fotografías "schlieren" sucesivas de la lámina de corriente, en una única descarga.

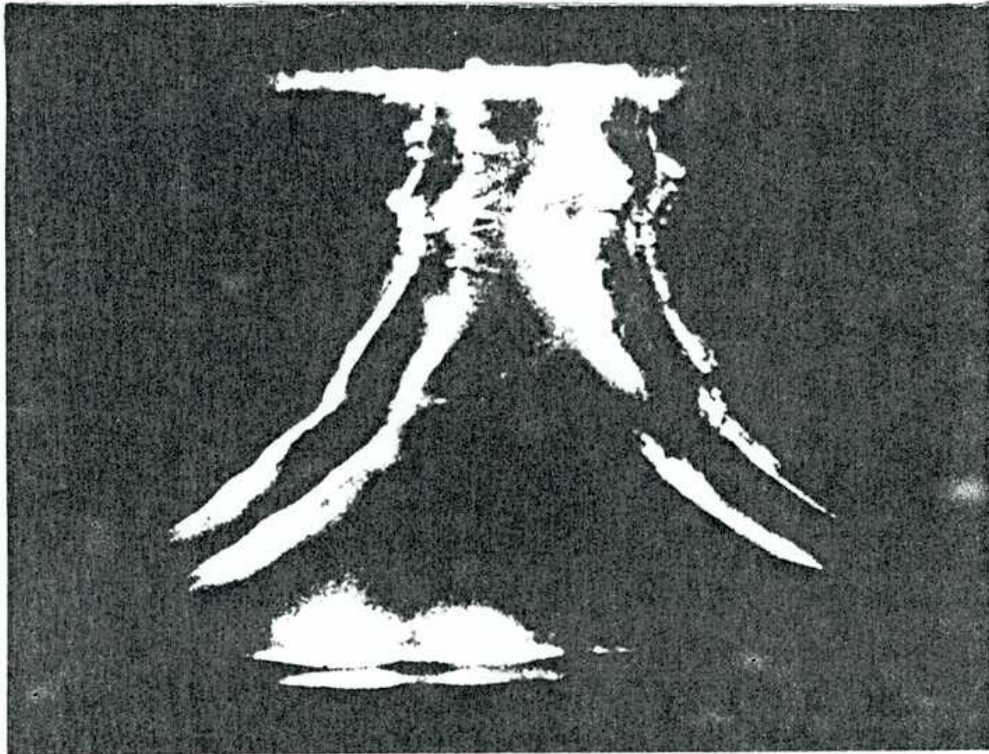
II - 3 Resultados experimentales con el método "schlieren"

Se registraron fotografías "schlieren" de la etapa radial en el SPEED I con distintas presiones de llenado de la cámara. Dos imágenes típicas pueden verse en la fig. II-4 a) y b). Para cada fotografía el eje de simetría del cañón coaxial (z) corresponde al eje vertical de la fotografía; el segmento claro en la parte superior es el borde del electrodo central. El avance del plasma en la dirección axial es de arriba hacia abajo y en la dirección radial de afuera hacia adentro. Cada par simétrico de líneas curvas corresponde al corte (perpendicular al haz laser incidente) del cilindro de plasma y la base de cada figura al corte de la base del "embudo" del mismo plasma. Puede observarse en cada caso la presencia de dos perfiles, que corresponden a dos posiciones de la lámina de corriente durante la misma descarga, separadas por 5.6 ns, es decir, el intervalo temporal entre dos pulsos sucesivos del laser operando en "mode-locked". De la separación espacial entre dos frentes puede extraerse la velocidad radial media en el intervalo con una precisión del 5%.

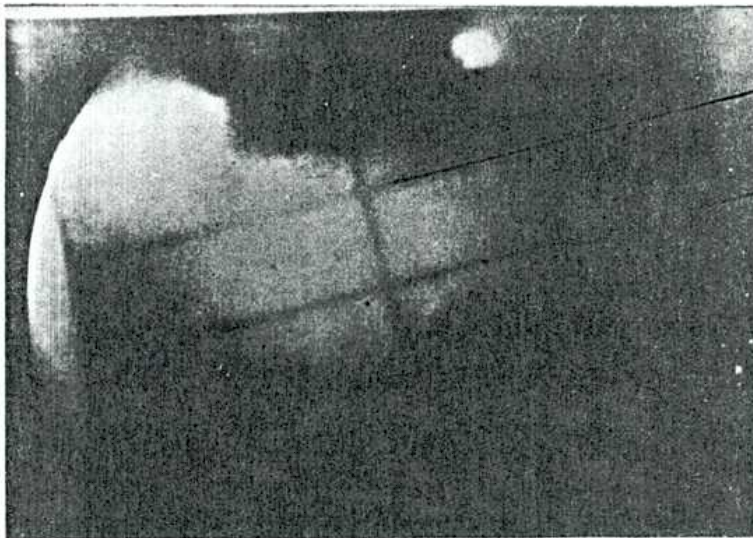
En la fig. II-5 se muestra el gráfico de la velocidad radial de



a)



b)



c)

FIG. II-4

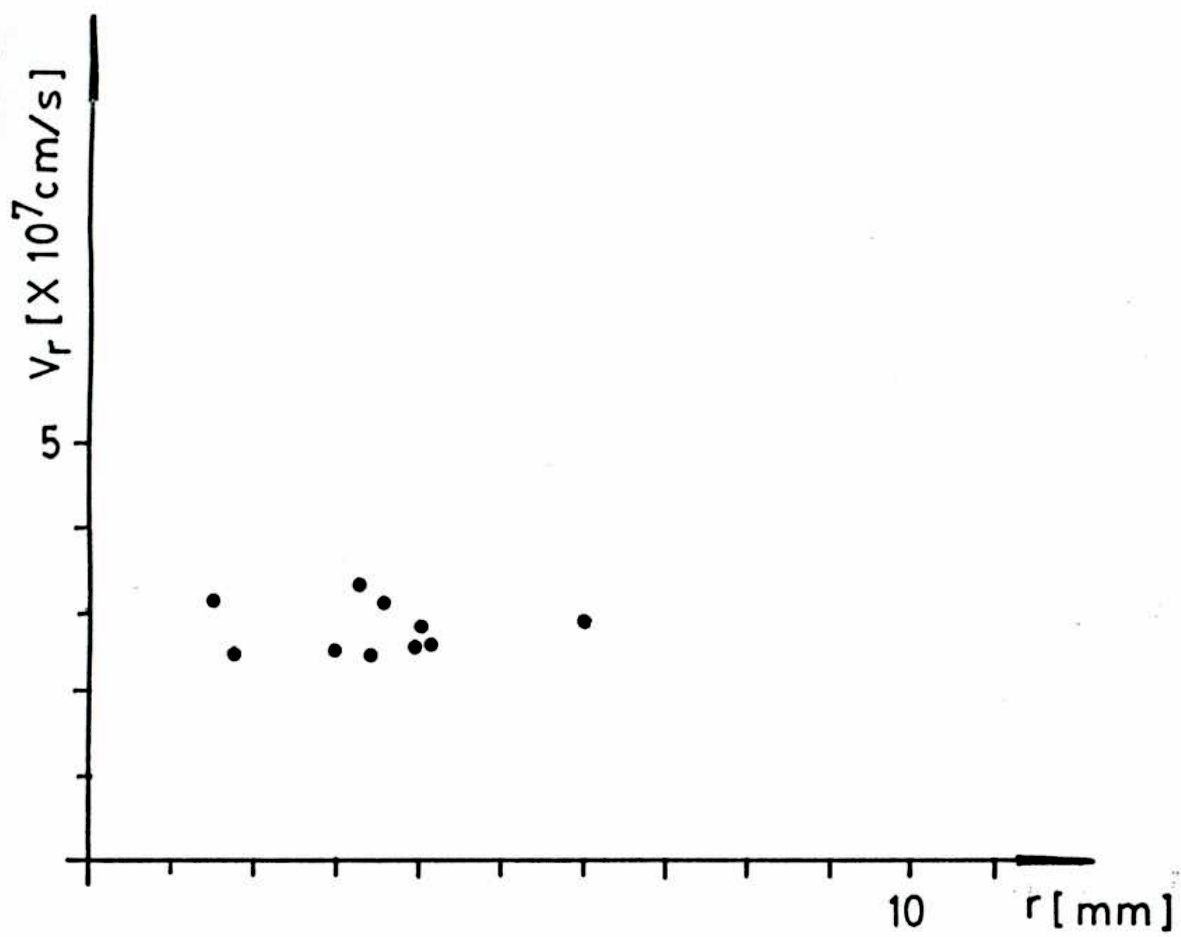


FIG. II - 5

compresión v_r en función del radio de la columna para presiones de llenado en el rango de 3 - 4 mb. El valor de la velocidad radial media resulto ser de 3×10^7 cm/s, independiente del radio dentro de un 10%, (a presión constante). Se efectuó tan sólo una medición a una presión ligeramente superior (6 mb) y se observó una velocidad radial inferior, de 2×10^7 cm/s.

II - 4 Determinación de la densidad máxima de la columna de plasma

Se desarrollo un método óptico basado en el que ideara Keilmann [5] y posteriormente perfeccionaran Fückle y Schmidt [6], con modificaciones que lo simplifican técnicamente, que permite medir la densidad máxima de electrones \hat{N}_e de la columna de plasma como función continua de la coordenada axial z (ver fig. II-6) y con una resolución temporal de 10 ns. Se mide la desviación angular de un haz laser que irradia al plasma, y del valor del ángulo de desviación puede determinarse la densidad máxima de una sección cilíndrica de plasma sin conocer sus dimensiones transversales.

Los fundamentos teóricos son los siguientes:

Un rayo de luz que incide en un cilindro de plasma perpendicularmente al eje del mismo (ver fig. II-6), a una distancia p de este eje, se desvía un ángulo α (donde α es función de p y del índice de refracción n del plasma supuesto función del radio r).

Si las dimensiones en las que la variación del índice de refracción se hace apreciable, son muy superiores a la longitud de onda λ del laser de sondeo, puede aplicarse la óptica geométrica para calcular la trayectoria del rayo. En este caso la trayectoria del rayo está descrita por la fórmula de Bouguer:

$$n(r) \sin \gamma = \text{cte} = p$$

donde γ es el ángulo entre la tangente al rayo y el radiovector.

Mediante consideraciones geométricas simples (fig. II-6) puede

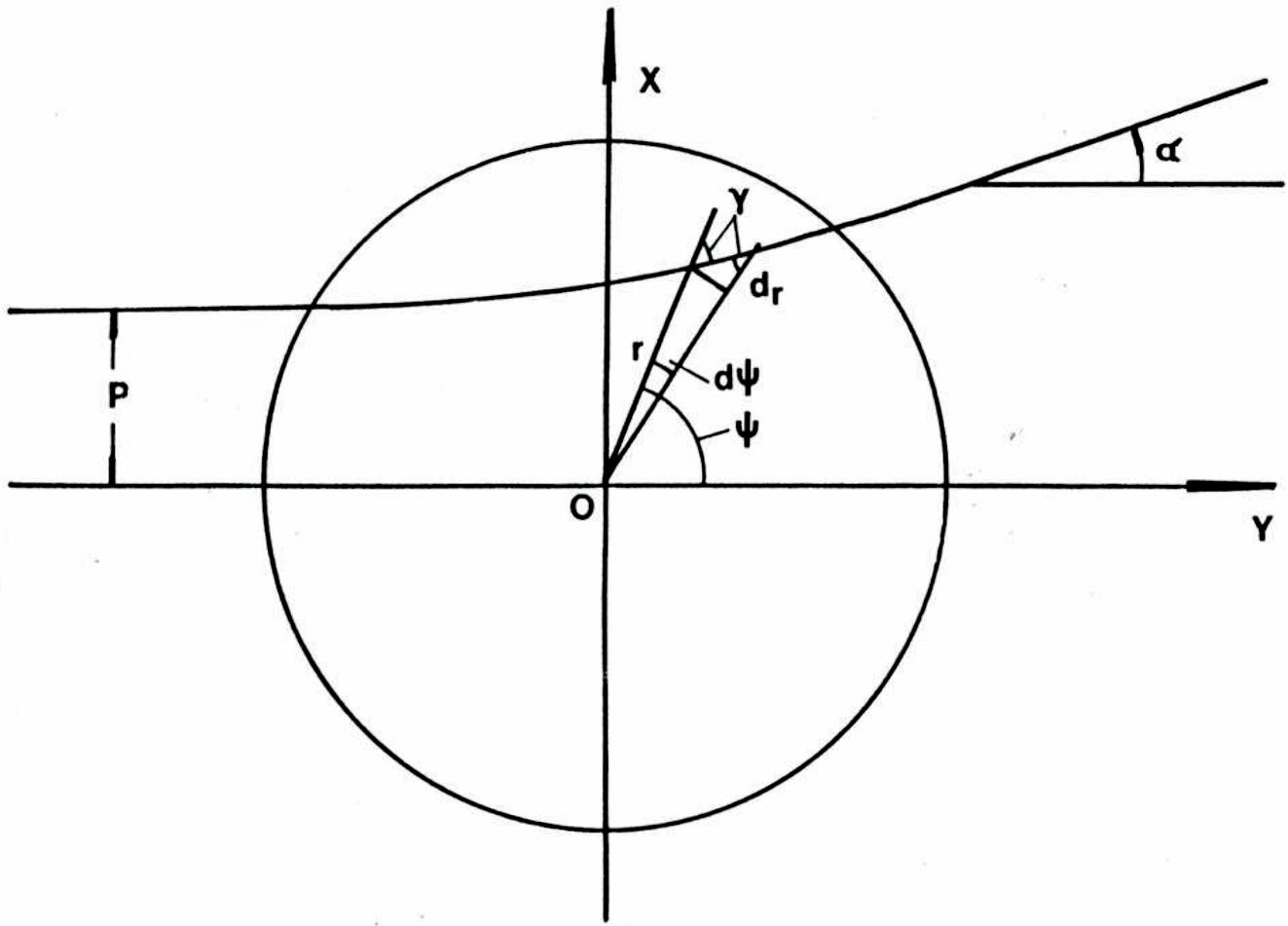


FIG. II-6

encontrarse una ecuación diferencial para la trayectoria del rayo:

$$\frac{dr}{d\psi} = \frac{r}{p} \sqrt{n^2(r) r^2 - p^2} \quad \text{II-1}$$

donde r y ψ son las coordenadas polares de un punto en la trayectoria del rayo.

Por otra parte el índice de refracción se relaciona con la densidad de electrones de un plasma totalmente ionizado, mediante la expresión:

$$n = \sqrt{1 - \frac{N_e}{N_c}} \approx 1 - \frac{N_e}{N_c} \quad (\text{para } N_e \ll N_c)$$

siendo N_e la densidad de electrones y

N_c la densidad crítica (de corte)

$$N_c = \frac{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \frac{1}{\lambda} \times 10^{-4}$$

En esta última expresión se han usado:

c = velocidad de la luz en el vacío = 3×10^8 m/s

m_e = masa del electrón = 9.11×10^{-31} kg

e = carga del electrón = 1.6×10^{-19} coul

λ = longitud de onda de la luz en el vacío (en m)

ϵ_0 = constante dieléctrica del vacío = $8.96 \times 10^{-12} \frac{\text{coul}^2 \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}^3}$

$[N_c] = \text{cm}^{-3}$

Para ángulos de desviación pequeños, la ecuación para la trayectoria del rayo puede linealizarse. Integrando a lo largo de la trayectoria del rayo y normalizando las longitudes a la dimensión característica del plasma, se obtiene el ángulo de desviación:

$$\alpha \left(\frac{\rho}{R} \right) = \frac{\hat{N}_e}{N_c} \int_0^{\sqrt{(r_0/R)^2 - (p/R)^2}} \frac{\partial \tau(\rho/R, y/R)}{\partial (p/R)} d(y/R) \quad \text{II-2}$$

donde r_0 y R son radios característicos del plasma definidos como:

$$N_e(r_0) = 0 \quad \text{y} \quad N_e(R) = 0.1 \hat{N}_e$$

\hat{N}_e es la densidad máxima

El ángulo máximo de desviación α_{max} es proporcional a la densidad máxima de electrones \hat{N}_e en el cilindro de plasma, de acuerdo con la

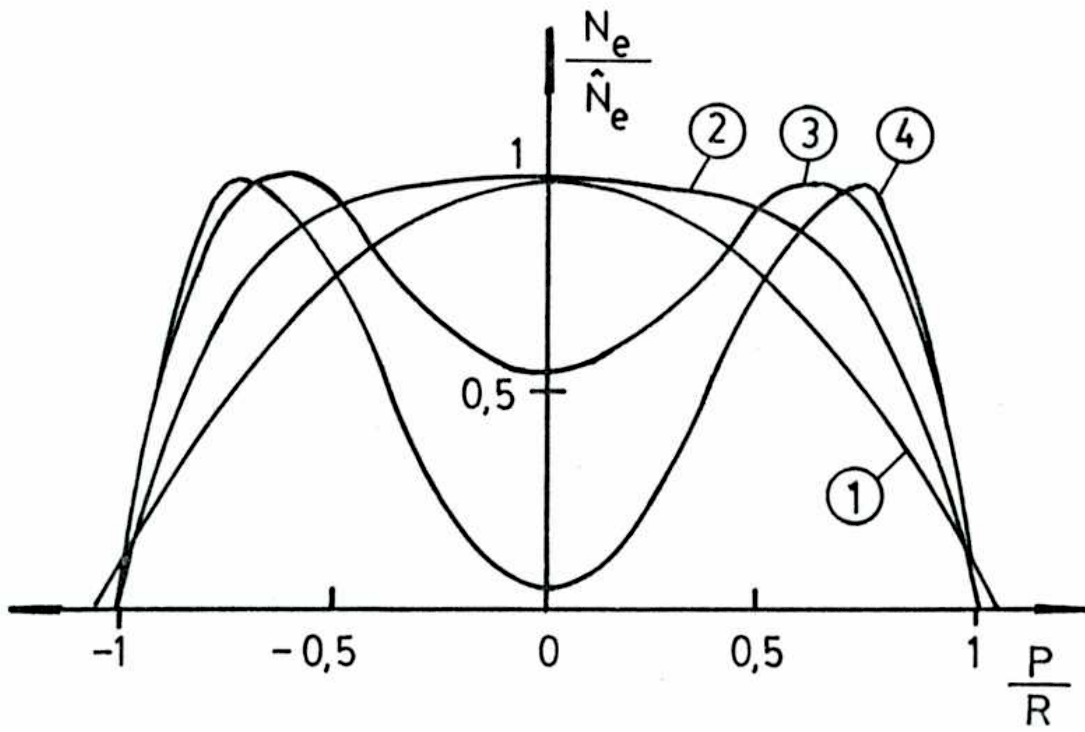
ecuación II-2

$$\alpha_{max} = K \frac{\Delta n_e}{N_c} \quad \text{II-3}$$

donde K es el valor máximo de la integral en la ecuación II-2. El ángulo de desviación α_{max} no depende de las dimensiones del plasma, pero depende, en cierto grado, de la forma del perfil de densidad, el cual determina el valor de K. Para un perfil de densidad $f(\rho/R, y/R)$ específico, K es constante. En particular, para un perfil parabólico, se tiene $K=1$ y todos los rayos se desvían apartándose del eje y. Cuanto más abrupto es el perfil en el borde, mayor es el valor de K. Si hay una depresión del perfil de densidad sobre el eje, los rayos con ρ pequeño se desvían hacia el eje y. En la fig. II-7 se muestran distintos perfiles de densidad y los correspondientes valores de K. Para determinar cuantitativamente la desviación del haz láser producida por el plasma se utilizó el sistema ideado por U. Ascoli-Bartoli et al [5] esquematizado en la fig. II-3. La luz proviene de una fuente puntual F, que se transforma en un haz paralelo por medio de un colimador C. La imagen de la fuente, formada por la lente L_5 , es modificada por medio de la lente cilíndrica L_2 , que forma la imagen del punto focal de L_5 en el fotocátodo de una cámara convertidora de imágenes (plano π). La lente objetivo ubicada en el punto focal de L_5 forma en el fotocátodo la imagen del plano medio de la columna de plasma. La lente cilíndrica no tiene efecto focalizador en la dirección del eje de la misma (eje z), por lo que a cada coordenada z^* sobre el plano π corresponde una coordenada z del plano medio de la columna de plasma. En cambio, cada desviación angular α en planos perpendiculares al eje del cilindro de plasma produce en el plano π un desplazamiento \mathcal{L} (en la coordenada x) tal que

$$\mathcal{L} = f_5 \alpha G$$

donde f_5 es la distancia focal de L_5 y G es el aumento dado por la



- ① $K = 1.00$
- ② $K = 1.41$
- ③ $K = 2.09$
- ④ $K = 2.36$

FIG. II - 7

lente cilíndrica.

Si la cámara convertidora de imágenes tiene, a su vez, una ganancia G_c , el desplazamiento sobre la placa fotográfica será:

$$S = f_s \alpha G G_c$$

Entonces, la densidad máxima en la columna de plasma, para cada coordenada z (eje de simetría de la lente cilíndrica y eje de la columna de plasma) será:

$$\hat{N}_e = \frac{N_c}{K} \frac{S_{max}}{f_s G G_c} \quad \text{II-4}$$

El valor de K , para todos los perfiles típicos de densidad, está entre 1 y 2. Para las determinaciones de \hat{N}_e hemos adoptado el valor $K=1$, que corresponde a un perfil parabólico.

El sistema óptico utilizado en esta medición tiene los siguientes parámetros:

$$f_s = 500 \text{ mm}$$

$$G = 0.62$$

$$G_c = 1.46$$

Como el plasma posee simetría axial alrededor del eje z , las desviaciones serán simétricas. Por lo tanto, $S_{max} = \Delta x / 2$, siendo Δx el ancho de la línea sobre la placa fotográfica, y, entonces:

$$\hat{N}_e = \frac{N_c}{2f_s G G_c} \Delta x$$

El valor de la densidad crítica de electrones N_c (densidad para la cual el plasma se torna opaco a la radiación incidente) está dado por:

$$N_c = \frac{4 \pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \frac{1}{\lambda^2}$$

Como en esta experiencia fue usado un haz laser de $\lambda = 610 \text{ nm}$, se tiene:

$$N_c = 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$$

Por lo que N resulta:

$$\hat{N}_e = 3 \times 10^{19} \Delta x \text{ (mm)} \quad \text{II-5}$$

Ahora bien, la imagen del haz laser (cuando no se le interpone medio refractivo alguno) sobre el plano focal de la lente cilíndrica tiene dimension transversal $\Delta x_0 = 1 \text{ mm}$ (ver fig. II-8). Por lo tanto este sistema permitia registrar densidades máximas superiores a $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Para evitar la sobreimpresion de la placa por rayos no desviados, se ubicó un "beam-stopper" en el foco de la lente "schlieren" L_5 . La dimension del "b-s" es $\varnothing = 3.2 \text{ mm}$, ya que este es el tamaño de la mancha focal de L_5 .

En el sistema optico fueron utilizados elementos de la mayor apertura posible, con el objeto de captar rayos que sufren desviaciones grandes. El limite máximo de densidad registrable con el sistema óptico utilizado es $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

II - 5 Resultados experimentales

Se registraron, para cada disparo, la imagen de la lámina de corriente en su etapa de compresion radial, y la densidad máxima para cada coordenada z de la columna de plasma. Se utilizo para ello el arreglo experimental esquematizado en la fig. II-2. Para registrar la imagen "schlieren" y la proporcionada por la lente cilíndrica, se usaron sendos convertidores de imagenes con las mismas características. Para dispararlos, se utilizo la misma fuente de trigger, gatillado como muestra el esquema de la fig. II-3. Se cuidó de minimizar en lo posible la diferencia entre longitudes de cables para lograr el disparo simultáneo de ambos convertidores. Mediante un sistema de adquisición de datos, se registró la coincidencia o el retraso entre las señales de monitor de ambos convertidores. El tiempo de exposicion fue de 10 ns . Teniendo en cuenta que el laser de sondeo se usó en "mode-locked", con separacion entre pulsos de 5.6 ns , en una misma placa fotografica se registraban (por fotografia schlieren) una o dos posiciones de la lámina de corriente. Del mismo modo, en la placa del convertidor 2

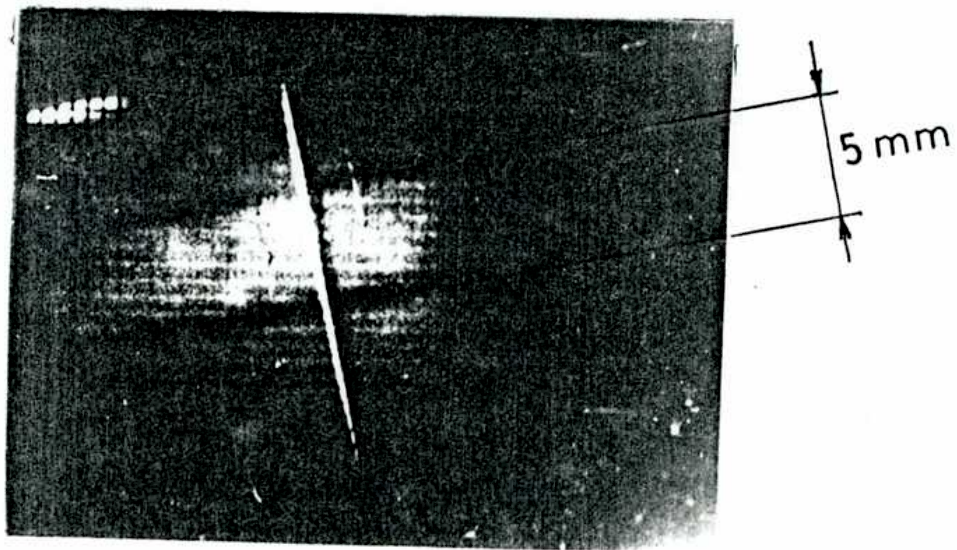


FIG. II-8

(correspondiente a la determinación de la densidad máxima) podrían aparecer dos pulsos superpuestos, pero en este caso resulta imposible distinguirlos.

Una pareja de fotografías típica puede verse en la fig. II-9.

Se efectuaron determinaciones sistemáticas de \hat{N}_e en función del radio de la columna de plasma para presiones de llenado $p=3.5$ y $p=4$ mb. En la fig. II-10 se muestran los gráficos correspondientes. Aquí puede verse que, en el rango de variables observado, la densidad máxima crece monótonamente a medida que disminuye el radio de la columna. El rango observado está comprendido entre un valor mínimo de $3.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, a un radio de 4.5 mm y uno de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, correspondiente a un radio de 1 mm.

En muchas fotografías (tomadas en el convertidor M₂) que corresponden a columnas de radio pequeño (cercano a 1 mm), pueden observarse segmentos más oscuros que otros a lo largo de z. Un ejemplo puede verse en la fig. II-11 a). Dichos segmentos son, posiblemente, zonas que alcanzan densidades tan altas que provocan desviaciones superiores a la apertura del sistema óptico.

Del gráfico de la figura II-10 es posible observar que durante una gran parte de la etapa radial la densidad máxima se mantiene en el rango $10^{19} \lesssim \hat{N}_e \lesssim 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, sufriendo luego (para radios inferiores a 5 mm) un crecimiento algo más rápido.

En algunas fotografías correspondientes al convertidor M-2 se observa (ver fig. II-11 b) un ensanchamiento pronunciado de la traza desde unos 2 mm por delante del electrodo central hacia el mismo, lo que indicaría una elevada densidad de electrones en esa zona. Esto podría atribuirse tanto a una verdadera magnificación de la densidad del plasma de deuterio, como también a la contribución de los electrones del plasma metálico formado en la zona. En efecto, para las descargas en las que

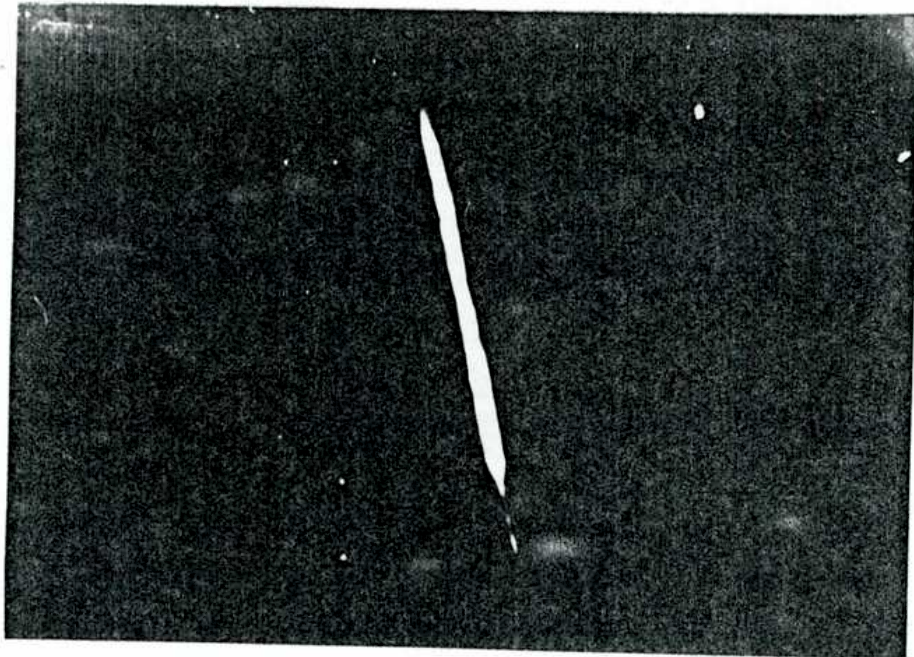


FIG. II-9

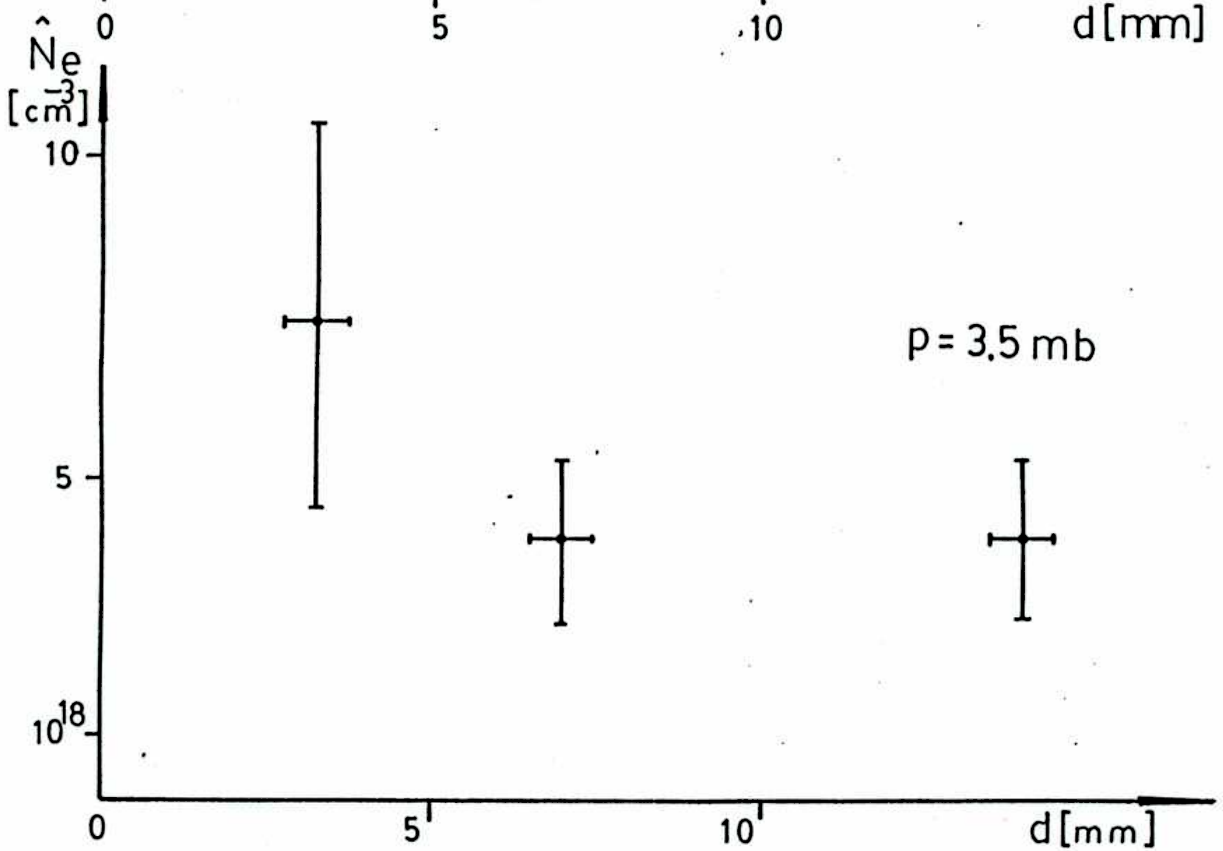
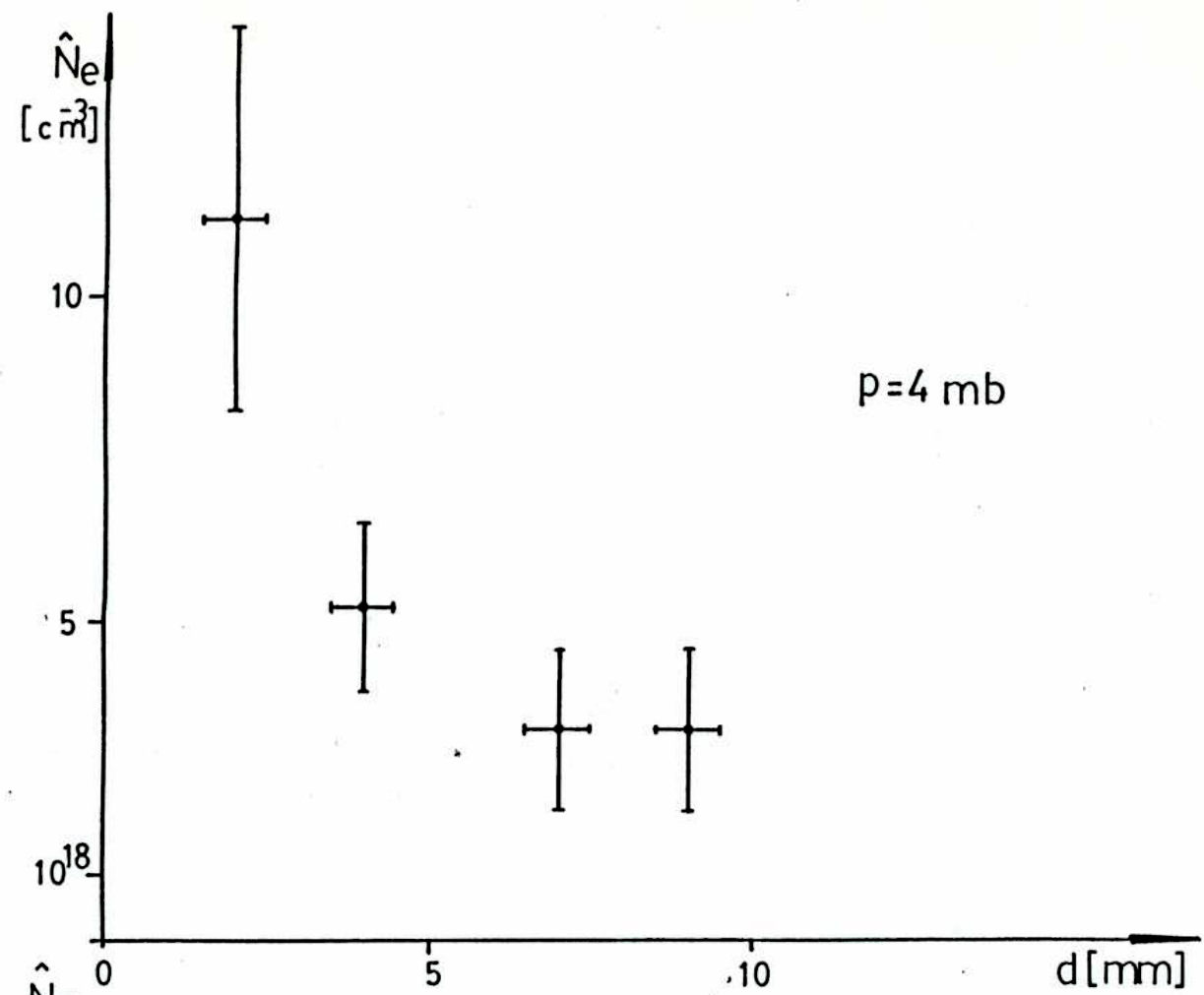
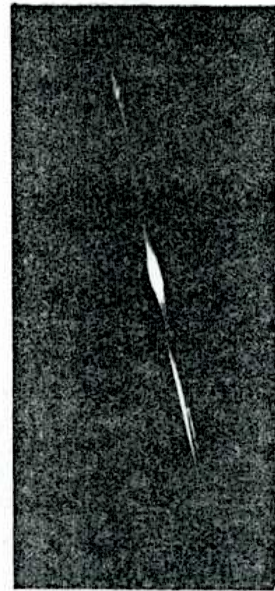
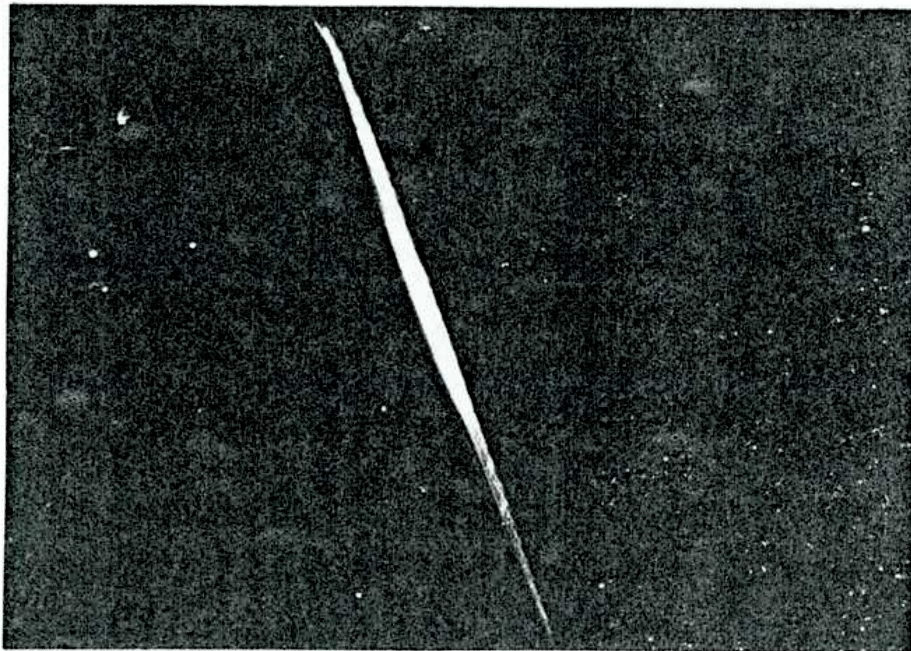


FIG. II-10



a)



b)

FIG. II-11

se observo este fenómeno, la correspondiente foto de M_1 (sistema schlieren) presenta una fuerte intensidad en la zona del borde del electrodo interno, indicaria la presencia de un plasma de alto Z, posiblemente de cobre evaporado de los electrodos.

APENDICE II-A

EL LASER DE COLORANTE

II-A-1 Características constructivas.

La fuente de luz utilizada en el sondeo schlieren es un laser pulsado de colorante bombeado con 'flash' Candela SLL 625. Un condensador de baja inductancia está directamente conectado a la cavidad del laser. La lámpara 'flash', coaxial a la celda de colorante, es activada por un pulso de trigger.

La cavidad del laser es un cilindro de vidrio Pyrex en el cual está contenido el líquido colorante. Un tubo coaxial al primero contiene al agua de refrigeración. En un tercer cilindro, también coaxial, está contenido el gas Xenon a 10 Torr, estanco, donde se produce la descarga eléctrica. Esta geometría permite la iluminación uniforme del colorante, con ventajas para la energía de salida del haz. El tubo exterior está enfundado en una lámina delgada de aluminio pulido. Las ventanas anterior y posterior de la cubeta son de vidrio pulido a $\lambda/10$. La fig. II-A-1 muestra esquemáticamente la estructura de la lámpara coaxial.

En la cavidad resonante el espejo posterior es de reflexión total (100%) y la reflectividad del espejo anterior es del 50%. El espejo de reflectividad 100% está fijado a un portacubeta. En este último se ubica una cubeta removible que contiene el absorbente saturable con el que se genera el 'mode locking'. Delante del espejo de salida del haz está ubicado un filtro interferencial; variando la inclinación del mismo respecto del eje de simetría, se puede sintonizar al laser.

Las componentes del sistema completo (lámpara, espejos, cubeta y

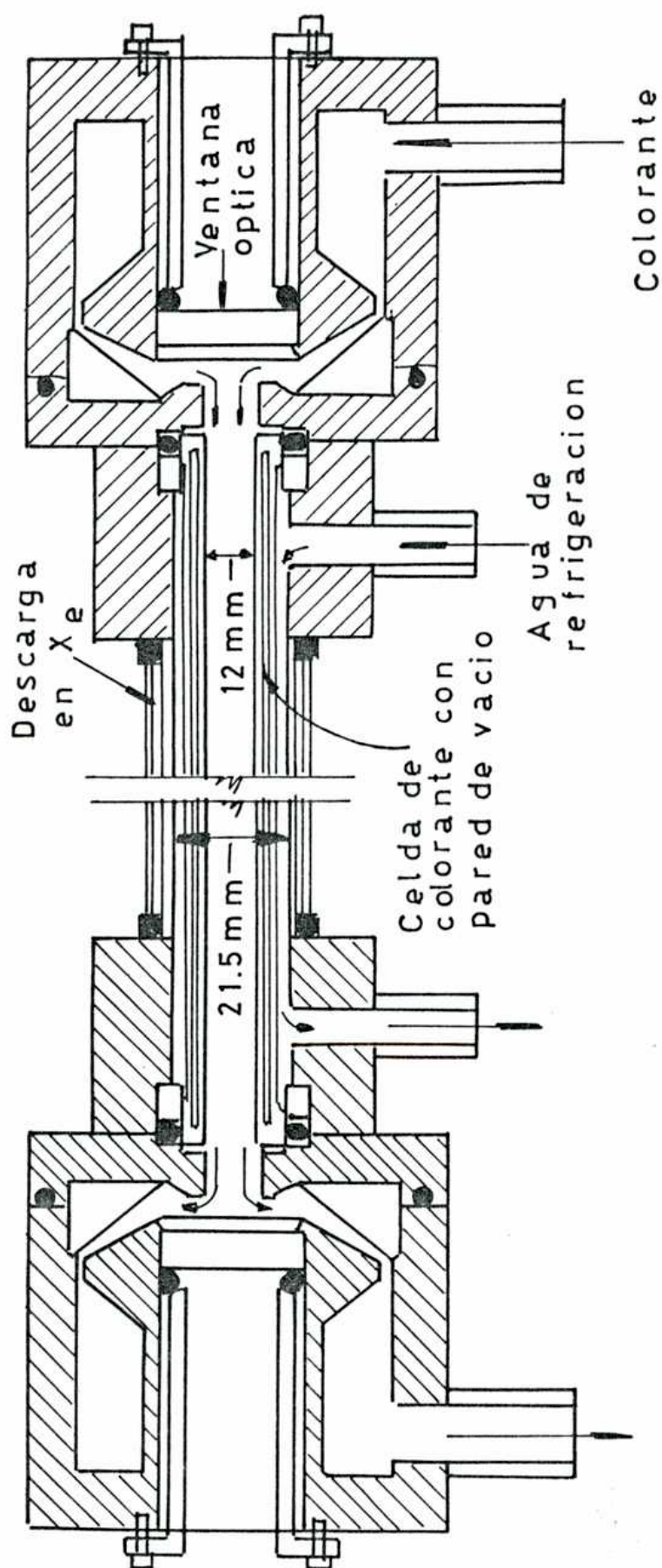


Fig.II A-1

filtro) pueden deslizar sobre un riel óptico, con lo que se posibilita una sencilla alineación del sistema.

II-A-2 El líquido colorante.

El líquido colorante debe estar en permanente circulación para minimizar los efectos de la descomposición que se produce en el líquido dentro de la lámpara. Para ello se cuenta con un reservorio de 2 litros de líquido que se propulsa con una pequeña bomba. Atraviesa una trampa para burbujas y un filtro cerámico (porosidad: $0.5 \mu\text{m}$) para partículas. Para lograr un haz de salida homogéneo es necesario evitar gradientes térmicos en el medio láser. La circulación permanente del líquido, intercambiando calor con el ambiente, contribuye a este propósito. Asimismo, se provoca la circulación de líquido refrigerante. En este caso en que la lámpara tiene geometría coaxial el destello del 'flash' debe atravesar la cámara de refrigeración para llegar al medio activo, por lo que se utiliza agua destilada, y se tratan de evitar turbulencias, burbujas y partículas en el flujo. El medio activo es Rodamina 6G disuelta en etanol puro. La concentración encontrada para un óptimo funcionamiento es $k = 1.4 \times 10^{-4}$ molar y el caudal de $8 \text{ cm}^3/\text{s}$. El absorbente saturable utilizado para obtener 'mode-locking' es una solución de DODCI en etanol, con una concentración $k_0 = 0.5 \times 10^{-4}$ molar.

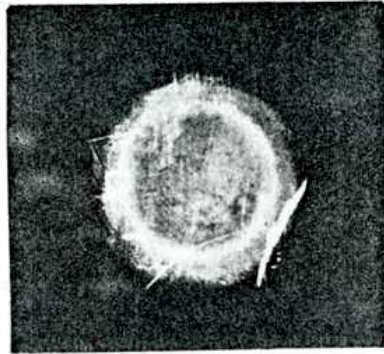
II-A-3 Datos del dispositivo eléctrico.

Capacidad de los condensadores	$C = 0.5 \mu\text{F}$
Inductancia	$L = 1 \text{ nH}$
Tensión máxima de carga	$V_{L\text{max}} = 25 \text{ kV}$
Umbral de láseo	$V_0 = 11 \text{ kV}$
Tension de Trabajo	$V_L = 14 \text{ kV}$

II-A-4 Rendimiento del laser.

Con el laser trabajando en modo normal se estudió su rendimiento en las condiciones de mayor energía de salida (tensiones de carga V_L altas). Usando como parámetro V_L ($18 \text{ kV} \leq V_L \leq 23 \text{ kV}$) y variando la concentración de la solución se observaron las variaciones cualitativas de la energía de salida del haz mediante los efectos que producía la incidencia directa del mismo sobre una placa Folaroid ya revelada. El efecto más vistoso se obtuvo con $V_L = 20 \text{ kV}$, $k = 1.7 \times 10^{-4} \text{ M}$. Con la placa Folaroid ubicada a una distancia de 3 cm de la ventana de salida del laser se obtuvo la imagen de Fig. II-A-2a). La determinación cuantitativa se efectuó mediante un joulimetro ubicado en el foco de una lente de $f = 500 \text{ mm}$. El valor máximo registrado de la energía de salida fue $W_{\text{MAX}} = 1.2 \text{ J}$, para $V_L = 20 \text{ kV}$ y $k = 1.7 \times 10^{-4} \text{ M}$. La divergencia del haz, medida a través de las dimensiones de la mancha focal en la misma lente resultó $\Omega = 12.5 \text{ mrad}$. Para reducir la divergencia del haz se lo diafragmó, con lo que se obtuvo $\Omega = 2.5 \text{ mrad}$ (Fig. II-A2b)) y $W = 0.01 \text{ J}$.

Para el trabajo en mode-locking se intercaló la celda con la solución de DDCI en etanol entre el espejo de reflexión total y el resto de la cavidad resonante. Con este procedimiento y sintonizando mediante variaciones angulares de un filtro interferencial se registraron pulsos mode-locking en $\lambda = 610 \text{ nm}$. Se buscó el mejor régimen de trabajo compatible con la tensión lo más baja posible; la causa de esta última condición es que se comprobó que una gran energía en el haz provocaba daños en algunos componentes del laser (como el filtro interferencial), así como en otros puntos del sistema óptico de la diagnostica (sobre todo donde se focaliza el haz).



a)

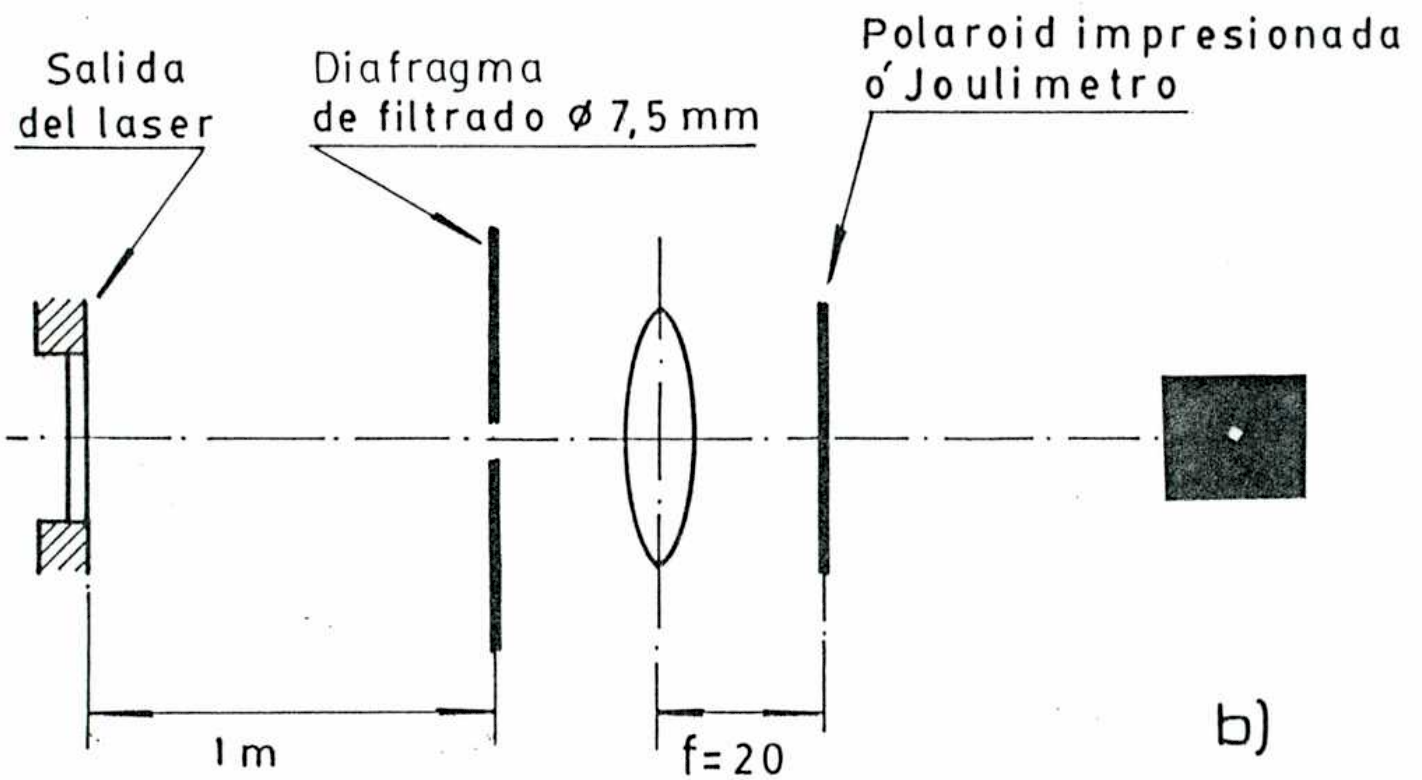


FIG. II-A-2

Los mejores resultados (pulsos individuales angostos, alto grado de reproducibilidad en la forma de la envolvente, iluminación uniforme en el campo observado) se obtuvieron con los siguientes parámetros:

$$V_L = 14 \text{ kV}$$

$$k = 1.4 \times 10^{-4} \text{ M.}$$

$$k_D = 0.4 \times 10^{-4} \text{ M.}$$

La energía total del tren de pulsos resultó $W = 6.5 \times 10^{-2} \text{ J}$, y la energía media de cada pulso individual $W_p = 0.58 \times 10^{-3} \text{ J}$.

REFERENCIAS

- [1]- R. Huddlestone and S. Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques",
Cap. 1, Academic Press Inc., New York (1965).
- [2]- U. Ascoli-Bartoli, Proc. of "Int. Conf. on Pl. Phys. and Cont.
Nucl. Fus. Res.", IAEA, Vienna (1965) p. 287.
- [3]- Decker, W. Kies, and G. Pross, Phys. Fluids 26 (1983) p. 571.
- [4]- S.L. Shapiro, "Topics in applied Physics", 18 "Ultrashort Light
Pulses", Cap. 2, Springer-Verlag, Berlin. Heidelberg - New York
(1977).
- [5]- F. Keilman, Plasma Physics 14 (1972) p. 111.
- [6]- H. Schmidt and B. Rückle, Applied Optics 17 (1978) p. 1275.

CAPITULO III

UN LIMITE DE ALTAS PRESIONES PARA LOS PLASMA FOCUS

III-1 Introducción

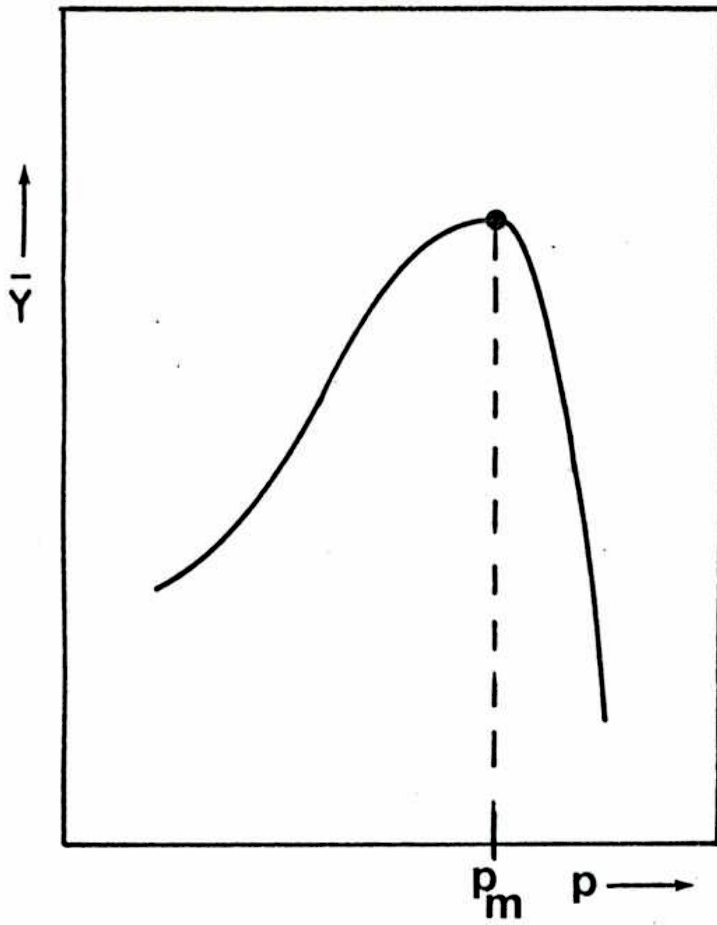
En los equipos plasma focus, en la emisión media de neutrones \bar{Y} , se observan características comunes:

- En cada equipo el rango de presiones de llenado de la cámara para el cual la cantidad de neutrones emitidos es significativa, es limitado.
- Cuando en un experimento se varía solamente la presión p , \bar{Y} presenta un máximo para una determinada presión p_M . El valor de p_M puede variar de un equipo a otro en más de un orden de magnitud.
- En general, $\bar{Y}(p)$ desciende bruscamente para $p > p_M$, presentando la característica de un verdadero "corte" (un gráfico cualitativo puede verse en la Fig. III.1.a).
- La brusca caída de $\bar{Y}(p)$ para $p > p_M$ no puede interpretarse como un decrecimiento de la corriente $I_f(p)$ en el foco. En efecto, en muchos de los experimentos (algunos ejemplos pueden verse en las ref. [1 - 4]) $\bar{Y}(p)$ presenta el mencionado decrecimiento brusco, mientras que la corriente $I_f(p)$ es creciente (puede verse este comportamiento en el gráfico cualitativo de la Fig. III.1.b).

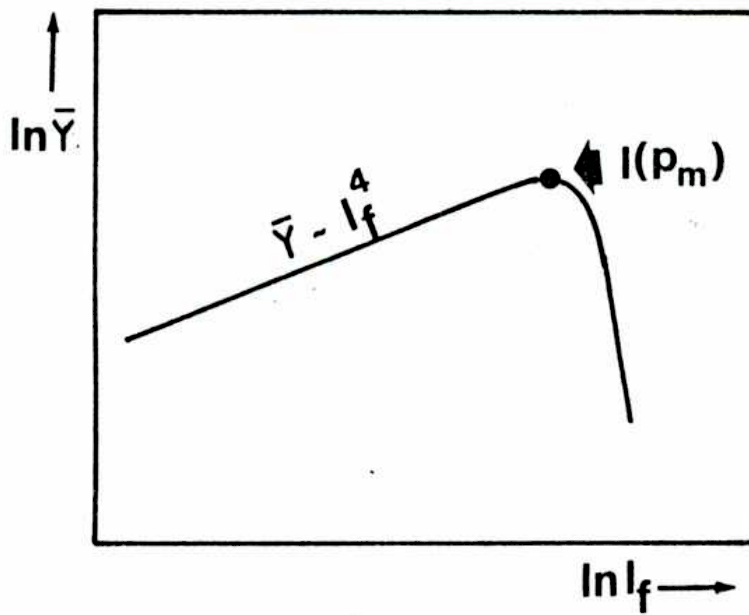
Han sido propuestas por varios autores [5 - 7] leyes de escala que relacionan la producción de neutrones Y con la corriente en el foco I_f , de la forma

$$y \sim I_f^\alpha \quad (\alpha > 2, \text{ en todas las formulaciones})$$

Esto está en aparente contradicción con el comportamiento referente al límite de las altas presiones, es decir, el decrecimiento de \bar{Y} cuando



a)



b)

FIG. III-1

I_e es aun creciente que se observa en muchos equipos. Es, por lo tanto, de gran importancia profundizar en la investigación sobre este tema y buscar el modo de prevenir ese comportamiento.

Es intención de este capítulo aportar algunos resultados de estudios efectuados en este tema. Se hace un análisis de la influencia del límite de las altas presiones en equipos plasma focus con electrodos de geometría muy general. Se muestra también que este límite puede ser prevenido por un diseño adecuado de los electrodos. Además, se muestra que los cañones tipo Mather y tipo Filippov pueden ser considerados como dos extremos naturales de obtener un diseño, optimizado respecto de I_e , para el cual no se presenta el límite de las altas presiones.

III-2 El límite de altas presiones

Ya se ha mencionado en el párrafo precedente que p_M (constante para un experimento) varia, entre los distintos experimentos, en más de un orden de magnitud. ¿Qué parametro que dependa de p_M presenta un valor característico, común a muchos experimentos? Tomemos en cuenta el trabajo realizado por las fuerzas electromecánicas sobre la lámina de corriente

$$E_p = 1/2 \int L' I^2 dt$$

El modelo magnetohidrodinámico, descrito en la ref. 8, permite computarizar este parámetro durante toda su evolución: desde el comienzo de la etapa "snow-plow" hasta el fin de la etapa de compresión radial. En la expresión anterior, E_p es la suma de la energía cinética E_k más la energía interna E_i de la lamina de corriente. E_i incluye principalmente la energía necesaria para ionizar el gas que se incorpora y la energía térmica.

En el caso del plasma focus el calentamiento ohmico puede despreciarse y, por lo tanto,

$$E_i = 1/2 E_p$$

Para mostrar esta propiedad, consideremos sobre el frente de la lámina de corriente una superficie diferencial ds que se desplaza en la dirección axial un dz (ver fig. III -2).

Es razonable suponer que la única fuerza externa considerable actuante sobre la lámina de corriente es la fuerza magnética. sobre ds ésta es $\frac{B_0^2 ds}{2 \mu_0}$. La energía electromecánica para un desplazamiento dz será

$$dE_p = \frac{B_0^2 ds dz}{2 \mu_0} .$$

Pero $ds dz$ es el volumen dV barrido durante el desplazamiento, por lo que es $dE_p = \frac{B_0^2 dV}{2 \mu_0}$. Además es $\frac{B_0^2}{2 \mu_0} = \rho_0 v_n^2$, para el caso en que el término de inercia de la ecuación de movimiento de la l.c. pueda considerarse despreciable frente al término en que figura la velocidad (ρ_0 : densidad de llenado de la cámara, v_n velocidad normal al frente de la l.c.). Por lo tanto es $dE_p = \rho_0 v_n^2 dV$. Pero la energía cinética ganada por la l.c. en un desplazamiento dz , en el que se incorpora una cantidad de masa dm , es $dE_k = 1/2 v_n^2 dm = 1/2 v_n^2 \rho_0 dV$.

Por lo tanto es $dE_k = 1/2 dE_p$, e integrando, tenemos $E_k = 1/2 E_p$. Pero la energía electromecánica, cuando las pérdidas son despreciables, es igual a la suma de la energía cinética y la energía interna E_i

$$E_p = E_k + E_i$$

Por lo tanto $E_i = E_k = 1/2 E_p$

En este caso puede, por consiguiente, ser computada la energía interna por unidad de masa barrida $\epsilon = E_i/M$ en todas las etapas de su evolución. El aspecto típico de la función $\epsilon(t)$ se muestra en la fig. III - 3 a.

En una primera etapa $\epsilon(t)$ crece hasta llegar a un máximo relativo, que se produce en el instante en que la lámina de corriente desborda el

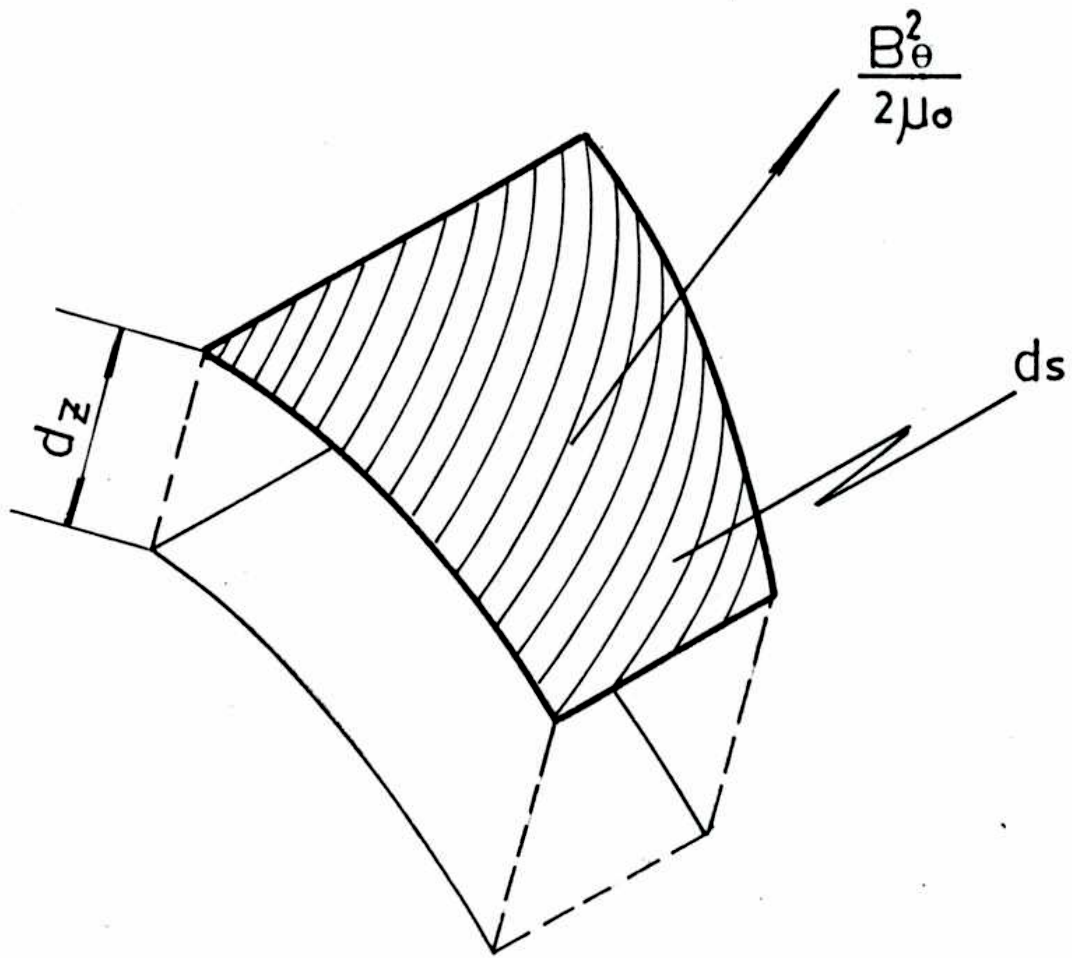
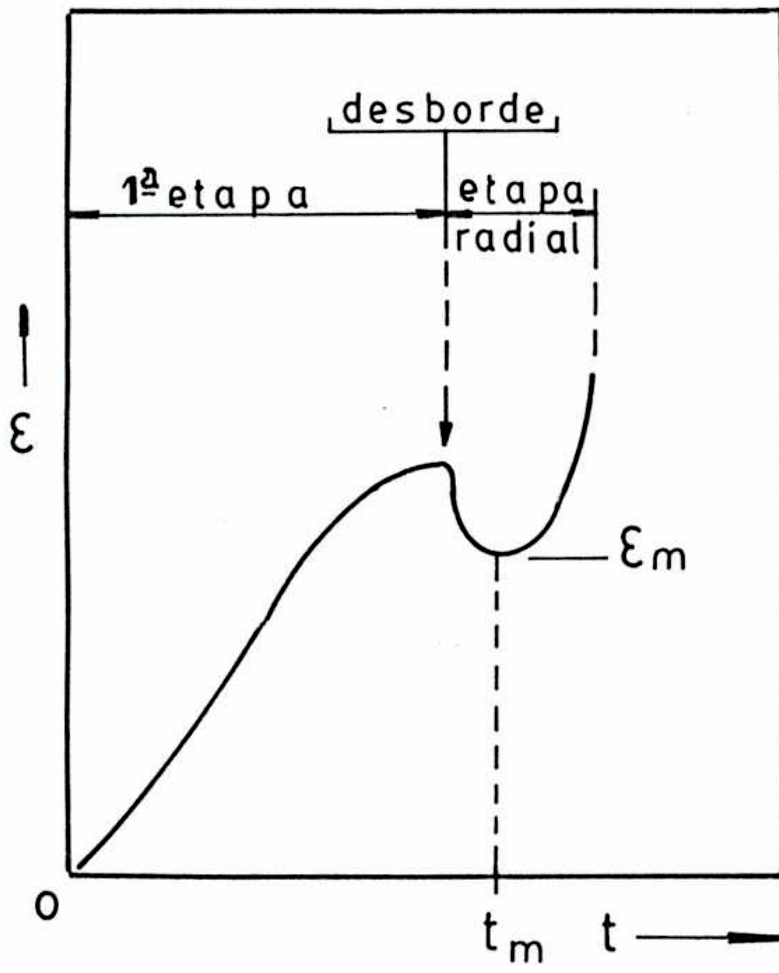
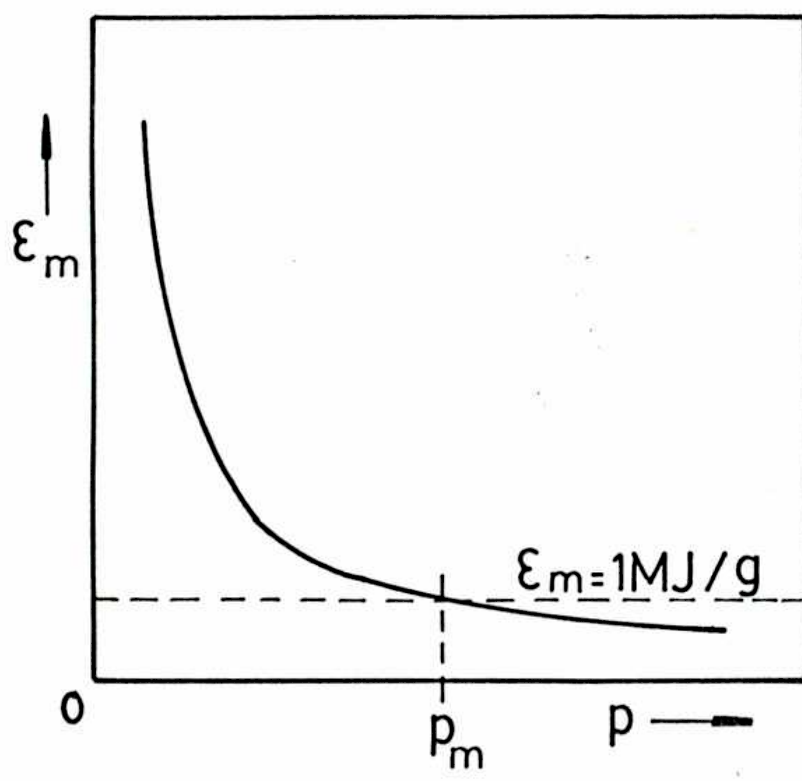


FIG. III - 2



a)



b)

FIG. III- 3

electrodo interior. Ya en la fase de compresión radial, $\epsilon(t)$ decrece y, en un tiempo t_m , se produce un mínimo relativo ϵ_m , a partir del cual ϵ crece rápidamente durante la etapa final de la compresión radial. El descenso de ϵ varía de un equipo a otro, siendo más pronunciado cuanto mayor es el diametro del electrodo interior.

Consideremos ϵ_m como función de la presión de llenado, a igualdad de los otros parámetros de un equipo. La función $\epsilon_m(p)$ es monótonicamente decreciente, siendo los ejes de coordenadas y abscisas las asíntotas de la función. El comportamiento de $\epsilon_m(p)$ puede verse, cualitativamente, en la fig. III - 3 b. Usando el modelo "snow-plow" bidimensional de Ref.8 se ha calculado $\epsilon_m(t)$ para varios equipos funcionantes, dentro de un amplio rango de energías y dimensiones de electrodos. Se observa que, cuando el corte en la producción de neutrones aparece a un valor de p_m para el cual $I_e(p)$ crece, ϵ_m toma un valor (ϵ_s) de aproximadamente 1 MJ/g, cercano a la energía específica de ionización del deuterio. Los valores de algunos parámetros típicos de varios equipos, así como los correspondientes valores de ϵ_m , presentan en la tabla III - 1. En las figuras III - 4, III - 5 y III - 6 se presentan las curvas \bar{Y} vs I_e correspondientes a varios experimentos importantes (donde \bar{Y} es el promedio de cantidad de neutrones emitidos). En cada curva la única variable independiente es la presión de llenado de la cámara.

En todos estos casos puede observarse la caída brusca en la producción de reacciones de fusión para un determinado valor de I_e ; \bar{Y} no vuelve a subir a pesar que I_e siga aumentando. El valor del I_e correspondiente al pico de la curva es, en general, distinto para cada condición inicial del experimento (cada conjunto de parámetros eléctricos y geométricos). Sin embargo, si se efectúa el cálculo de ϵ_m para el pico

TABLA III-1

Laboratorio y equipo	C (F)	V (kV)	L_0 (nH)	R (cm)	l (cm)	I_0 (kA)	E_m (MJ.g ⁻¹)
Frascati: Mirapi	45 32 30 28 26	34	30	2.5	23	700 650 640 600 560	1.00 0.95 0.85 0.85 0.75
Frascati: 1 MJ	1250	20 30 20	20 20 16	8 8 18.5	56 56 35	1415 2060 1340	1.10 1.02 0.90
Swierk	21	36	75	2.5	23	447	1.50
Stuttgart: Nessi	225	13 13 16 16 16	20	3.3	18 26 18 22 26	600 530 720 670 650	1.03 1.08 0.93 0.98 1.01
Stuttgart: Minifocus	60	20	60	2.5	25	430	1.46
Darmstadt	67	10 12 13 15 16 18 20	24	0.8	10	104 120 133 149 159 181 202	1.20 1.30 0.97 0.74 0.74 0.81 0.82
Los Alamos	90	16 20	16	2.5	22	497 632	1.39 1.19
Buenos Aires: F.F.I	6	17 43 51	33	1	10	151 147 143	0.92 0.91 1.00
Limeil	90 30 30 60 60	18 33 45 33 40	32 53 53 27 27	5 5 5 7.5 7.5	18.5	479 504 608 828 1011	1.04 1.61 1.84 1.50 1.42

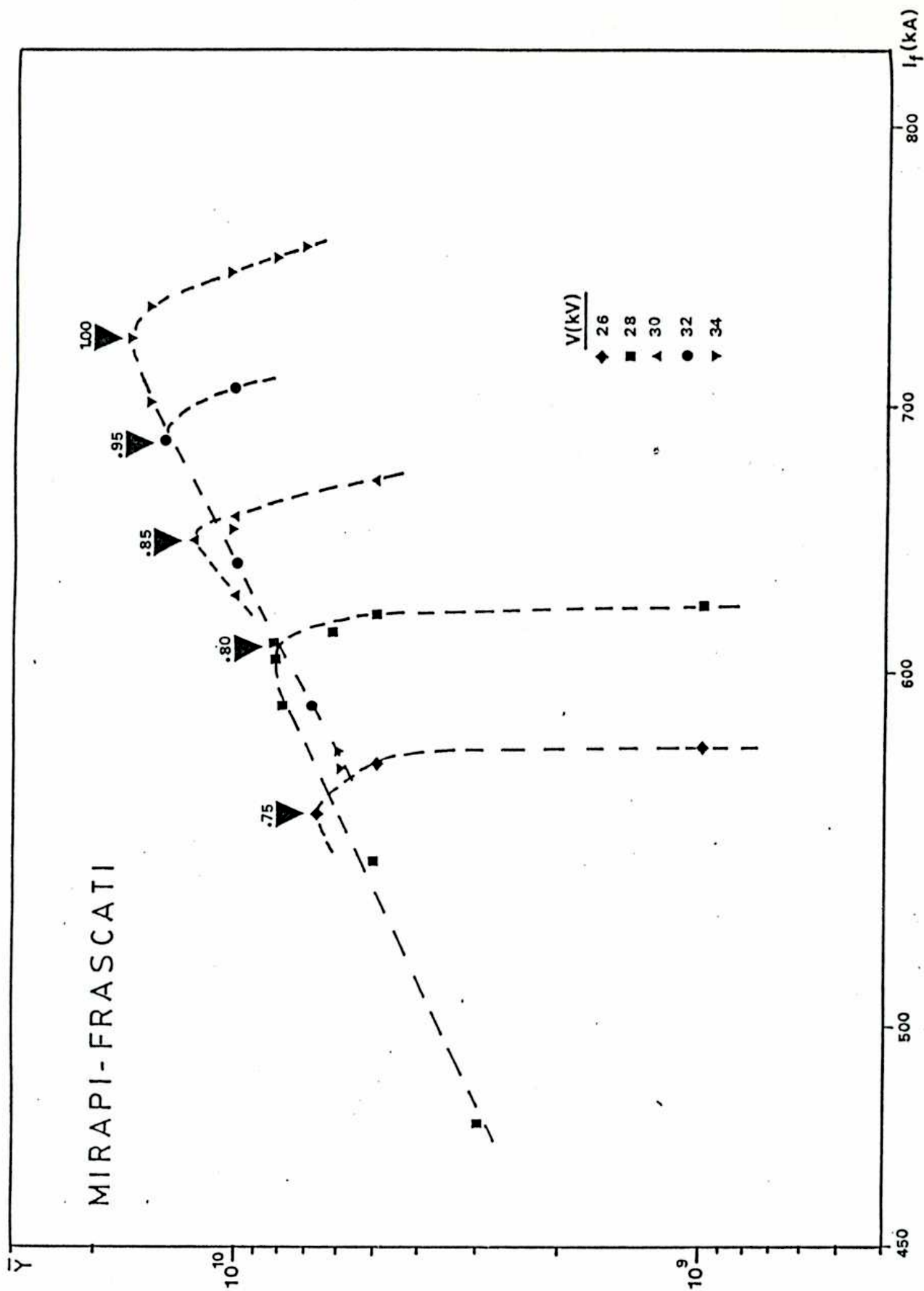


FIG. III-4

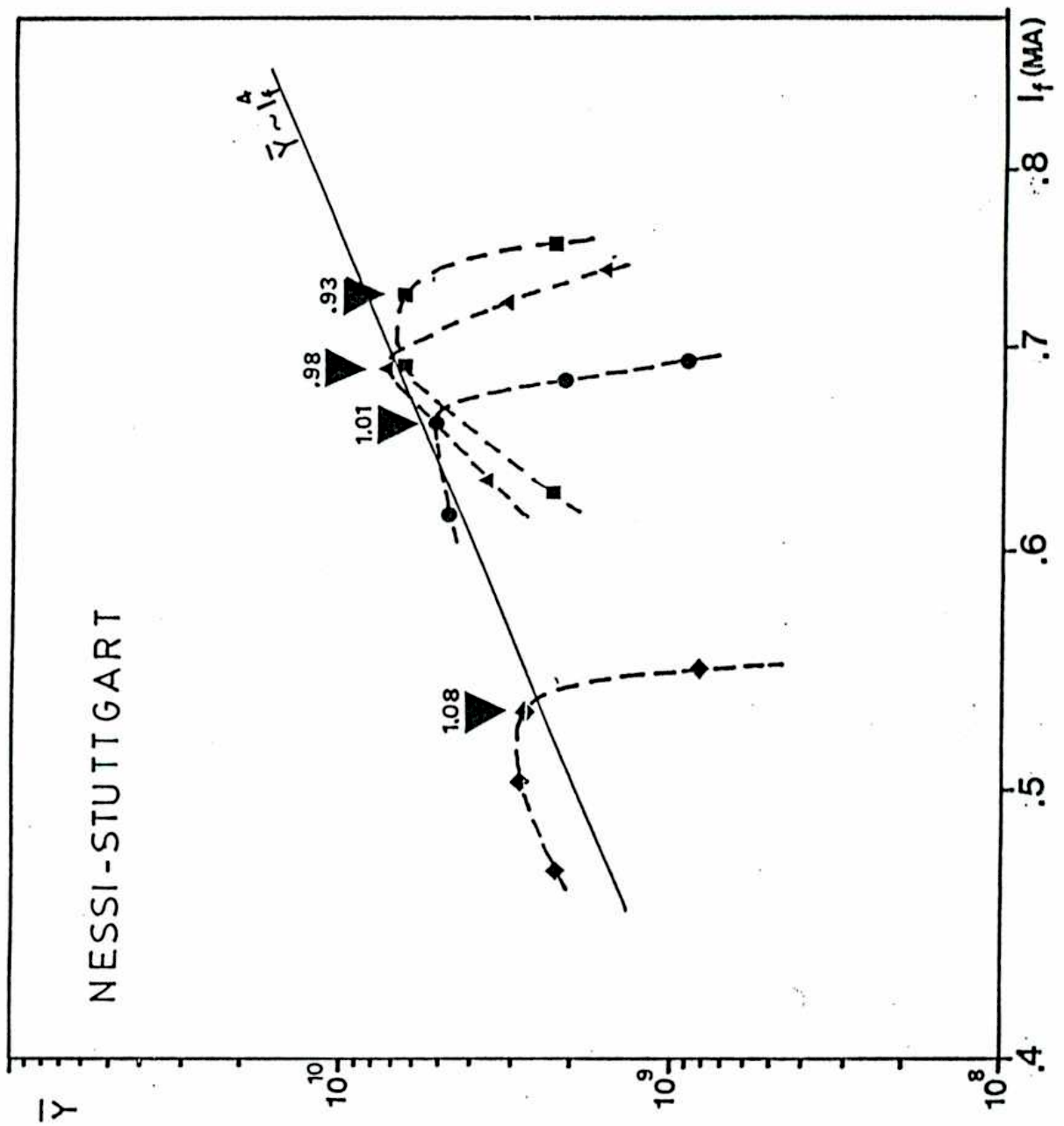


FIG. III - 5

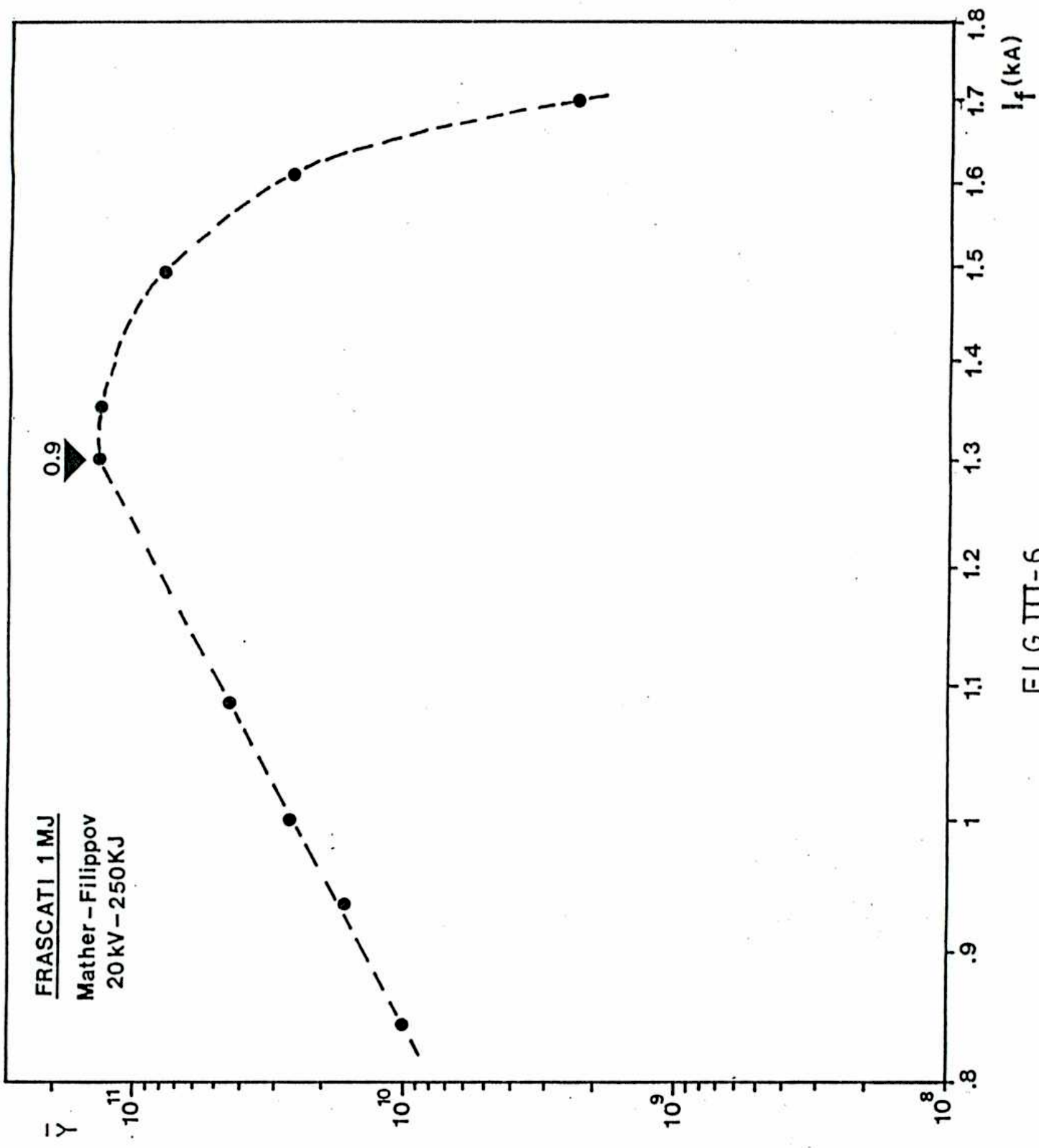


FIG. III-6

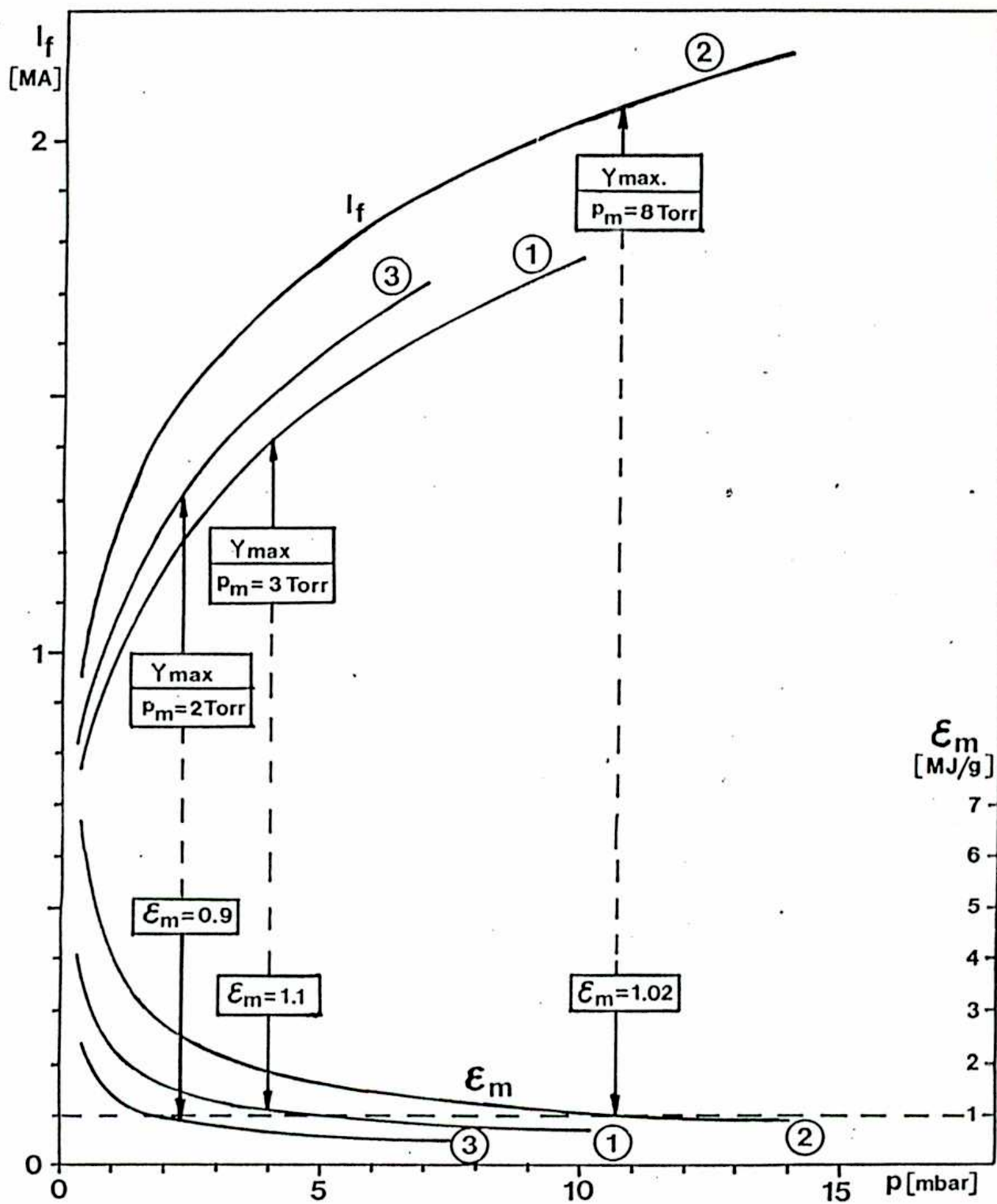
de cada curva, se comprueba que éste es siempre cercano a 1 MJ/g .

En la fig. III - 7 se han graficado los valores calculados de I_e vs p y de ϵ_m vs p para tres situaciones experimentales del equipo 1 MJ de Frascati. La presión de llenado para la cual la curva ϵ_m atraviesa la recta 1MJ/g , que corresponde a un determinado valor de I_e , es aquella para la que se observa experimentalmente una caída brusca en la producción de neutrones.

III-3 Experimentos no limitados

Existen experimentos para los que no se observa la característica descrita en el párrafo anterior. Es decir, las curvas $\bar{Y}(p)$ e $I_e(p)$ crecen hasta alcanzar sus máximos, que se dan para el mismo valor de p , a partir del cual se produce un descenso suave de $\bar{Y}(p)$ y de $I_e(p)$. Estos equipos cumplen con la ley de escala $\bar{Y} \sim I_e^2$ aún después del máximo de producción de neutrones. Una curva típica de \bar{Y} vs I_e en donde la única variable independiente es la presión para un equipo de esta característica, puede verse en la fig. III - 8.

Experimentos de este tipo no están sufriendo la influencia del límite de las altas presiones. Esta situación se logró en el equipo SPEED I de Dusseldorf mediante una combinación adecuada de sus parámetros eléctricos y geométricos [Ref. 9]. En la fig. III - 9 se presentan los valores de $\bar{Y}(p)$, y junto con los valores calculados de $I_e(p)$ y de $\epsilon_m(p)$ para el equipo SPEED I de Dusseldorf. Se observa que el máximo de \bar{Y} coincide con el de I_e , y que el valor de ϵ_m correspondiente a estos máximos, es superior a ϵ_1 . La geometría de este equipo fue optimizada a través de cálculos con el modelo MHD de ref. 8, buscando que el máximo de I_e se produjera para $\epsilon_m > \epsilon_1$. El diseño realizado de esta manera coincide con el que se efectuó en forma práctica [Ref. 9 y 10].



- 1 Diam. pequeño (20 kV, 250 kJ)
- 2 Diam. pequeño (30 kV, 560 kJ)
- 3 Diam. grande (20 kV, 250 kJ)

FRASCATI 1 MJ

FIG. III - 7

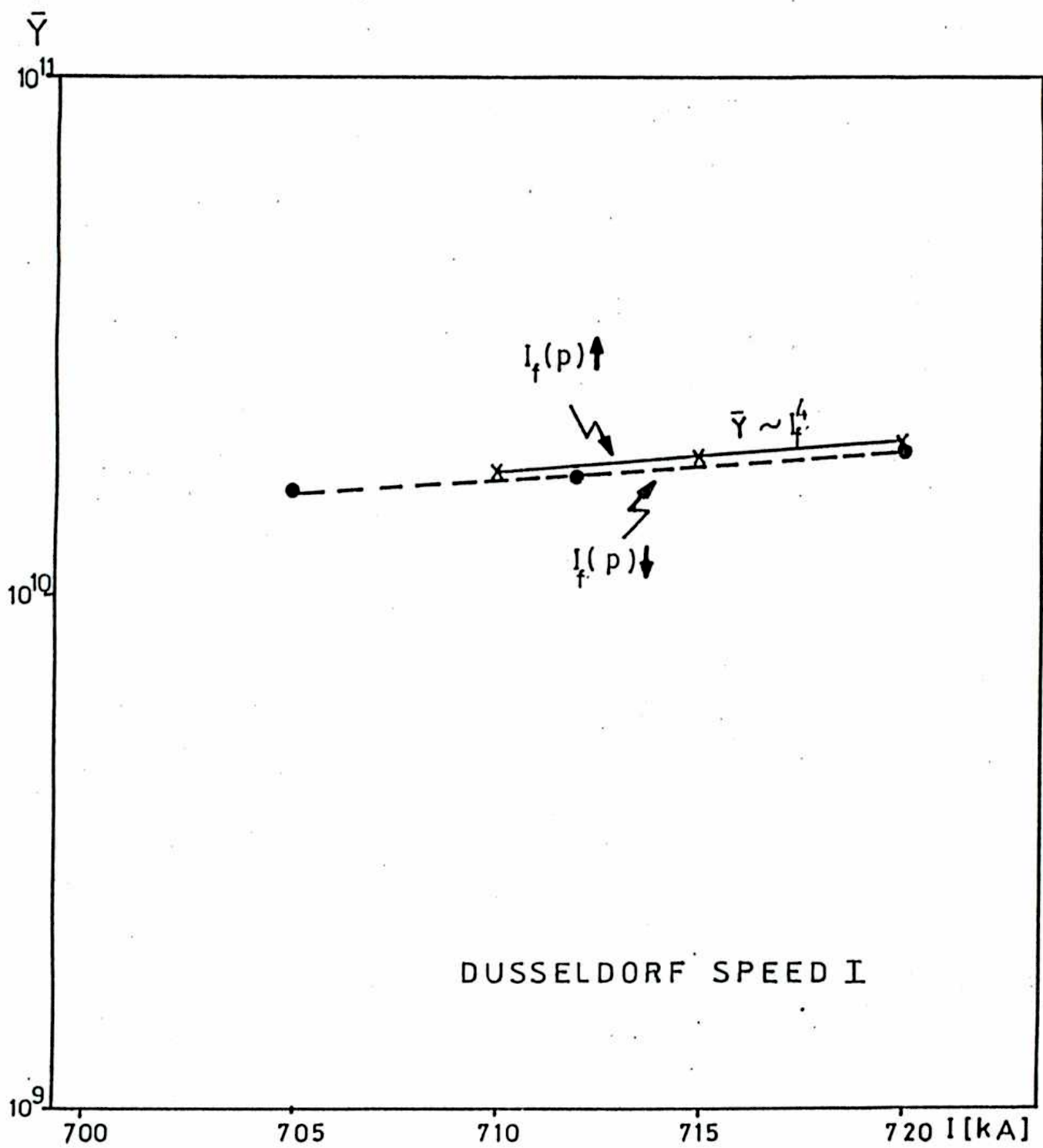
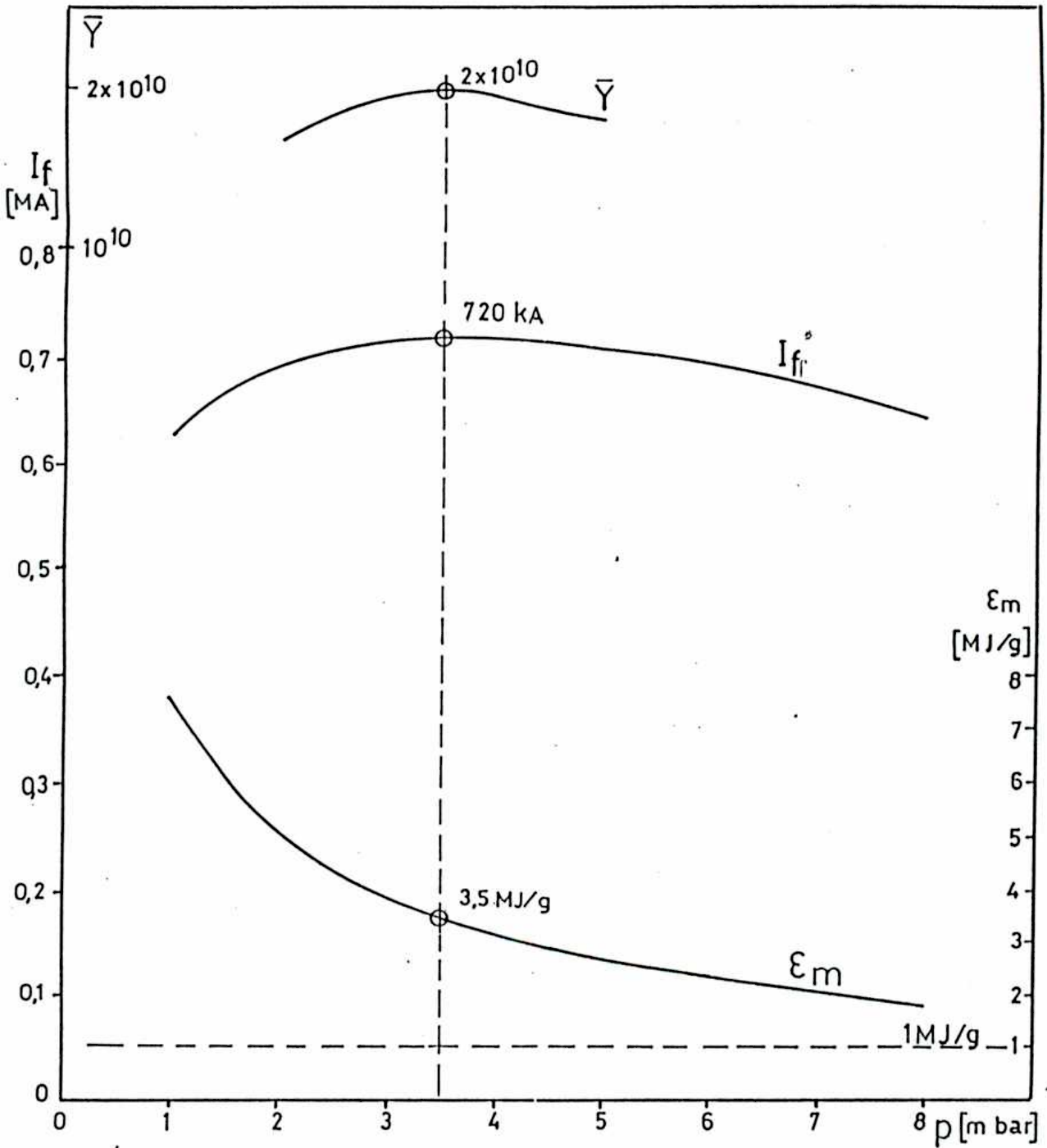
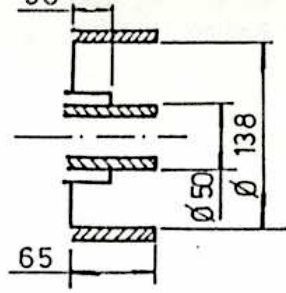


FIG. III- 8



DUSSELDORF SPEED I

FIG. III-9

III-4 Las geometrías Mather y Filippov como extremos de un diseño optimizado

Si el objetivo del trabajo es la optimización de una determinada máquina, respecto de la producción de reacciones de fusión, a través de la maximización de la corriente en el pinch I_p , se debe buscar una minimización de la impedancia de la descarga

$$Z_D \approx \sqrt{(\omega L)^2 + L'^2}$$

Consideremos las dos situaciones extremas:

a) $\omega L \ll L'$

b) $L' \ll \omega L$

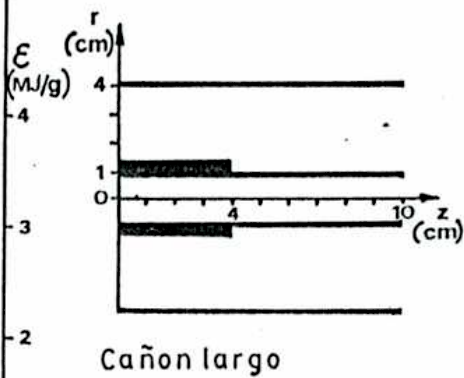
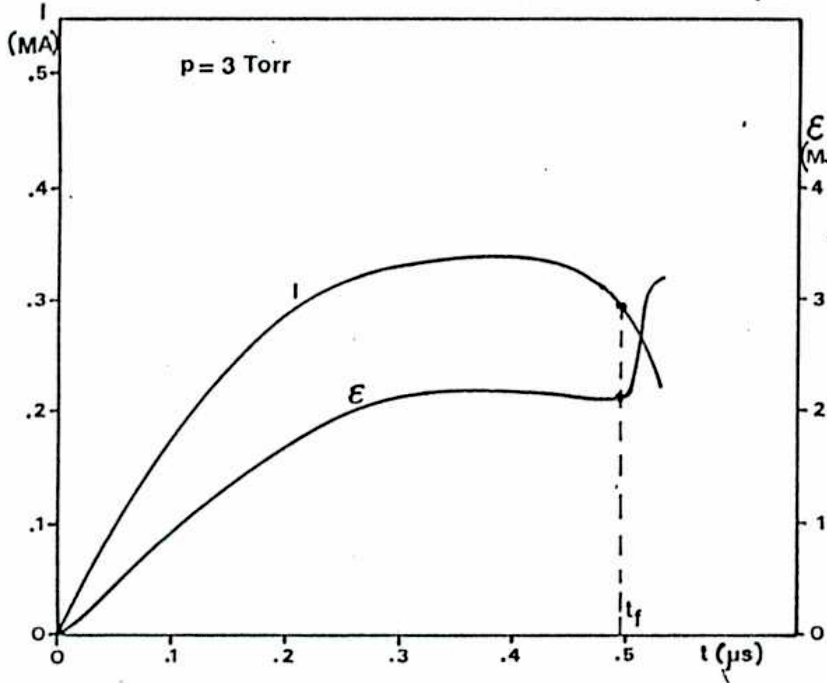
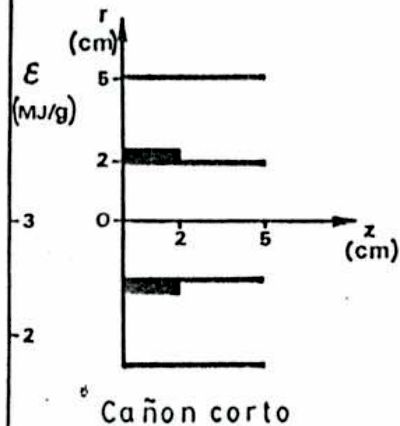
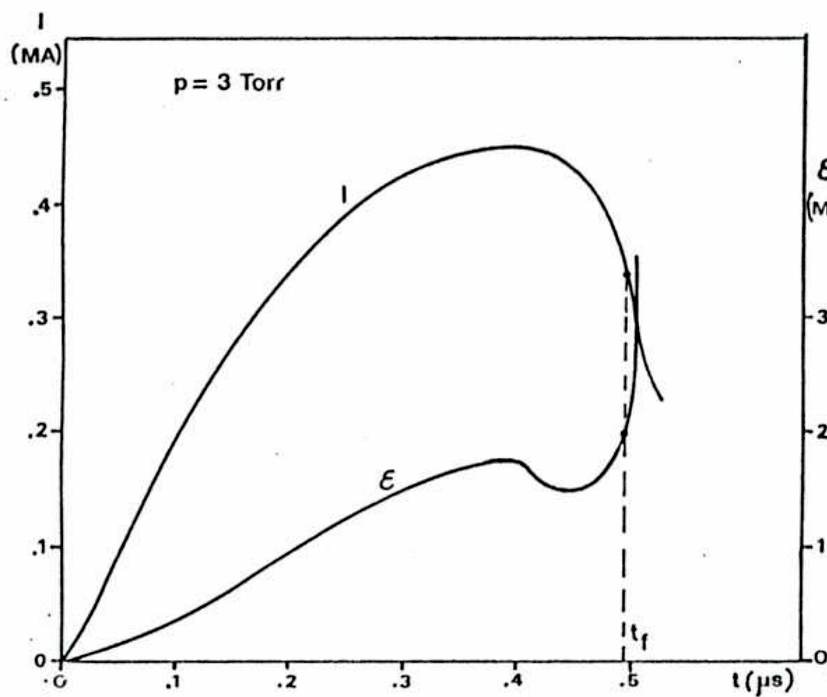
Naturalmente, la cantidad que debe reducirse, en el caso a), es L' , mientras que en el caso b) es L .

El caso a) corresponde a geometrías de "cañón corto", es decir, geometrías en las que el radio R del electrodo interior es comparable a su longitud total l . En esta situación, L' es mucho mayor en la etapa de compresión radial que en la de aceleración coaxial. Llamemos t_D y t_f a los tiempos de desborde y de focus, respectivamente ($t_f \gg t_D$) y v_r a la velocidad radial de la lámina. Puesto que $L \sim \langle v_r \rangle$, minimizar Z_D implica minimizar $\langle v_r \rangle \sim R/t_f$. El tiempo t_f puede ser evaluado a partir del modelo MHD y resulta, para geometrías de "cañón corto", $t_f \sim R \sqrt{\rho}$ por lo que $\langle v_r \rangle \sim (\sqrt{\rho})^{-1}$. Por otra parte, minimizar Z_D nos conduce, en general, a una situación en la que la impedancia externa ωL_0 es mayor que Z_D , y el periodo T de la descarga, está determinado por L_0 . Por lo tanto, para tener el focus en el máximo de la corriente de la descarga [$T/4 = (\pi/2)\sqrt{L_0 C}$], debe ser $t_f \sim R\sqrt{\rho} \sim \pi/2\sqrt{L_0 C} = \text{cte}$. Esto significa que un aumento de $\sqrt{\rho}$ debe ser compensado por una reducción de R . Este aumento de $\sqrt{\rho}$ puede extenderse solo hasta el va-

lor permitido por el límite de las altas presiones. En otras palabras, este límite es el responsable de que sea imposible tener un "cañon cero". Estos razonamientos cualitativos pueden ser confirmados a través de cálculos efectuados con el modelo MHD. Fuesto que $\langle \epsilon \rangle = \langle E_p \rangle / 2M \approx \langle v_e^2 \rangle \sim (R/t_e)^2$ y debe ser $\langle \epsilon \rangle \gg \epsilon_a \approx 1 \text{ MJ/g}$, tendremos un valor mínimo para R . Por consiguiente, el diseño de "cañon corto" representa un límite inferior para R .

En el caso b), que corresponde a $R \ll 1$ (geometría de "cañon largo"), la maximización de la corriente requiere la minimización de L , y en principio, l debe reducirse (los requerimientos para el "break-down" inicial crean la condición de una separación $R_{\text{min}} - R$ mínima entre electrodos). Esta reducción de l requerirá un aumento de la presión p para lograr que la corriente I_e esté en su máximo. Los cálculos realizados con el modelo MHD muestran la existencia de un valor mínimo para l , a partir del cual I_e decrece, a causa de que comienza a evidenciarse la influencia de L' en Z_D .

En la fig. III-10 se muestran las curvas de $I(t)$ y $\epsilon(t)$ correspondientes al diseño optimizado (en ambas versiones: cañon corto y largo) del equipo plasma focus PACO. Estas curvas corresponden a las respectivas presiones de trabajo optimas. Evidentemente, el máximo valor que puede alcanzar I_e es aproximadamente el mismo para ambos tipos de cañon. En este caso también es igual para ambas versiones la presión óptima p_{opt} ; este último resultado es accidental, ya que, en general, el diseño de cañon largo da como resultado un valor mas alto de la presión óptima. En la fig. III - 11 se presentan las curvas $\epsilon_{\text{opt}}(p)$ e $I_e(p)$ para el diseño optimizado del equipo SPEED II de Büsseldorf en sus dos versiones (cañon largo y corto). Aquí puede observarse que la presión óptima no es coincidente para ambas versiones. Las características



TANDIL PACO

FIG. III - 10

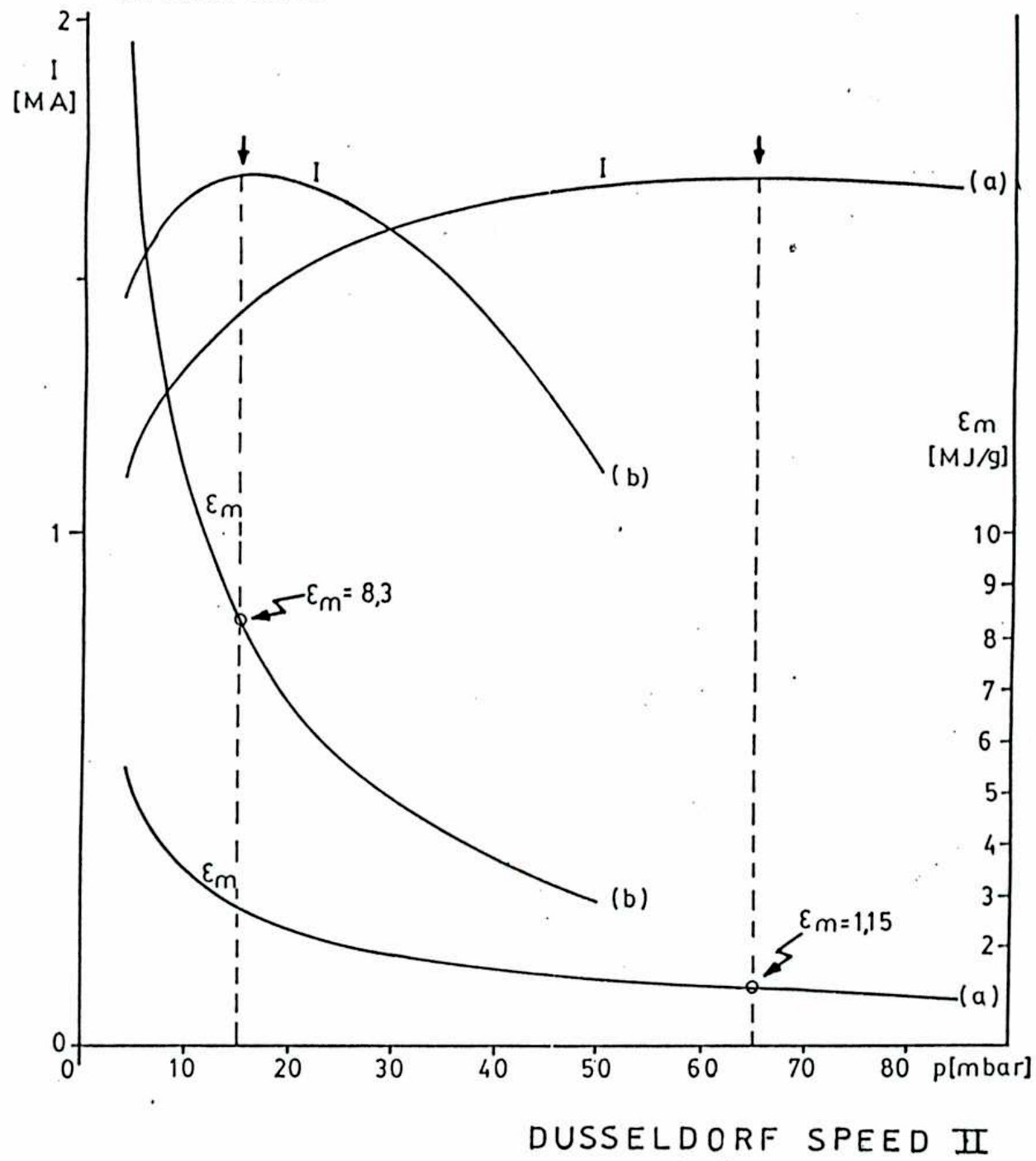
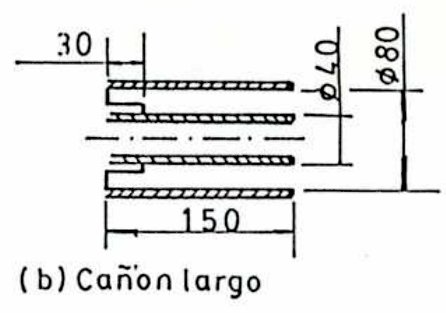
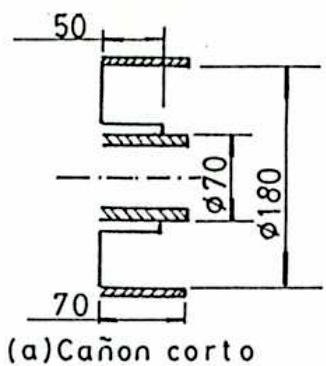


FIG. III-11

generales de este equipo son: $C = 7.5 \mu F$, $L = 16 nH$, $V = 160 kV$.

Los diseños de cañón corto y cañón largo corresponden a los dos tipos de cañón denominados, históricamente, tipo Filippov y tipo Mather. De hecho la presencia de una tapa en la geometría Filippov, no produce cambios significativos en los resultados de los cálculos con el modelo MHD. Es necesario mencionar, de todos modos, que la presencia de un electrodo externo parece afectar a la producción de neutrones, aún en el caso en que el "focus" se produjera antes que la lámina toque el electrodo externo. Este interesante hecho, que merece ser investigado, sugiere una influencia de la configuración de campo eléctrico en la estabilidad del pinch, por lo que podría justificarse una influencia de la forma del electrodo exterior en la producción de reacciones de fusión.

III-5 Hipótesis sobre el origen del límite de las altas presiones y sus consecuencias

El hecho que ϵ_1 tenga, aproximadamente, el valor de la energía específica de ionización del deuterio sugiere que el "corte" en la producción de neutrones está conectado con el proceso de ionización en la onda de choque durante la compresión radial. Se propone la siguiente hipótesis que intenta explicar el límite de las altas presiones: Si la energía que la onda de choque puede transferir no es suficiente para lograr una ionización completa del gas neutro que enfrenta, el campo magnético puede difundir en el plasma y, por lo tanto, el pistón magnético pierde efectividad, justo en la etapa más crítica. Si la alta temperatura del focus se debe, esencialmente, a la termalización de la energía cinética (dirigida) adquirida por los iones durante la etapa de aceleración radial [Ref. 11], una pérdida de la eficiencia del pistón magnético puede disminuir fuertemente la producción de reacciones de fusión.

Si, en cambio, el calentamiento de los iones es principalmente originado en procesos turbulentos [Ref. 12], el efecto podría ser explicado en terminos de diferencias en la distribución espacial de la corriente.

Durante los momentos iniciales de la descarga (en los que $\epsilon(t)$ crece a partir de cero), ϵ es inferior a ϵ_c . pero, en general, este valor insuficiente de ϵ afecta a la descarga solo en la etapa coaxial, ya que ϵ alcanza valores superiores a ϵ_c antes de que comience la etapa de implosion radial. Sin embargo, si ϵ mantiene valores muy bajos durante las etapas iniciales, una porcion significativa de gas neutro queda en la zona del aislante, lo que provoca las frecuentemente observadas redescargas sobre el aislante en el momento en que se producen picos de sobretension durante la compresión radial. Por otra parte, la filamentación de la lamina de corriente observada a muy altas presiones [Ref. 13] puede corresponder a configuraciones de la lámina de corriente de mínima energia, debido a que la ionización es ineficiente cuando $\epsilon < \epsilon_c$.

REFERENCIAS

- [1] H. Bruzzone, R. Delellis, R. Gratton, H. Kelly, M. Milanese, J. Fouzo, Proc. of VI Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden 1976, Vol. III, p. 491
- [2] Ch. Maisonnier, F. Fecorella, J. F. Rager, Int. Conf. in Pl. Phy. and Contr. Nucl. Fus. Research, IAEA 33/E62, 1974, V. 3, p. 99.
- [3] H. Rapp, Physic Letters 43A, p. 420 (1973)
- [4] Steinmetz, Ph D Thesis, p. 124
- [5] A. Bernard, 3th Topical Conference in Pulsed High Beta Plasmas, Culham, 1975. Invited Paper "Plasma Focus"
- [6] C. Goullan, H. Kroegler, Ch. Maisonnier, J. F. Rager, B. Robouch, Proc. of 2nd Int. Conf. On Energy Storage, Compres. and Switching, Venice, 1978, Pl. Press. N.r., (1983) 221
- [7] O. Zucker, W. Bostick, R. Gullickson, J. Long, J. Luce, H. Sahlin, UCRL - 5 1872, Lawrence Livermore Laboratory, California, 1975
- [8] J. Vargas, F. Gratton, H. Bruzzone, H. Kelly, en Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976), vol. 3, IAEA, Viena (1976) 483
- [9] M. Milanese, J. Fouzo, "On The Efficient Operating Conditions in FF Devices". en la 100^a Reunión de la "Deutsche Physiklische Gesellschaft", Wurzburg (RFA), marzo 1982
- [10] G. Decker, W. Kies, W. Maysenholder, G. Fross, "Effizienz schneller strom starker Fokulentladungen", Wurzburg (RFA), marzo 1982

- [11] L. A. Artsimovich, Controlled Thermonuclear Reactions, Oliver and Boyd Edinburg and London (1964) 129
- [12] Ch. Maisonnier, F. Fecorella, F. Rager, M. Samuelli, en "Pulsed High Beta Plasmas" (Proc. 2nd Topical Conf. Garching, (1972) 171
- [13] H. Bruzzone, R. Gratton, H. Kelly, M. Milanese, J. Fouzo, en "Energy Storage, Compr. and Switching" (Proc. Int. Conf. Asti - Torino, 1974) Plenum Press, N. York (1975) 255

CAPITULO IV

LIMITES DE OPERACION DE LOS PLASMA FOCI

IV-1 Introduccion

Como vimos en el cap. III, la cantidad Y de neutrones de fusión $D-D$ producidos en los plasma foci cumple con la ley de escala $Y \sim I_p^\alpha$, con $4 \lesssim \alpha \lesssim 5$, (donde I_p es la corriente en el pinch)[1,2,3]. De todos modos, en cada particular equipo, esta ley se cumple en un rango muy limitado de presiones p de deuterio. Fuera de este rango Y cae rápidamente, tanto a partir del límite superior de presiones como del inferior. La interpretación del límite superior es la que se ha dado en el cap. III. En el corriente capítulo se descubre en detalle el comportamiento de Y con p en el experimento Plasma focus FACO (2kJ, 31 kV) donde ambos límites están evidentemente presentes. Este experimento ofrece una nueva confirmación de la interpretación teórica dada para el límite de altas presiones. Respecto del límite de bajas presiones, se dan evidencias experimentales que se interpretan considerando que este límite surge como consecuencia de que la lamina de corriente puede ser considerada durante la etapa de compresión radial como onda de choque fuerte con pérdida de energía por procesos anelásticos. También se dan algunas hipótesis tendientes a explicar el comportamiento de $Y(p)$ en el intervalo entre ambos límites.

IV-2 El dispositivo experimental

El banco de capacitores del equipo FACO tiene las siguientes características:

Capacidad:	4 μ F
Inductancia parásita:	47 nH
Tensión de operación:	28 a 32 kV

Los electrodos están contruidos en bronce y el aislante es un tubo de

Fyrex. El electrodo interno es un cilindro hueco y el externo está compuesto por una serie de barras cilíndricas. Las dimensiones se dan en la fig. IV - 1.

La producción de neutrones integrada en el tiempo (10^6 por pulso, en promedio, a 31 kV de voltaje de carga y en un rango de presiones de deuterio de 0.8 a 1.7 mb) se detecta mediante dos contadores de plata activada ubicados, respectivamente, a 0° y 90° del eje del focus, para medir la anisotropía del flujo de neutrones.

El tiempo (t_f) entre el comienzo de la descarga y el instante en que la lámina de corriente alcanza el eje de los electrodos (foco) se obtiene por medio del dispositivo que se muestra en la fig IV - 2 . La señal de dI/dt (obtenida con una sonda Rogowsky) se usa para disparar el barrido del osciloscopio; el sistema optoelectrónico da la señal de un fotodetector en el instante en que la lámina de corriente alcanza la posición del foco.

IV-3. Resultados experimentales

En este experimento se usaron dos aislantes con longitudes libres l_1 de 24 y 14 mm, respectivamente. La producción de neutrones Y como función de la presión de llenado de deuterio (p) se midió en series de alrededor de veinte descargas para cada valor de p .

En la fig. IV - 3 se muestran las curvas de la producción media de neutrones \bar{Y} en función de p , obtenidas con el aislante de $l_1 = 24$ mm y para tres valores de la tensión inicial de carga: 28, 31 y 32 kV ; las curvas de trazos corresponden a los valores de la producción máxima Y_m obtenidos en la mejor descarga de cada serie. La curva $\bar{Y} = \bar{Y}(p)$ presenta, cualitativamente, las características de una curva de resonancia y no las de una función potencial. Como puede verse, el

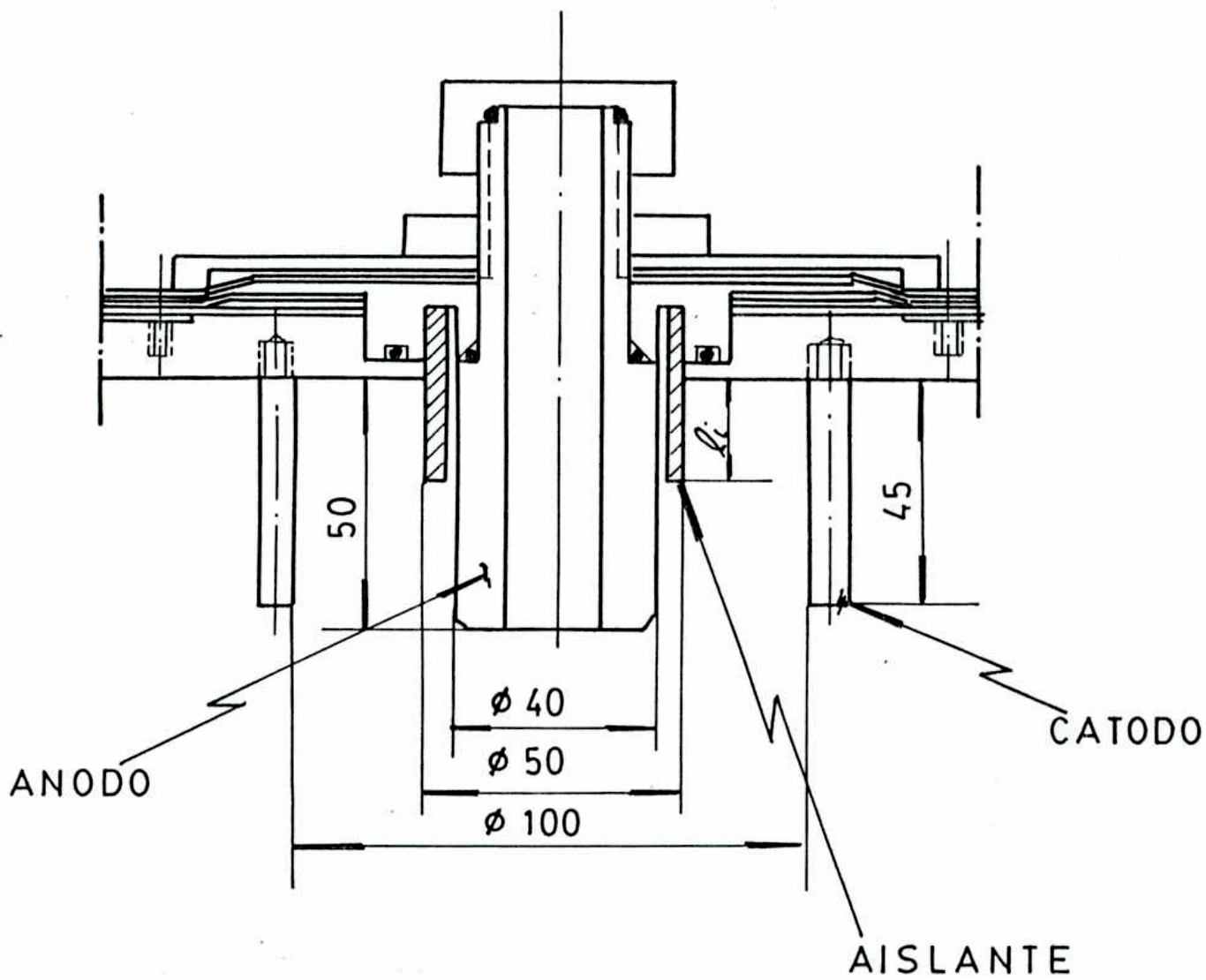


FIG. IV-1

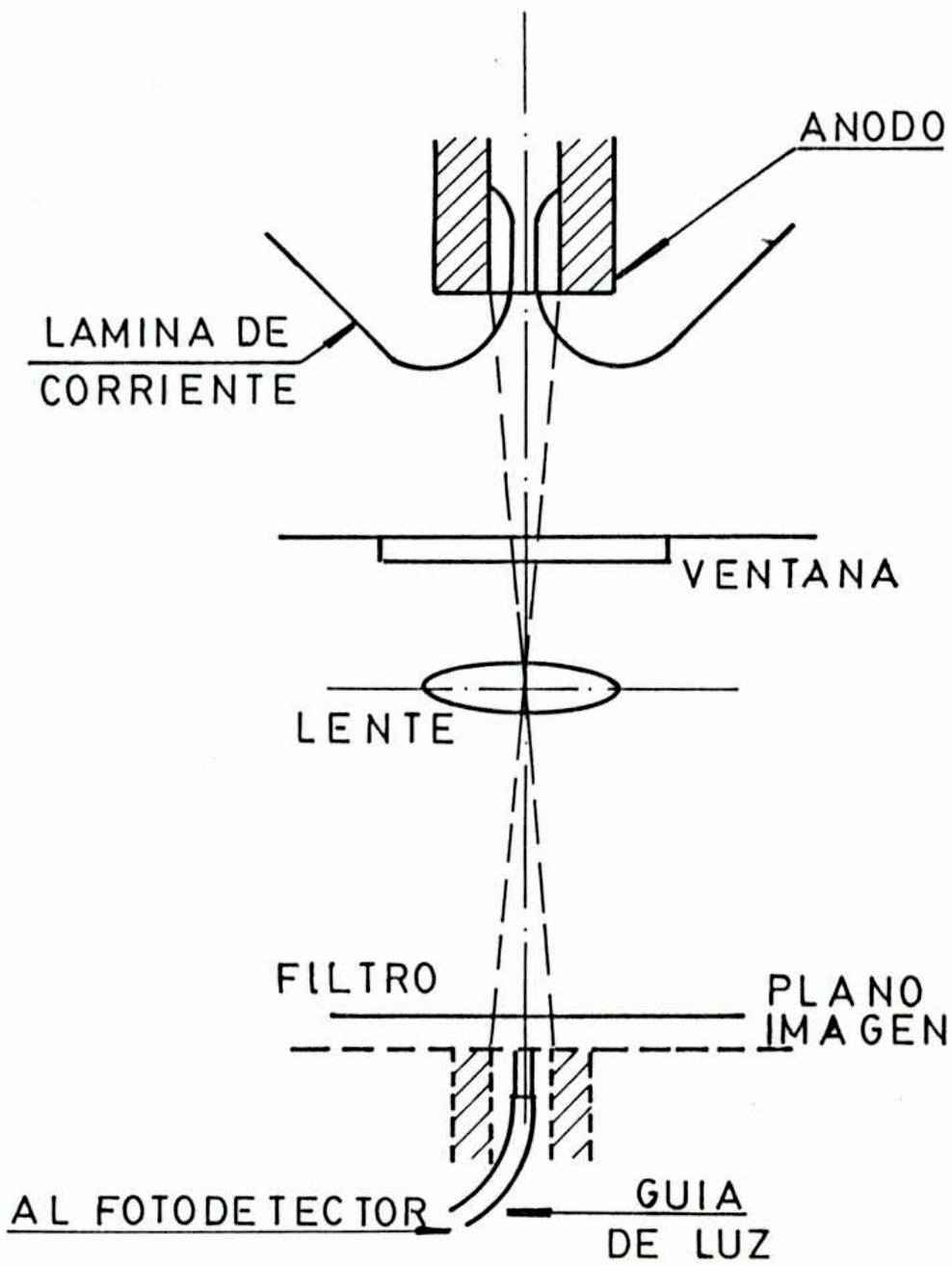


FIG. IV-2

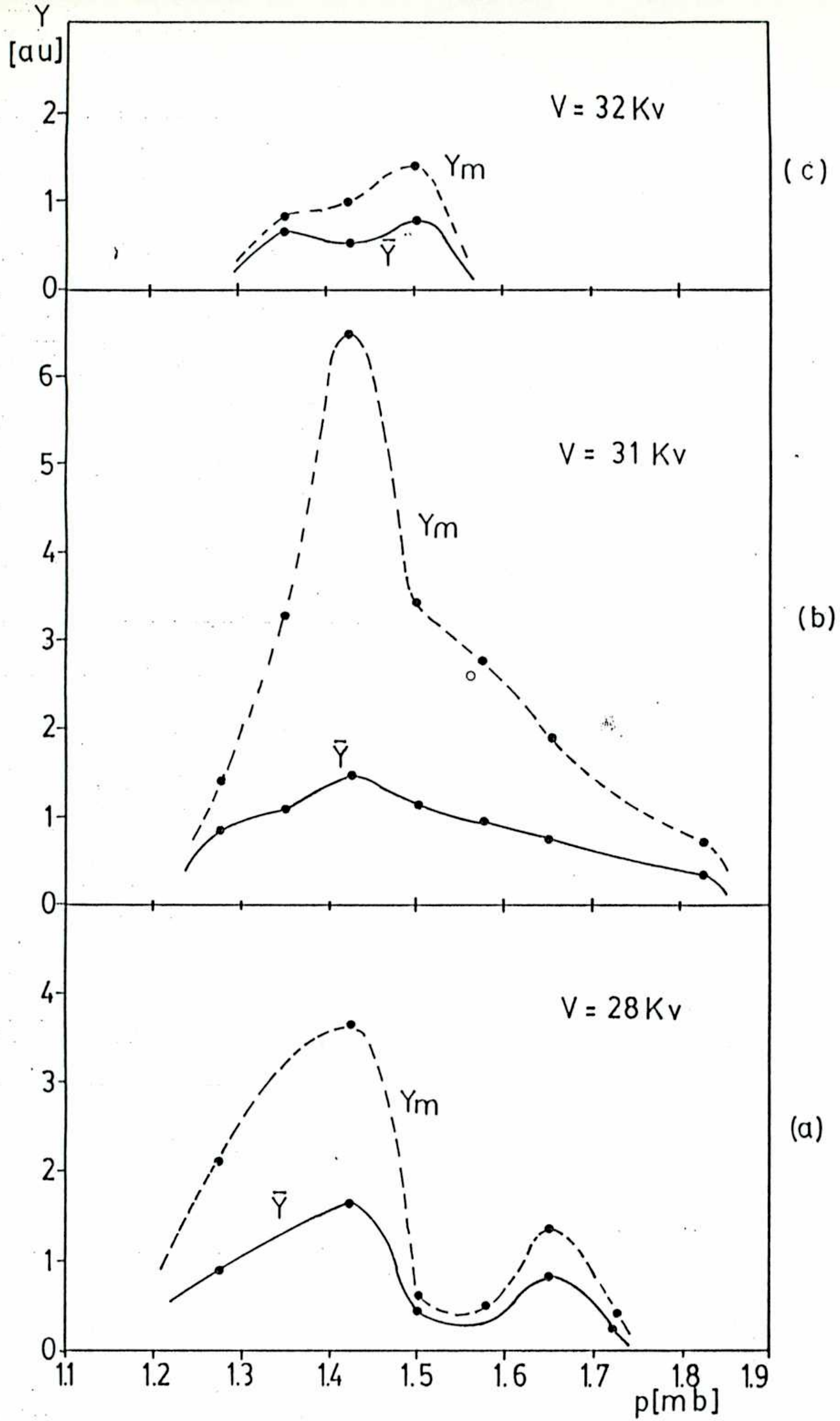


FIG. IV-3

rango de valores de p con producción de neutrones es relativamente estrecho ($\frac{1}{2} \frac{\Delta p}{P_M} < 0.15$ donde P_M es la presión media); en ese rango de presiones la corriente en el instante del foco (I_f) varía con p menos de un 5%. Fuera de este rango de presiones la posible producción de neutrones está por debajo del umbral de los detectores (10^4 neutrones para todo el ángulo sólido) y en la señal proveniente de la sonda Rogowsky no aparece el pico característico de la focalización (en la fig. IV - 4 se ve un oscilograma típico de di/dt en una descarga con producción de neutrones). Otras observaciones interesantes que pueden hacerse de las curvas de la fig. IV - 3 son:

- 1) Para $V = 28$ kV la curva $Y(p)$ presenta dos máximos relativos.
- 2) Para $V = 32$ kV la producción de neutrones es significativamente más baja que para $V = 31$ kV.

Con el aislante de $l_s = 14$ mm se realizaron mediciones de Y vs p con la misma calidad estadística, sólo para $V = 31$ kV. Los resultados se muestran en el gráfico de la fig. IV - 5. En este caso el rango de presiones es relativamente amplio ($\frac{1}{2} \frac{\Delta p}{P_M} \sim 0.3$), y la curva $\bar{Y}(p)$ presenta dos mínimos relativos.

En este último experimento se midió, simultáneamente con Y , el tiempo t_f para cada valor de la presión. En cada serie de descargas con la misma presión, por razones no identificables y no reproducibles y que, por lo tanto, podemos calificar como aleatorias, t_f tiene una variación del orden de 10 - 20%, e Y varía por un factor entre 0.3 y 3 respecto de \bar{Y} . Analizando los resultados, se observa una clara correlación entre \bar{Y} y t_f . En la fig. IV - 6 se muestra el gráfico \bar{Y} en función de t_f para dos valores de p , que se obtiene promediando las medidas de Y en todas las descargas con el mismo valor de t_f . En la misma figura están representados también los valores de Y_m vs t_f . Para $p = 1.3$ mb

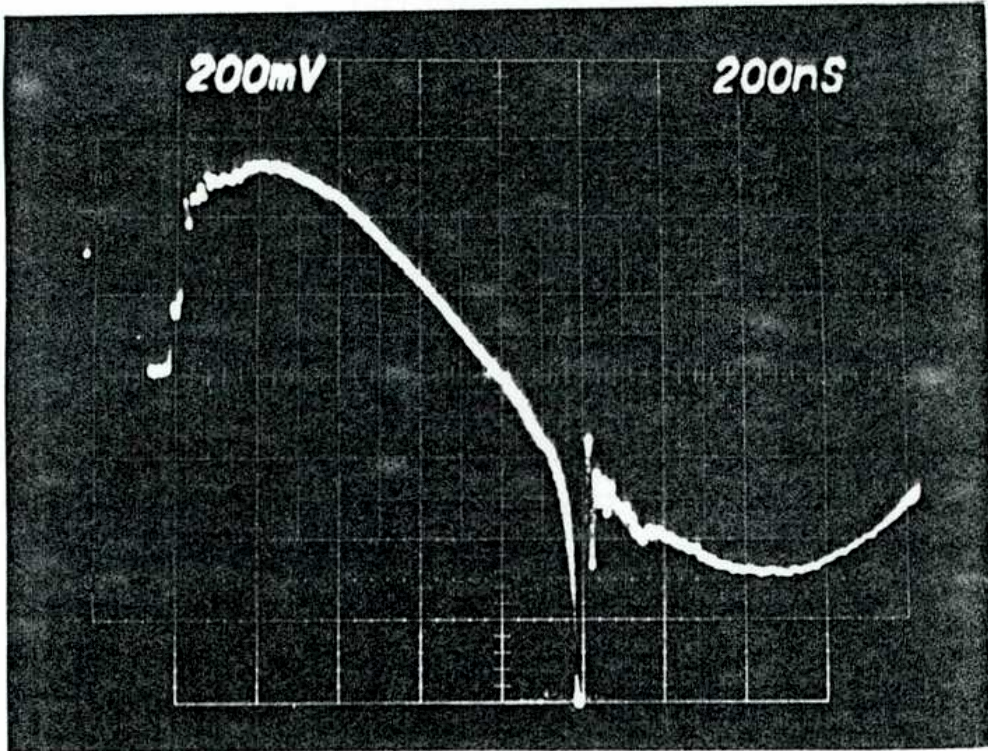


FIG. IV-4

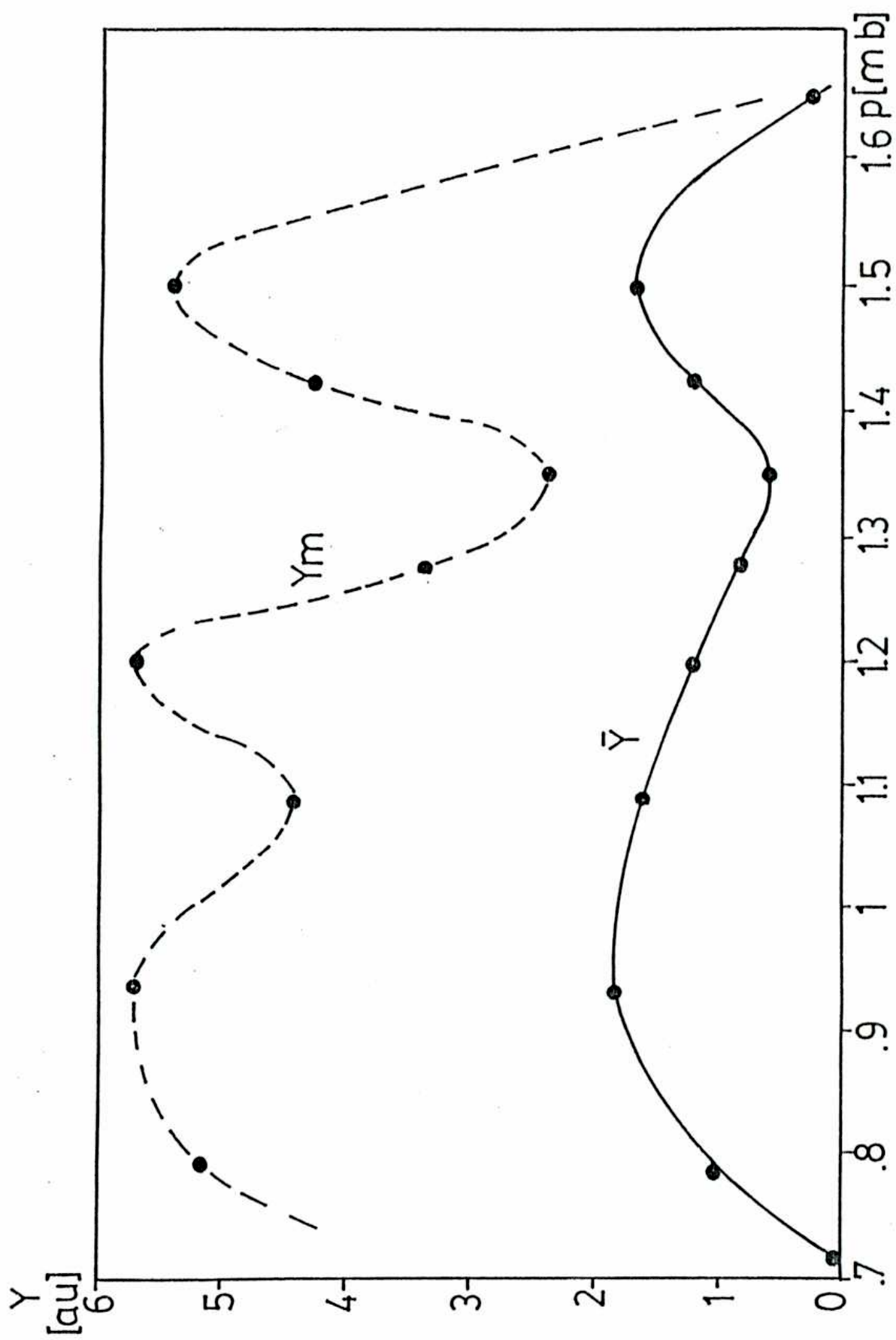


FIG. IV-5

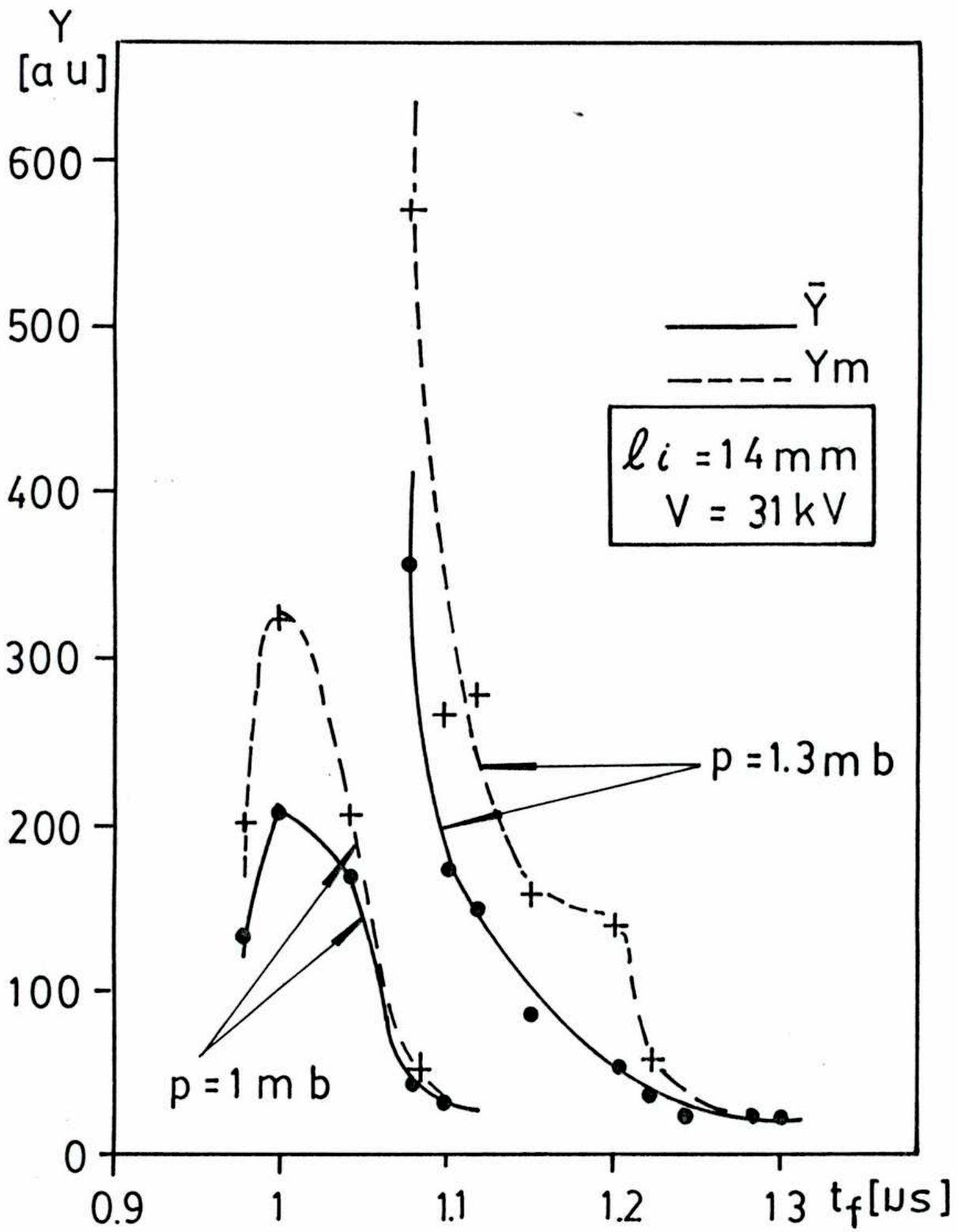


FIG. IV-6

(parte media del rango de presiones). Y crece exponencialmente para t_* decrecientes. Es decir, Y es mayor cuanto más rápidamente evoluciona la lamina de corriente. Para $p = 1 \text{ mb}$ (valor cercano al límite de bajas presiones) Y también crece cuando t_* decrece pero solo hasta un límite en el cual Y cae abruptamente cuando t_* decrece. Es una hipótesis razonable que t_*^{-1} puede considerarse como una medida de la rapidez con que evoluciona la l.c. y, más aun, considerar que las variables de t_* se generan principalmente durante la etapa de compresión radial. En efecto, se observa aquí, como en otros experimentos[4] que a un valor fijo de p no hay variaciones importantes en el tiempo entre el inicio de la descarga y el desborde de la l.c. (t_D), que suma el tiempo de formación de la lamina y el de su trayectoria coaxial. En cambio, en la etapa de compresión radial, que para cañones cortos puede durar hasta 1/3 de t_* (ver Cap. III), se producen fuertes variaciones de la velocidad que dan origen a las principales variaciones estadísticas de t_* . Por lo tanto, de los resultados aquí presentados puede inferirse que, para una presión cercana al límite de las bajas presiones el descenso de la producción de neutrones estaría ligado a un aumento de la velocidad de la l.c. en la etapa de compresión radial. Esto indicaría que la velocidad media de compresión radial de la l.c. presenta un límite superior, por encima del cual se produce un descenso abrupto en la producción de neutrones.

IV-4 Análisis de los resultados

a) El límite de la altas presiones

El límite superior del rango de presiones en el que se detectan neutrones puede ser explicado en términos de la hipótesis propuesta en ref. [5]. Si la energía transferida por la lámina de corriente al gas neutro barrido durante la etapa de compresión radial no es suficiente

para producir una ionización completa, el plasma se vuelve transparente al campo magnético y el "piston magnético" pierde efectividad en esta etapa crítica.

Dicho de otro modo, la alta densidad del gas neutro reduce la velocidad de la lámina de corriente por debajo de la velocidad crítica de Alfvén $v_A(\delta)$ en la etapa de compresión radial, y por lo tanto se reduce la compresión efectiva. Esta situación corresponde a la condición $\epsilon_m < \epsilon_i$, donde ϵ_m es el valor mínimo de energía específica disponible para la ionización del gas neutro barrido durante la etapa de "roll-off", y ϵ_i es la energía específica de ionización del gas. En la tabla IV-1 se da $\epsilon_m(p_m)$ (calculados usando el modelo "snow-plow" bidimensional de ref. [7]), donde p_m es el valor del límite de las altas presiones para Y de las curvas experimentales que se muestran en las fig. IV-3 y IV-5. Como puede verse allí, el valor de $\epsilon_m(p_m)$ es, en todos los casos, muy cercano a ϵ_i . En consecuencia, estos experimentos confirman una vez más el efecto del límite de las altas presiones.

b) El límite de las bajas presiones

Cuando se reduce la presión de llenado de deuterio, a partir de p_m , ϵ_m aumenta (ver fig. IV-7), pero se observa un límite para las bajas presiones (p_L) alcanzado el cual Y cae aun cuando la corriente en el pinch no varía significativamente. El comportamiento de Y en función de t_* (ver fig. IV-6) sugiere una vía de explicación para este límite. Cuando p tiene un valor intermedio entre p_m y p_L , la producción de neutrones es mayor cuanto más rápida es la compresión, pero cuando es próxima de p_L , una compresión muy rápida coincide con una reducción de Y. En otras palabras, pareciera que la velocidad de compresión de la lámina de corriente debiera ser no inferior, pero tampoco muy superior a v_A .

TABLA IV-1

V (kV)	l_i (mm)	P (mb)	ϵ_m (MJ/g)
28	24	1.7	0.86
31	24	1.8	0.86
32	24	1.5	1.00
31	14	1.6	1.06

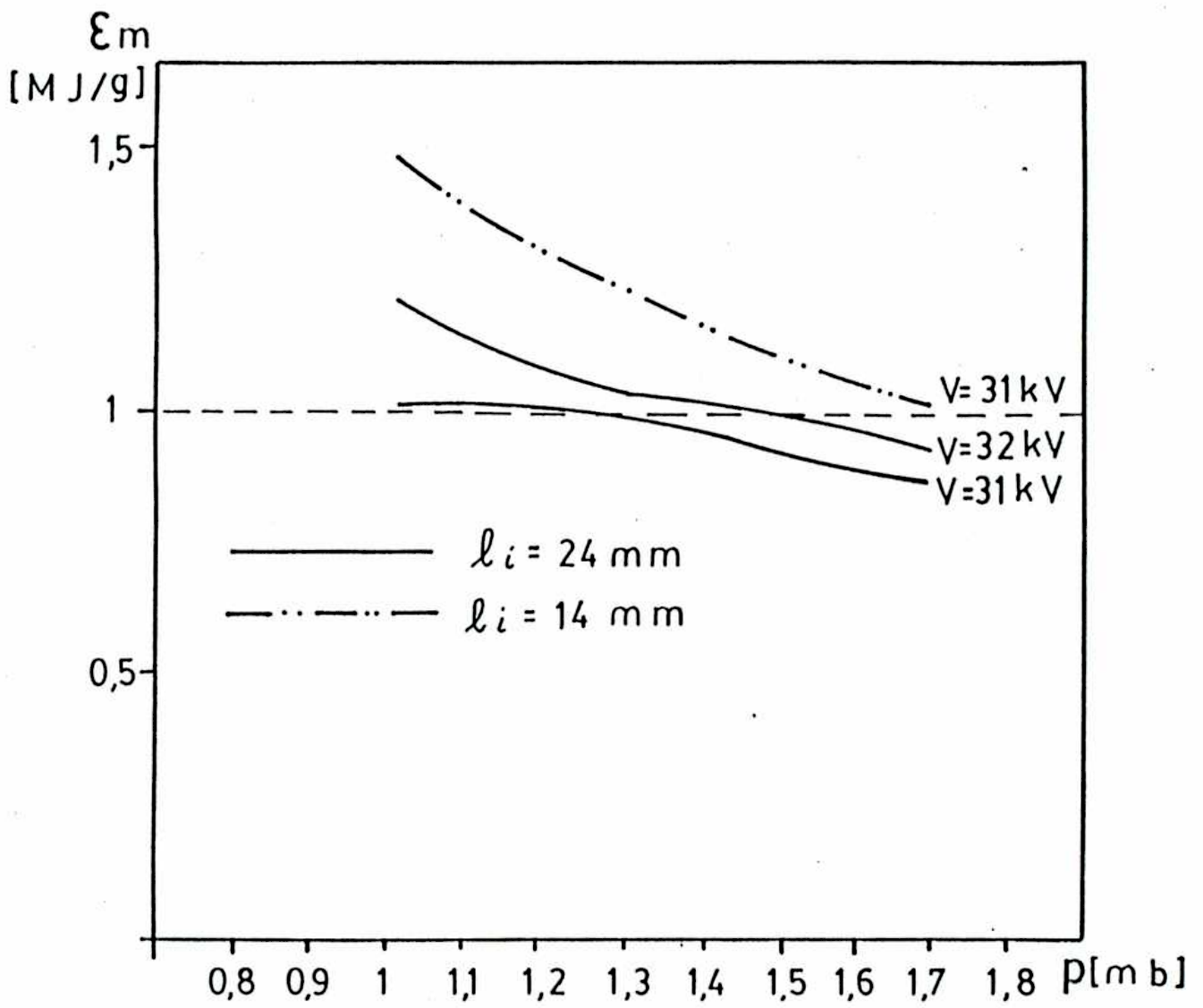


FIG. IV-7

Mediante el uso de un modelo simple intentaremos dar una interpretación consistente para el origen de este límite de bajas presiones. La lámina de corriente puede ser considerada como una onda de choque en la cual, ó inmediatamente después de la cual, existe una pérdida de energía cinética de las partículas. En efecto, una porción significativa de la energía cinética del gas que ingresa a la onda de choque, se "pierde" por procesos no elásticos tales como, por ejemplo, ionización y excitación, puesto que no es restituida al sistema durante el fenómeno, ó bien es irradiada. Planteando las ecuaciones de Rankine-Hugoniot para una onda de choque plana en el sistema de referencia de la interfase, si se incluye en la ecuación de la energía un término correspondiente a la energía específica Q perdida desde el punto de vista cinético por los procesos antes mencionados, se tiene:

$$P_0 v_0^2 + (\gamma - 1) P_0 \epsilon_0 = P_1 v_1^2 + (\gamma - 1) P_1 \epsilon_1 \quad \text{IV - 1}$$

$$\frac{v_0^2}{2} + \gamma \epsilon_0 = \frac{v_1^2}{2} + \gamma \epsilon_1 = Q \quad \text{IV - 2}$$

$$P_0 v_0 = P_1 v_1 \quad \text{IV - 3}$$

donde P_0 , v_0 , ϵ_0 son, respectivamente, la densidad, la velocidad y la energía térmica específica del gas en el medio no perturbado, y P_1 , v_1 y ϵ_1 son las mismas magnitudes en el plasma ($\gamma = 5/3$ es el coeficiente de entalpia). En primera aproximación se puede considerar $Q \approx \epsilon_1$, introduciendo en las ecuaciones anteriores la velocidad crítica v_A a través de la expresión [Ref. 6]:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{2} v_A^2$$

se obtiene:

$$k^2 - 2 \beta (\gamma + 1) k + \beta (\gamma + 1) = 0 \quad \text{IV - 4}$$

donde $k = p_1 / p_0$ es la relación de compresión,

$M = v_0 / [\gamma (\gamma - 1) \epsilon_0]^{1/2}$ es el número de Mach

y $\beta = [2/M^2 + (\gamma - 1) [1 - v_A^2/v_0^2]]^{-1}$

Fuestró que v_0 es la velocidad (en el sistema de referencia de la interfase) con la que el gas neutro cruza la interfase, resulta equivalente a la velocidad de la lámina de corriente en el sistema laboratorio.

Por lo tanto, de la ecuación IV - 4 se pueden calcular algunos parámetros de la onda de choque en función de la velocidad v_0 de la lámina de corriente. En la fig. IV-8 puede observarse el comportamiento de la relación de compresión k en función de v_0/v_A . Cuando $v_0 \gg v_A$, $k \rightarrow 4$, que es la relación de compresión clásica para una onda de choque, y la temperatura T alcanza a algunas decenas de eV. Cuando $v_0 \rightarrow v_A$, T disminuye pero k crece por dos o tres órdenes de magnitud. Por otra parte, la densidad final del pinch ρ_p está relacionada con la densidad ρ_1 de la lámina de corriente en las etapas finales de la compresión radial. En efecto, en la literatura se encuentran resultados experimentales que muestran que ρ_p es del mismo orden de ρ_1 [8,9,10]. Entonces, suponiendo que es $\rho_p \sim \rho_1$, y considerando que una reducción significativa de ρ_p pueda afectar la producción de neutrones, un valor de la velocidad de la lámina de corriente (l.c.) mucho mayor que v_A puede ser origen de un límite de bajas presiones para la producción de neutrones. La temperatura de la l.c. es muy baja en comparación con la temperatura del pinch T_p y, por lo tanto, parece no cumplir un rol importante en la producción de neutrones.

En cambio T_p puede estar determinada, fundamentalmente, por mecanismos de la fase del pinch ("randomización" de la energía cinética,

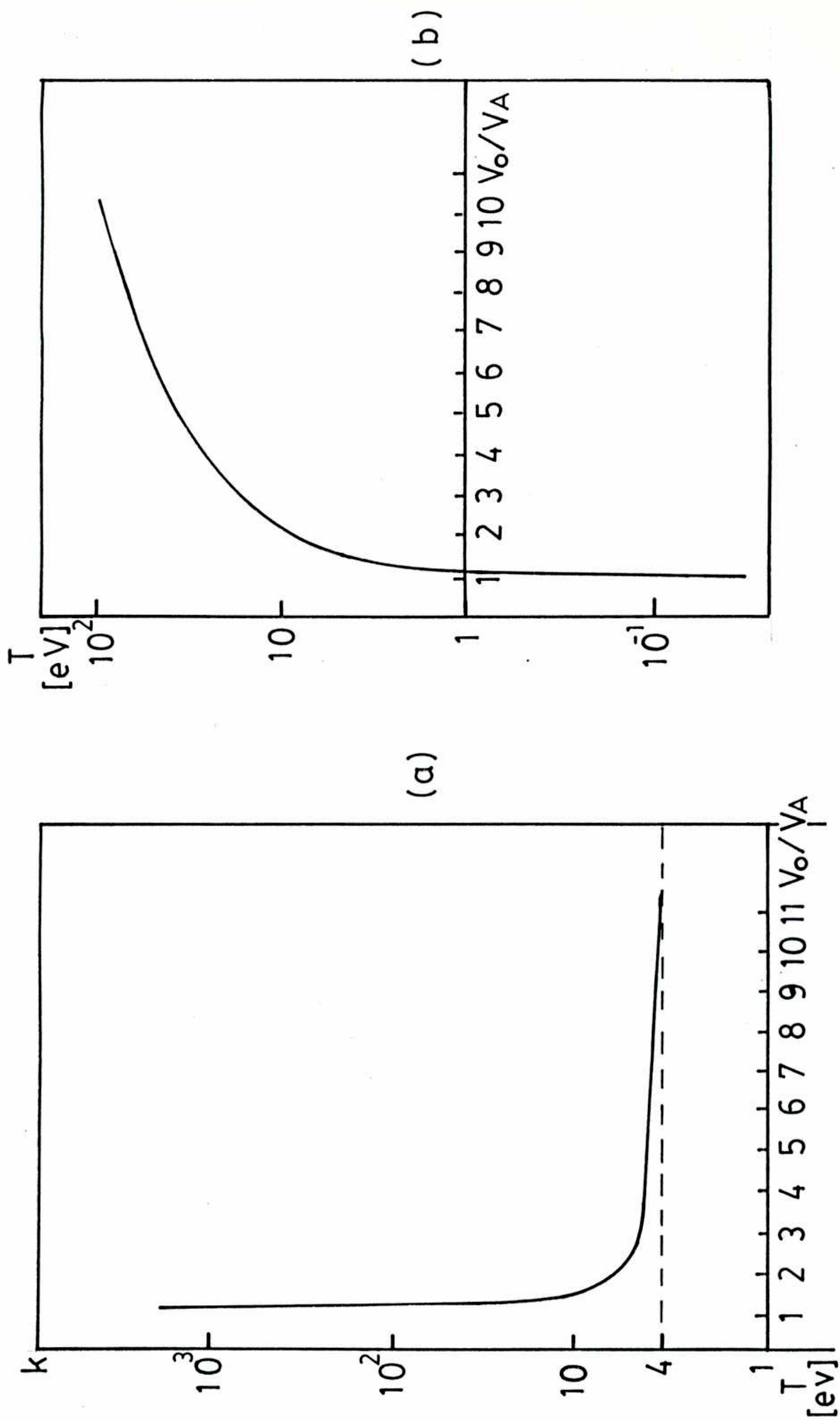


FIG. IV-8

calentamiento por efecto turbulento, etc.) y T_p y los mecanismos de haces pueden tener relación con v_0 .

De todos modos la condición $v \approx v_A$ parece corresponder a láminas de corriente muy especiales, caracterizadas por un alto grado de ionización, pero también por una elevada densidad, producto del alto factor de compresión posible gracias a la energía "perdida" por procesos anelásticos. Si $v < v_A$, la lámina se forma mal por ionización insuficiente, si $v > v_A$ la lámina se hace más ancha y tenue. En este sentido, la condición $v = v_A$ tiene carácter de resonancia. No es irrazonable pensar que estas láminas especiales que se forman cuando $v \approx v_A$ son las necesarias para formar pinches densos con alta producción de neutrones.

c) La producción de neutrones entre el límite de altas y el de bajas presiones

Tanto los resultados experimentales del equipo PACO como los deducidos a través del modelo snow-plow 2D, así como mediciones directas realizadas en otros laboratorios [11, 12, 13], muestran que la velocidad de la l.c. durante su movimiento radial, tiene valores que van desde $v_0 \approx v_A$ (4×10^6 cm/s) hasta $v_0 \approx 5 \times 10^7$ cm/s (en el caso en que p sea muy cercano a p_L).

De este modo, los deuterones del plasma son acelerados hacia el eje, pudiendo alcanzar una energía E_D entre 20 eV y algunos keV. Esta energía podrá contribuir a T_p y/o a mecanismos de haces, pero cuando E_D alcanza el orden del keV (correspondiente a $v_0 \approx 3 \times 10^7$ cm/s) puede tener un papel significativo en la producción de reacciones nucleares. En resumen, una compresión relativamente lenta contribuye a un pinch de alta densidad con energía interna baja, y una compresión muy rápida puede producir un pinch de baja densidad pero con energía interna alta.

El juego entre v_0 y ρ_s que alternativamente (o simultáneamente) puede contribuir a producir reacciones nucleares, nos ofrece una posibilidad de explicar el comportamiento de $Y(p)$ observado experimentalmente. Consideremos, por ejemplo, el comportamiento de $Y(p)$ de la fig. 3 cuando $p_L < p < p_H$. Cuando la tensión de carga es $V = 28$ kV (fig. 3a) $Y(p)$ presenta dos máximos en los extremos del rango de presiones. En el máximo de presiones altas, el crecimiento de Y con p puede deberse a un aumento de ρ_s (y ρ_n) cuando $v_0 \rightarrow v_A$. Al disminuir p , ρ_n decrece por cuanto $k \rightarrow 4$, disminuyendo entonces Y . Cuando $p \rightarrow p_L$, la velocidad de la l.c. aumenta hasta un punto en el que la energía cinética (que luego se transformará en energía térmica del pinch) alcanza un nivel significativo. Entonces Y crece nuevamente debido, probablemente, al aumento de procesos de aceleración selectiva productores de haces de iones rápidos. En efecto, hay resultados experimentales[14,15,16] que muestran que se detectan haces de iones rápidos, principalmente en bajas presiones, con una densidad relativamente baja en el pinch. Por otra parte, se encuentran valores de Y altos, a altas presiones y con bajos índices de anisotropía en el flujo neutrónico[15,17,18]. Es decir, hay dos regímenes para la producción de neutrones: un régimen de altas presiones con reacciones termonucleares y un régimen de bajas presiones en el cual son predominantes las reacciones haz-blanco[15,18]. Finalmente, cuando p es muy cercano a p_L , un valor muy bajo de ρ_n reduce la producción de reacciones nucleares o un valor muy alto de la energía interna torna inestable al sistema.

En la fig. 3b se observa que a $V = 31$ kV se presenta sólo un máximo. En este caso es posible que ambos efectos (la regulación de ρ_n a través de ρ_s y la regulación de la energía interna por v_0) están más superpuestos. Esto da un relativamente alto valor de \bar{Y} en un amplio rango de p , con muy altos valores de Y_m en descargas excepcionales. En

esta situación, y a una presión correspondiente al máximo de Y , se efectuaron determinaciones de la anisotropía A del flujo neutrónico (fig. IV-9). El valor medio de $A = 1.5$ refleja una notable influencia del mecanismo haz axial-blanco en la producción de neutrones.

Cuando la tensión se eleva a 32 kV (Fig. 3c) el rango de presiones Δp y la producción total de neutrones disminuyen fuertemente. Puede darse una justificación plausible para este comportamiento de $Y(p)$: Como puede observarse de los cálculos efectuados usando el modelo MHD bidimensional, en la geometría y tensión estudiada, la energía específica de ionización ϵ_m varía muy rápidamente con p , por lo que el límite de las altas presiones y el de las bajas presiones son muy cercanos. En efecto, en la Fig. IV-10 a) y b) se observa $\epsilon_m(p)$ para 31 y 32 kV, respectivamente. Como, además, existe una cierta aleatoriedad en la dinámica de la lámina de corriente resulta muy probable salir fuera de las condiciones óptimas de producción de neutrones.

Una última observación que se hará sobre este punto es que el rango de presiones es muy sensible a pequeños cambios en la geometría del cañón. Esta característica puede observarse comparando las curvas de Y en función de p para $l_c = 24$ mm y 14 mm, que se muestran en las fig. 3b y 5, respectivamente.

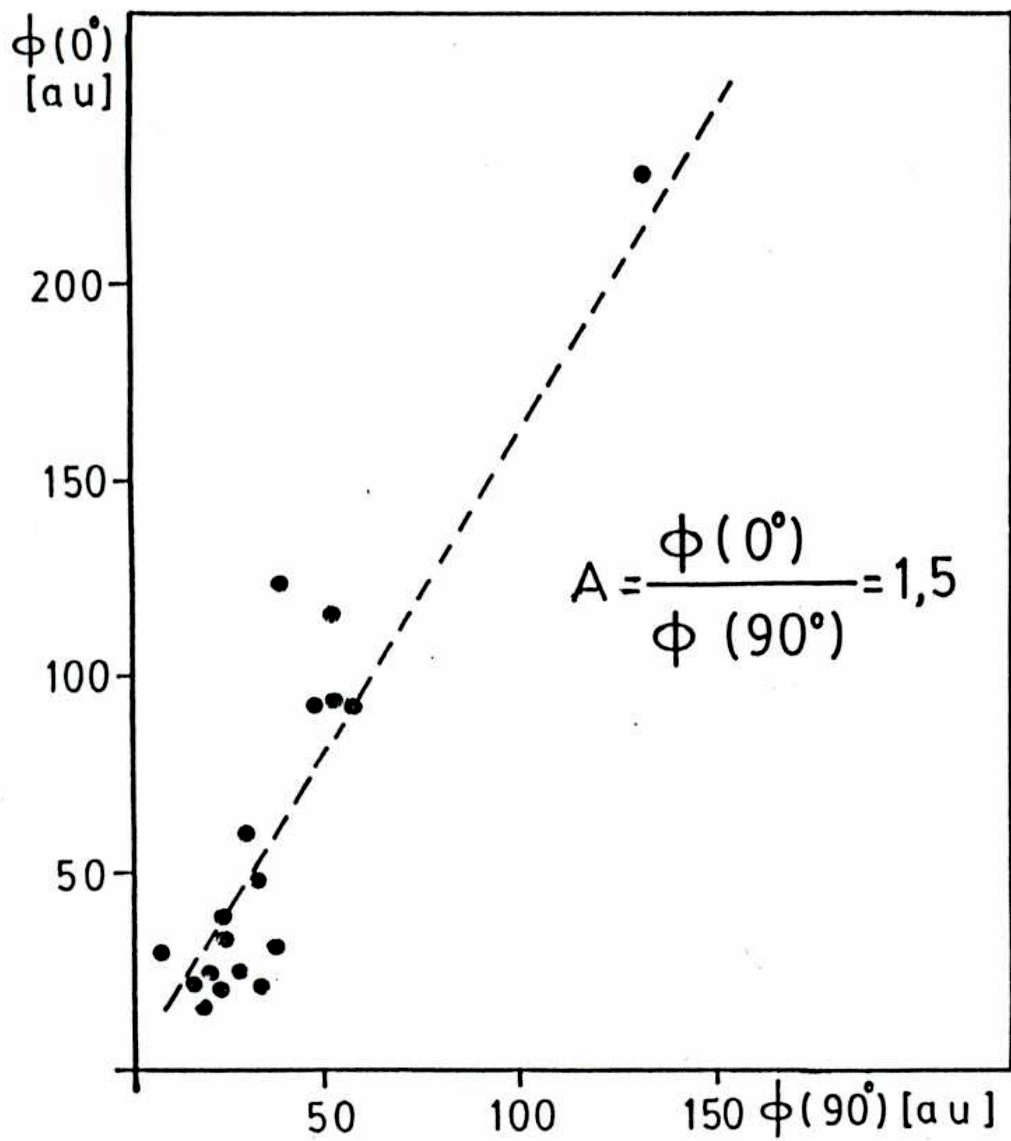


FIG. IV-9 .

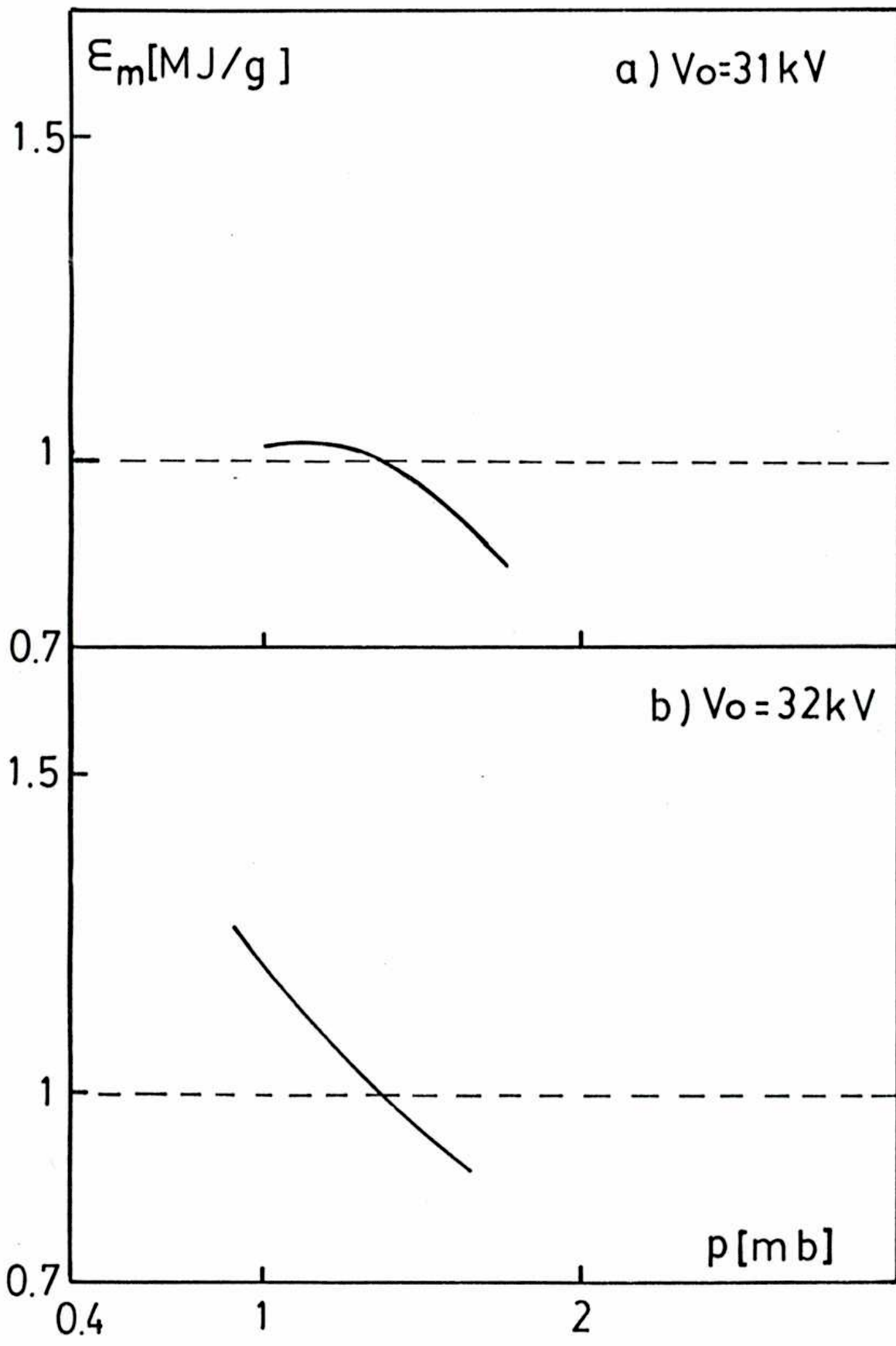


FIG. IV 10

REFERENCIAS

- [1] - FOUZO J. "El plasma focus como una posible línea de la fusión nuclear controlada", Tesis Doctoral, UNBA, 1979.
- [2] - GRATTON R., FERRO FONTANI C., KELLY H., FOUZO J., MILANESE M., SICARDI A., CASIN G., ESFER H., Spring College on Plasma Physics, Trieste 1981, ICTP (1981) p. 274.
- [3] - MILANESE M., FOUZO J., Proc. Spring College on Plasma Physics, Trieste 1987, ICTP, World Scient. Publ. Co., London (1988) p. 66.
- [4] - BRUZZONE H., GRATTON R., KELLY H., MILANESE M., FOUZO J., Proc. 1st Int. Conf. on Energy Storage, Comp. and Switching (1976), Plenum Press, N.Y., p. 255.
- [5] - MILANESE M., FOUZO J., Nuclear Fusion 25 (1985) p. 840.
- [6] - ALFVEN H., "On the origin of the solar system", Oxford at the Clarendon Press, Londres, 1954.
- [7] - VARGAS J., GRATTON F., GRATTON J., BRUZZONE H., KELLY H., en "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research" (Proc. 6th. Conf. Berchtesgaden, 1976), IAEA, Vienna (1976) Vol. 3, p. 483.
- [8] - NEWELL P., Rev. Geophysics, 23 (1985) p. 93.
- [9] - DECKER G., DEUTSCH R., KIES W., RYBACH J., Plasma Physics and Contr. Fusion 27 (1985) p. 609.
- [10]- DECKER G., KIES W., FROSS G., RYBACH J., en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart, 1983) p. 75.
- [11]- CZEKAJ S., KASPERZUK A., MIKLASZEWSKI R., FADUCH M., PISARCZYK T., WERESZCZYNSKY Z., Proc. Spring College on Plasma Physics, Trieste 1987, ICTP, World Scient. Publ. Co., London (1988) p.
- [12]- HAAS C., NOLL R., FUHL F., HERZIGER G., Nuclear Fusion 24 (1984) 1216.

- [13]- DENIS S., en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart (1983) p. 11.
- [14]- JERZYKIEWICZ A. y otros, en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart, (1983) p. 17.
- [15]- YOKOYAMA M., YAMAMOTO Y., KISODA A., YAMADA Y., KITAGAWA Y. y otros en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart (1983) p. 21.
- [16]- YAMADA Y., KITAGAWA Y., YOKOYAMA M., J., J. Appl. Phys. 58 (1985) p. 188.
- [17]- GULLICKSON R., FICKLES W., PRICE D., SAHLIN H., WAINWRIGHT T., Proc. 2nd Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Plenum Press (N.Y., 1983) Vol. 2, p. 549.
- [18]- STEINMETZ K., HUBNER K., RAGER J., ROBOUCH B., Nuclear Fusion 22 (1982), p. 25.
- [19]- FILIPPOV N., Soviet J. Plasma Phys., 9 (1983) p. 14.

CAPITULO V

LA LEY DE ESCALA DE LA PRODUCCION DE NEUTRONES:

sus posibles interpretaciones y consecuencias en el diseño de un reactor de fusión basado en el F.F.

V-1. Resumen de resultados significativos

En el capítulo II se describieron los trabajos de diagnósticas ópticas efectuados sobre el equipo SPEED I de Düsseldorf. Los resultados más importantes son los siguientes:

- Se observan columnas de radios no menores que 1 mm.
- La densidad en el plasma depende débilmente del radio del "pinch": entre radios próximos al del electrodo interior y el mínimo radio observado, la densidad se mantiene dentro del mismo orden de magnitud ($5 \times 10^{19} < \hat{N} < 2 \times 10^{19}$).

En el capítulo III se aportan resultados sobre el límite de las altas presiones del Plasma Focus.

- Se analiza la influencia de este límite en equipos de geometría muy general.
- Se muestra como puede ser evitado este límite con un diseño adecuado de los electrodos.
- Se muestra que en el diseño optimizado de los electrodos para maximizar la corriente I_p , al considerar el límite de las altas presiones, la reducción de la impedancia de la descarga puede hacerse por dos caminos: reduciendo los diámetros (diseño de cañón largo) ó bien partiendo de longitudes muy cortas (diseño de cañón corto). El resultado obtenido por ambos caminos es similar en cuanto al valor de I_p obtenible pero con geometrías diferentes. Esas dos posibles geometrías optimizadas que surgen del método explicado ofrecerían una justificación a los dos tipos históricos de cañones: el tipo Mather (cañón largo) y el

tipo Filippov (cañón corto).

En el capítulo IV se presenta el comportamiento de Y con p en el experimento plasma focus FACO.

- Se confirma la presencia en este equipo del límite de las altas presiones relacionado con la energía de ionización por unidad de masa.
- Se observa la existencia de un corte muy abrupto en la producción de neutrones hacia las bajas presiones, por lo que tal producción está entre límites de presión bien determinados, a igualdad del resto de parámetros externos, en un rango muy estrecho ($\Delta p \sim 1$ mb).
- Se relaciona a este límite con la velocidad crítica de Alfvén para ondas de choque ionizantes.
- Se efectúa un análisis fenomenológico de la producción de neutrones entre ambos límites, y se da una explicación plausible en base a la velocidad crítica de ionización.

V-2. Una ley de escala empírica, teniendo en cuenta los límites de presión para la operación del P.F.

El plasma focus puede ser descrito como un plasma autoconfinado por efecto "pinch". Por lo tanto resulta natural investigar la posible dependencia de la producción de neutrones Y con la corriente en el pinch I_p . En efecto, han sido propuestas varias leyes de escala de Y en función de I_p [1-3]; en la actualidad la dependencia más aceptada es $Y \sim I_p^4$, que ha sido comprobada en muchos experimentos individuales. De todos modos, es necesario establecer bajo qué condiciones puede ser adoptada una ley general del tipo $Y \sim I_p^a$. Por ejemplo, en el régimen de funcionamiento de un equipo por encima del límite de las altas presiones, Y cae aun cuando la corriente I_p en función de la presión es todavía

creciente. Como se vió en el Cap. III este corte en la producción de neutrones está relacionado con la energía de la lámina de corriente disponible para ionizar el gas barrido durante la etapa de compresión radial: si la energía que a través de la onda de choque se transfiere al gas neutro no es suficiente para ionizarlo en forma completa, el campo magnético difunde en el plasma y, por lo tanto, el pistón magnético pierde eficiencia justamente en la fase más crítica.

Por otra parte, cuando la velocidad de la onda de choque es muy alta [4], la relación de compresión se hace muy baja y esto redundaría en una deficiente producción de reacciones nucleares. Es, por lo tanto, razonable no considerar en el análisis de una ley de escala los puntos con presiones que estén por encima del límite de las altas presiones o por debajo del límite de las bajas presiones. Para elaborar una ley de escala empírica $Y \sim I_p^\alpha$, frecuentemente se encuentran en la literatura valores medidos de Y , pero no los valores de I_p . Mediante el modelo MHD bidimensional de Ref. [5 y 6] pueden calcularse los valores de I_p con un error menor que el 10%. A la vez, este modelo permite comprobar si el experimento está o no afectado por el límite de las altas presiones.

Con esta metodología fue elaborada la fig. V-1, donde se ha representado, en escala logarítmica, \bar{Y} vs I_p para 117 experimentos en los que \bar{Y} no está afectado por el límite de las altas presiones. Los puntos se alinean sobre la recta $\bar{Y} \sim I_p^{4.7}$, con un coeficiente de correlación mayor que 0.9. Si, en particular, elegimos los puntos que corresponden a pequeños experimentos (alrededor de 1kJ de energía en el banco) la recta más probable tiene una pendiente significativamente mayor.

En los experimentos que se consideraron para formular esta ley de

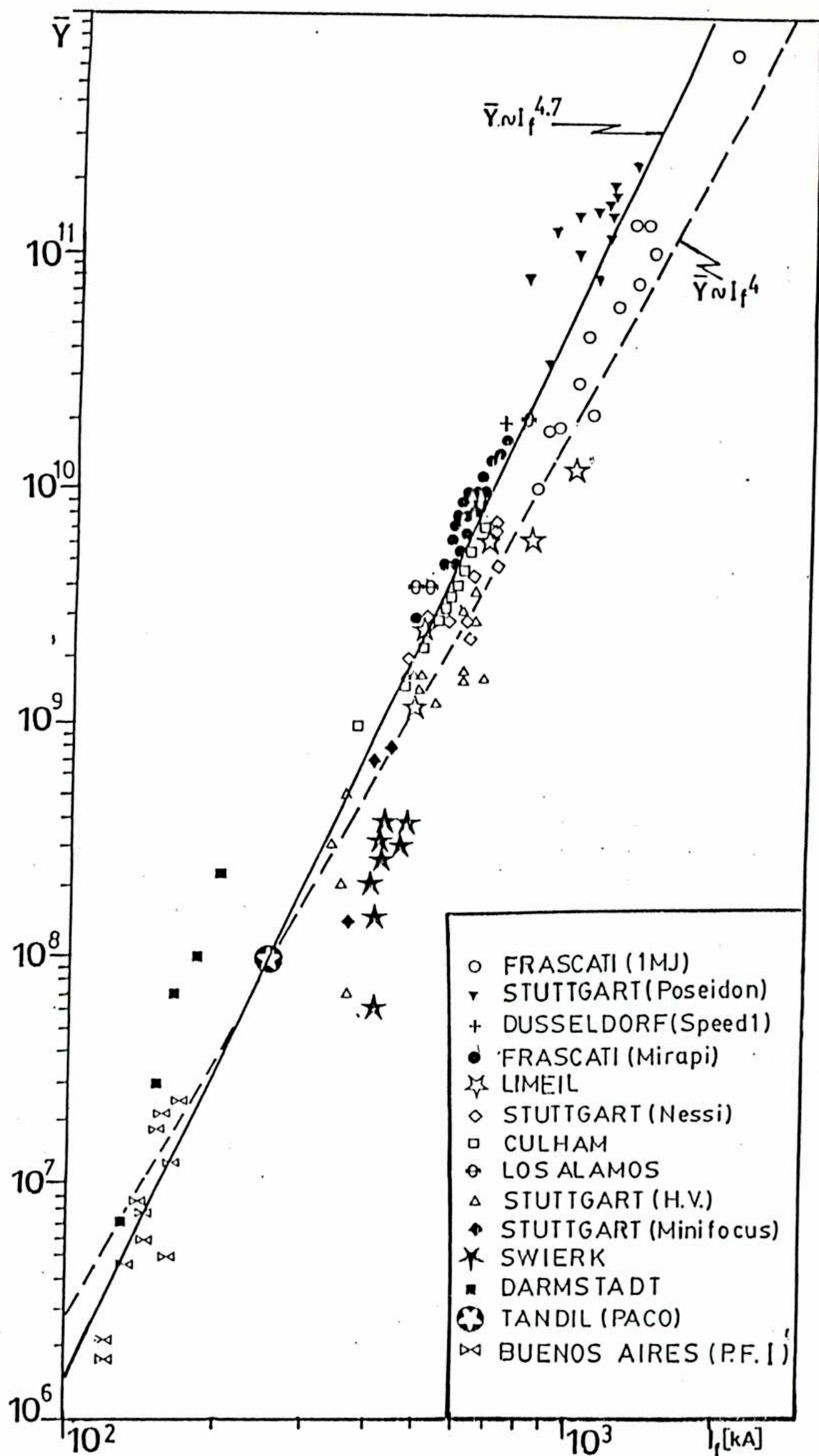


FIG. V-1

escala empírica, la energía almacenada en el banco de capacitores tenía valores entre 1 y 650 kJ, la tensión de carga entre 17 y 160 kV y la relación geométrica entre la sección transversal y la longitud del electrodo interno ($\pi a^2/l$) estaba comprendido entre 0.2 y 31 cm. Un hecho destacable es que la dependencia de Y con I_p parece ser válida tanto en experimentos que presentan evidencia de distribuciones de iones no térmicos cuanto en experimentos en los que esas evidencias son muy débiles ó inexistentes. Esto sugiere que la interpretación física que se dé a la ley de escala debe abarcar una gran cantidad de situaciones.

V-3. Fosibles interpretaciones de la ley de escala a partir de modelos básicos.

a) El foco como un pinch cuasiestacionario.

El foco tiene una temperatura iónica media de 1 a 3 keV y está confinado por un tiempo $\tau \sim 100$ ns. Por lo tanto, el proceso termonuclear debe estar siempre presente.

Con el propósito de estimar con qué posible ley escala la producción termonuclear con I_p , consideremos al foco como un pinch cuasiestacionario en equilibrio térmico. Por lo tanto podemos suponer que vale la ecuación de Bennett [7]:

$$I^2 = 3.2 \times 10^{-7} N_1 T \quad (V-1)$$

donde I es la corriente en el pinch (en A), N_1 es la densidad lineal total (en cm^{-1}) y T es la temperatura (en keV). La cantidad de neutrones producidos por reacciones termonucleares D-D está dada por la expresión:

$$Y_n = 1/2 n^2 \langle \sigma v \rangle \tau V \quad (V-2)$$

donde n es la densidad de iones, τ es el tiempo de vida del plasma, V el volumen del plasma y $\langle \sigma v \rangle$ es la tasa de reacciones termonucleares

Considerando al foco como un "pinch" cilíndrico con radio r y longitud l , de las ecuaciones (V-1) y (V-2) resulta:

$$Y_e = \frac{1.6 \times 10^{12} \langle \sigma v \rangle l \tau I_e^4}{T^2 r^2} \quad (V-3)$$

con r y l en cm y τ en s. Para estimar el factor $l \tau / r^2$ se adoptaron los siguientes criterios:

- Los elementos de la lámina de corriente que participan en la etapa final del pinch son aquéllos que, en la etapa del desborde, tienen una velocidad radial v_r igual o superior que la componente axial v_z (ver fig. V-2).
- El tiempo de vida del plasma (τ) se determina considerando que el escape de masa en la dirección axial se produce con la velocidad del sonido en el plasma (confinamiento inercial unidimensional). En el punto P (fig. V-2) (en el que $v_r \sim v_z$), el centro de curvatura C está muy próximo al extremo del electrodo interno, por lo tanto, la hipótesis (a) significa que $l/2 \sim r_0$. Esta relación concuerda con las observaciones experimentales.

Suponiendo que $\tau \sim 1/v_s$, con $v_s = \sqrt{\gamma kT/m}$: velocidad del sonido en el plasma, tenemos:

$$\tau \text{ (s)} \sim \frac{7 \times 10^{-9} r_0 \text{ (cm)}}{\sqrt{T \text{ (keV)}}} \quad (v-4)$$

que concuerda con los resultados experimentales.

Por lo tanto:

$$Y_e \sim \frac{\langle \sigma v \rangle}{T^{3/2}} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 I_e^4$$

Por otra parte, $\langle \sigma v \rangle / T^{3/2}$ es una función de T que, para reacciones D-D, tiene un máximo de $4 \times 10^{-21} \text{ cm}^3 \text{ (keV)}^{-3/2}$ a $T \sim 7 \text{ keV}$, pero es prácticamente constante para $T > 2 \text{ keV}$ (ver

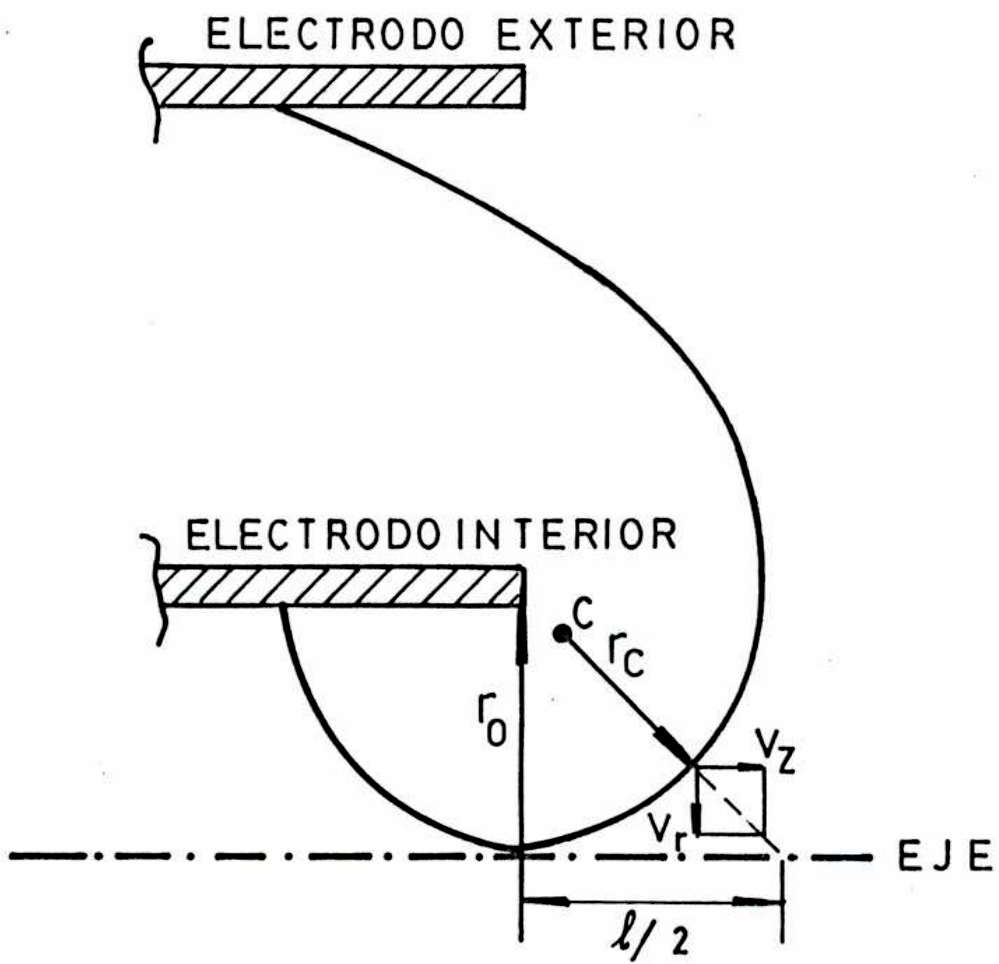


FIG. V-2

fig. V-3) manteniéndose en el mismo orden de magnitud hasta temperaturas cercanas a los 100 keV.

Adoptando el valor de esta función correspondiente a $T = 2$ keV y suponiendo que la masa se conserva: $(r_0/r)^2 = n/n_0$, tenemos:

$$Y_e \sim 2 \times 10^9 n/n_0 I_f^4 \quad (V-5)$$

con I_f en MA.

Partiendo de gas neutro con una densidad $n_0 \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, se observan generalmente en el pinch final valores del orden de 10^{19} cm^{-3} .

Tomando, entonces, $n/n_0 = 100$, resulta:

$$Y_e \sim 2 \times 10^{10} I_f^4 \quad (V-6)$$

En la fig. V-1 se muestra la recta que corresponde a la ecuación (V-6).

b) Una ley de escala Y vs I_f con hipótesis de interacción haz-blanco.

Se han detectado haces de iones de alta energía generados en el foco, principalmente en la dirección axial, y se ha determinado que la energía Q de la mayoría de las partículas está entre 50 y 300 keV [8-12].

La corriente I_i transportada el haz de iones es, de acuerdo con las mediciones efectuadas en el Laboratorio de Livermore, del orden del 1% de I_f . A este mismo resultado se ha llegado en otro laboratorio (ver ref. 8).

Por otra parte, hay resultados de diagnósticas de haces de electrones [8,13] que sugieren que la corriente en los haces de electrones de alta energía es $I_e \sim I_f$. Este resultado induce a pensar en procesos como el siguiente: el progreso de inestabilidades de la columna de plasma producen el corte de la misma, con el consiguiente establecimiento de un campo eléctrico axial que produciría la aceleración de electrones. El

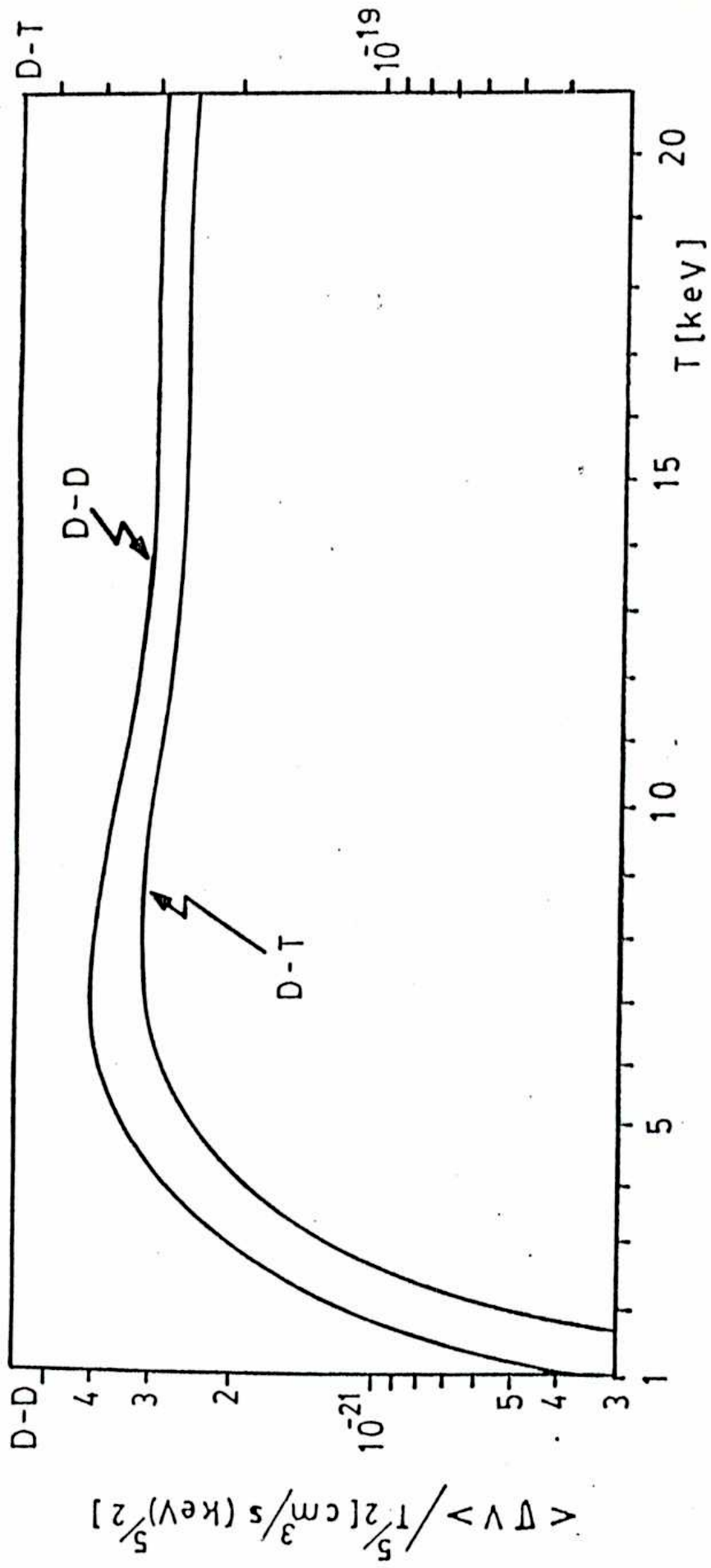


FIG. V-3

reestablecimiento de la corriente se produciría, entonces, a través de un haz de electrones. Entonces, si el mecanismo de aceleración es tal que

$$I_1 = I_0 (m_e/m_1)^{1/2} \quad (V-7)$$

teniendo en cuenta que para deuterones es $(m_e/m_1)^{1/2} = 1.7 \times 10^{-2}$ resulta la relación:

$$I_1 \sim 10^{-2} I_0 \quad (V-8)$$

La producción de neutrones Y_n con una hipótesis haz-blanco, para un haz monoenergético, está dada por:

$$Y_n = v_n n \sigma_n v_n \tau_n \quad (V-9)$$

donde n es la densidad del plasma base, y v_n , σ_n , v_n y τ_n son respectivamente, el número de partículas, la sección eficaz de fusión, la velocidad y el tiempo de vida del haz.

Puesto que $v_n = I_1 \tau_n / q$ (donde q es la carga del ión), si aceptamos que la ecuación [V-8] es una relación empírica válida, para reacciones D-D, Y_n resulta:

$$Y_n = (10^{-2} n \sigma_n v_n \tau_n q^{-1}) I_0 \quad (V-10)$$

Para estimar la constante entre paréntesis, consideremos $\tau_n \sim 10$ ns [8,14,15], $n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ y una energía del haz $Q = 150 \text{ keV}$, con lo que resulta:

$$Y_n = 9.3 \times 10^2 I_0 \quad (V-11)$$

con I_0 en A.

En líneas generales, el mejor régimen de producción de haces de iones corresponde, de acuerdo a datos publicados, a una presión de deuterio (p) más baja que los valores de p donde la producción total de neutrones alcanza su máximo. De todas maneras, para $I_0 = 1-2 \times 10^5 \text{ A}$, de la ecuación (V-11) resulta $Y_n = 10^8$, que corresponde a los valores más altos de Y medidos para ese rango de I_0 . Esto puede ofrecer una explicación plausible para la

relativamente alta eficiencia de los F.F. pequeños.

Varios autores han publicado datos de detección de haces de iones de muy alta energía ($Q > 1 \text{ MeV}$) [16,17] en todos los casos con $V_b \sim 10^{15}$. Puede verse, de la ecuación (V-9) que la interacción de un haz de tan alta energía con un plasma denso ($n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) puede dar un valor de Y_b de hasta 10^{10} neutrones. También en esos casos, el régimen de mejor producción de haces está muy lejos del régimen correspondiente al máximo de Y .

De todos modos, la relación (V-11) debe ser considerada solamente como una aproximación grosera. Por ejemplo, en un trabajo experimental muy interesante realizado por el grupo P.F. de Illinois [12], se deduce la relación $I_b \sim I_f^{2.7}$ a partir de mediciones de haces de electrones, formulándose la ley de escala $Y_b \sim I_f^{4.0}$, para I_f en el rango 360 - 500 kA. Esta relación de Y_b con I_f , respecto a la información publicada, no fue verificada para un rango más amplio de I_f , y sus bases físicas no han sido aún establecidas.

V-4. Necesidades y factibilidad de un experimento a gran escala.

Para formular una ley de escala válida y extrapolable para los plasma foci habría que discriminar cuál de los dos efectos, el termonuclear o el de haces, ambos participantes de la producción de reacciones nucleares, tiende a ser el más relevante para producciones de reacciones de fusión crecientes. Dentro del rango estudiado hasta ahora (0.1 a 1 MA de corriente en el foco) es muy difícil efectuar tal discriminación. A fin de posibilitarla sería muy útil tener un experimento en el que se alcance una I_f de, al menos, 10 MA. Esta es la razón para realizar un experimento en esta escala, teniendo en cuenta en el diseño del equipo los límites de operación descritos en los capítulos III y IV.

Estimamos cual es la eficiencia en energía de un PF optimizado en I_f . Aproximadamente, la eficiencia de un F.F. como reactor de fusión nuclear, puede expresarse por:

$$\eta = \frac{e_f \cdot Y}{E_0} \quad (V-12)$$

donde e_f es la energía de cada neutron emitido y E_0 es la energía almacenada inicialmente en el banco de capacitores. Del balance de energía en la descarga del plasma focus resulta la siguiente relación:

$$I_f^2 = k \cdot E_0 \quad (V-13)$$

donde k es una constante para un determinado diseño, que involucra tanto la elección de los parámetros eléctricos y geométricos cuanto el valor óptimo de p (matching).

Por lo tanto se obtiene:

$$\eta \sim Y/E_0 \sim k^2 E_0 \quad (V-14)$$

y entonces resulta:

$$k^2 \sim Y/E_0^2 \quad (V-15)$$

La eficiencia global η depende del factor de escala E_0 , pero la relación Y/E_0^2 representa un factor de mérito de un diseño optimizado independiente de la escala del equipo. En un diseño optimizado en I_f , debe alcanzarse el valor máximo de k para obtener el máximo valor de Y/E_0^2 ; en dicho diseño es esencial la condición $v_e \gg v_A$ (ó $\epsilon \gg \epsilon_1$).

En la tabla V-1 se dan los valores de Y/E_0^2 para varios experimentos F.F. del mundo. Como puede verse, los mejores valores de este factor de mérito corresponden a los equipos SPEED I y PACO, diseñados de acuerdo a la condición $v_e \gg v_A$.

De la tabla V-1 y de la ecuación (V-13) podemos ver que el valor de k correspondiente a un buen "matching" es $k = 30 \text{ (MA)}^2/\text{J}$.

TABLA V-1

LABORATORIO	Diseño ó año	E_0 (EJ)	Y_{max}	Y/E_0^2 (neut./J ²)
LOS ALAMOS	1966	38	1×10^{10}	6.9
FRASCATI	NIRAFI	26	1.6×10^9	2.4
FRASCATI	1 MJ	562	7×10^{11}	2.2
STUTT GART	MINIFOCUS	12	8×10^8	5.5
STUTT GART	H.V.	12	3.8×10^9	26
STUTT GART	POSEIDON	280	1.6×10^{11}	2
BUENOS AIRES	FF I	0.86	2×10^7	27
LIMEIL	1970	30	6.5×10^9	7.2
CULHAM	1968	29	7×10^9	8.3
SWIERK	1974	13.6	3.8×10^8	2
DUSSELDORF	SPEED I	19.2	2×10^{10}	54
TANDIL	FACO	1.9	2×10^8	55

Por lo tanto, si se proyecta un experimento con I_4 del orden de 10 MA con un buen "matching", debe ser aproximadamente 3 MJ. Extrapolando la ley de escala (V-6), este experimento puede producir 2×10^{15} neutrones/pulso. Según fue comprobado por varios autores [18,19], usando una mezcla al 50% de D-T, la producción de neutrones aumenta por un factor 100. Entonces, este experimento operando con D-T puede producir $\sim 10^{17}$ neutrones de 14 MeV por pulso, que representa una energía de fusión del orden de 200 kJ. En otras palabras, este experimento sería un reactor D-T con una eficiencia en energía de alrededor del 5%. Este experimento fue propuesto por el Dr. J. Fouzo en la "Energy Independence Conference: Fusion Energy and Plasma Physics" (agosto de 1987, Río de Janeiro, Brasil) [20] con el nombre R05, sugerido por el valor estimado de la eficiencia.

La condición de diseño optimizado $v_r > v_A$ es equivalente a la condición $\epsilon > \epsilon_1$.

Eligiendo previamente la capacidad C, el voltaje de carga V y la inductancia parásita L_0 , puede calcularse ϵ y la corriente total I en cualquier instante de la descarga, para diferentes geometrías del cañón y diferentes valores de p.

En un primer intento de obtener un diseño, optimizado en I_4 , de un experimento de 3 MJ, llegamos a los siguientes valores para los parámetros principales:

- Voltaje de carga	V = 240 kV
- Capacidad	C = 104 μ F
- Inductancia parásita (estimada)	L = 10 nH
- Presión de deuterio (óptima)	p = 90 mb
- Longitud total del cañón	f = 170 mm
- Longitud del aislante	$l_4 = 70$ mm

- Diámetro del electrodo interno $d_i = 160$ mm
- Diámetro del electrodo externo $d_e = 400$ mm

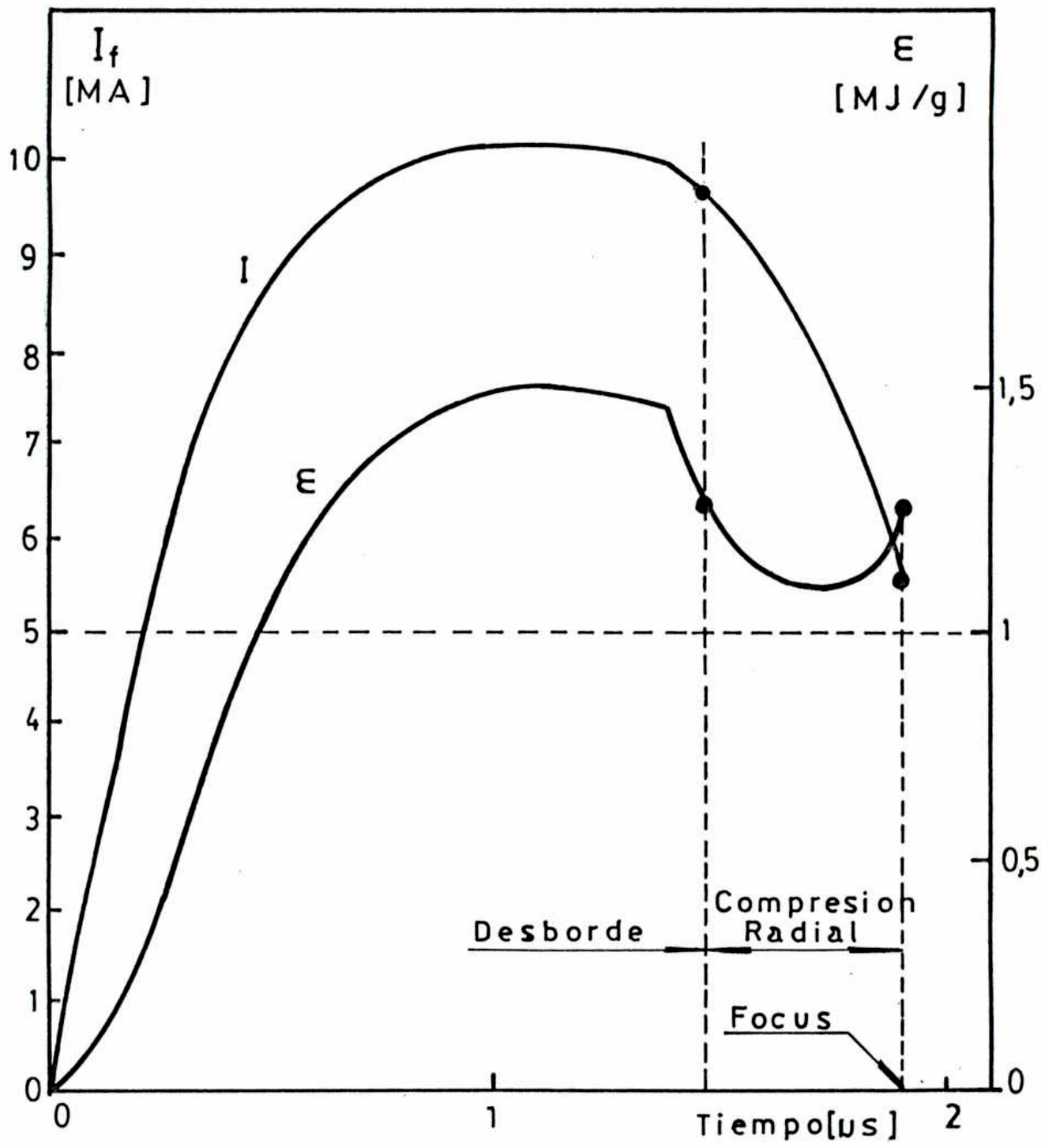
En la fig. V-4 se muestran las curvas calculadas $I(t)$ y $\epsilon(t)$ en una descarga a $p = 90$ mb. El valor mínimo de ϵ durante la etapa de compresión radial resulta 1.08 MJ/g pero, en toda esta etapa ϵ es menor que 1.25 MJ/g .

En este primer diseño se obtuvo un valor $I_e = 5.5$ MA que de acuerdo a la ecuación (V-13), corresponde a un factor de calidad $k = 10$. Con este diseño, de acuerdo a la ley de escala (V-6), puede obtenerse con deuterio puro una producción de neutrones de 2×10^{14} . Esto significa una eficiencia $\eta = 1.5\%$ para la mezcla D-T.

V-5. Observaciones finales.

Este primer diseño conceptual puede ser mejorado con el propósito de obtener, manteniendo el valor de E_0 , un valor mayor de k que cumpla la condición $\epsilon > \epsilon_1$, y poder alcanzar $\eta(D-T) = 5\%$. Teniendo en cuenta que en un reactor híbrido fusión-fisión la energía que se obtiene por fusión se multiplica por un factor 20, un experimento como el que se propone representa la posibilidad de alcanzar el "break-even" con un sistema híbrido basado en un equipo plasma focus. Por otra parte, la posibilidad de usar al P.F. como "driver" de implosiones de blancos fútiles en el sistema de confinamiento inercial, fue teóricamente demostrada para el nivel del R05 [21].

Uno de los problemas técnicos más arduos a resolver en la construcción de un equipo de esta envergadura es obtener materiales adecuados para el cañón que resistan corrientes del orden de 10 MA. Una de las posibles soluciones puede ser utilizar electrodos que se renuevan en cada descarga, por ejemplo,



PROYECTO R-05

FIG. V-4

constituidos por cortinas de litio líquido.

Por otra parte, la escala propuesta para un experimento híbrido fusión-fisión de "break-even" basado en un plasma focus ($E_0 = 3$ MJ y $I_{\text{p}} \leq 10$ MA) coincide con la sugerida por otros autores [22].

REFERENCIAS

- [1]- A. Bernard, en la "3^{ra} Topical Conference on Pulsed High Beta Plasmas", Culham (1975), invited paper: "Plasma Focus".
- [2]- C. Goullan, H. Krogler, Ch. Maisonnier, J-P Rager, B. Robouch, "Proceed. of the 2nd Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching", Venecia (1978), Plenum Press, N.Y. (1983) Vol. 2, pág. 221.
- [3]- O. Zucker, W. Bostick, R. Gullickson, J. Long, J. Luce, H. Sahlin, UCRL-51872, Lawrence Livermore Laboratory, California (1975).
- [4]- D. Cortázar, M. Milanese, R. Moroso, J. Pouzo, R. Piriz, "Proceed. Symposium on Small Scale Laboratory Plasma Physics Experiments", Spring College on Plasma Physics, Trieste (1987), World Scientific Press, (1988), pág. 48.
- [5]- J. Vargas, F. Gratton, J. Gratton, H. Bruzzone, H. Kelly, Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Physics and C.N.F.R., Berchtesgaden (1976), IAEA, Viena, (1976), Vol. 3, pág. 483.
- [6]- H. Bruzzone, H. Kelly, J. Pouzo, R. Gratton, J. Gratton, Proc. 2nd Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia (1978), Plenum Press, N.Y. (1983), Vol. 2, p. 289.
- [7]- W. Bennett, Physical Review, 45 (1934), p. 890.
- [8]- R. Gullickson, W. Fickles, D. Price, H. Sahlin, T. Wainwright, Proc. of 2nd Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia (1978), Plenum Press, N.Y., Vol. 2 (1983), p. 579.
- [9]- W. Bostick, V. Nardi, W. Frior, Proc. of "Conf. on Inertial Confinement Fusion", San Diego (1978), and IAEA Conf. Innsbruck (1978).
- [10]- A. Bernard, J. Garconnet, A. Jolas, J. Le Breton, J. de

- Mascureau, Proc. of "2nd" Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia (1978), Plenum Press, N.Y., Vol. 2 (1983) p. 307.
- [11]- R. Gullickson, H. Sahlin, Journal of Applied Physics, **49** (1978), p. 1099-1105.
- [12]- W. Stygar, G. Gerdin, F. Venneri, Nuclear Fusion, **22**, 9 (1982), p. 1161.
- [13]- R. Gullickson, R. Barlett, Advan. X-Ray Anal. **18** (1975), p. 184.
- [14]- N. Filippov, T. Filippova, JEIP Lett., **25** (1977), p. 241.
- [15]- N. Filippov, V. Bozbatchenko, I. Belyaeva, T. Filippova, Proc. of "8th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics", Praga, (1977), Vol. 1, p. 63.
- [16]- M. Yokoyama, Y. Kitagawa, Y. Yameda, C. Yamanaka, K. Hirano, Proc. of "8th Int. Conf. on Plasma Physics and Contr. Fusion Res.", Bruselas (1980), IAEA, Vol. 2, C N-38/G-1-1.
- [17]- J. Rager, L. Bilbao, H. Bruzzone, C. Goullan, V. Guidoni, H. Krogler, S. Fodda, B. Robouch, K. Steinmetz, Proc. of "8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion Res., Bruselas, (1980), IAEA, Vol. 2, C N 38/G-3.
- [18]- C. Fatou, A. Simonnet, J. Watteau, Le Journal de Physique, **29** (1968) p. 973.
- [19]- J. Mather, Proc. of "Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res.", Culham (1976), IAEA, Vol. 2, p. 385.
- [20]- J. Fouzo, "RO5: Proposal of a Relevant Facility in Nuclear Fusion Research". en "Energy Independence Conference: Fusion Energy and Plasma Physics", IUFAP, 17 a 21 de agosto (1987), Río de Janeiro, Brasil.
- [21]- R. Gratton, R. Firiz, J. Fouzo, Nuclear Fusion, **26** (1986), p. 483.

[22]- H. Herold, A. Hayd, Proc. of "3rd Int. Workshop on Plasma Focus Research", Stuttgart (1983), p. 131

LISTADO DE REFERENCIAS

- [1] S. Glasstone, Lovberg, "Controlled Thermonuclear Reactions", Ed. Van Nostrand (1960), Cap. 7. (I)
- [2] V. Dyachenko, V. Imshennick, Sov. Phys. JEFT 29, (1969) p.947. (I)
- [3] M. Rosenbluth, R. Garwin, Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-1850 (1954). (I)
- [4] N. V. Filippov et al., Nuclear Fusion 2 (1962) p. 77. (I)
- [5] J. W. Mather: Phys. of Fluids, Vol. 8, Nº 2 (1965), p. 366. (I)
- [6] N. V. Filippov, Sov. J. Pl. Phys. 9, 1 (1983) p. 14 a 24. (I)
- [7] P. Cloth, H. Conrads, H. R. Ihle, C. Gurlan, Ch. Maisonnier, Robouch, ANL-CTR-75-4 (1975), p. 498. (I)
- [8] R. Gratton, A. Piriz, J. Fouzo, Nuclear Fusion, 26, Nº 4 (1986) p. 483. (I)
- [9] M. Milanese, J. Fouzo, Nuclear Fusion 18 (1978), p. 533. (I)
- [10] J. Fouzo, "El efecto Z-pinch y la fusión nuclear controlada", Ed. U.N.C.F.B.A., Colección Cs. Exactas, Serie Estudios de Física (1983), Cap. I. (I)
- [11] L. A. Artsimovich "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion", Ed. Oliver and Foyd, 1964. (I)
- [12] J. W. Mather, "Dense Plasma Focus", en "Methods of Experimental Physics", editado por R. H. Lovberg y H. R. Griem, Academic Press (1971), Vol. 9, p. 6. (I)
- [13] D. Meskan, H. van Paasen, G. Comisar, "An. Phys. Soc. Conf. on Pulsed High Densitiy Plasmas", Los Alamos (1967) paper C6. (I)
- [14] M. J. Bernstein, Phys. Rev. Letters 24, (1970) p. 724. (I)
- [15] Ch. Maisonnier, F. Pecorella, J. P. Rager, M. Samuelli, Proc. 2nd Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas. Garching (1973) p. 171. (I)
- [16] W. Bostick, V. Nardi, L. Grunberger, W. Prior, Proc. I.A.U.

- Symposium Solar Magnetic Field, Paris (1970) Reidel Publ. Co., p. 512. (I)
- [17] J. Lee, L. Shomo, M. Williams, H. Hermannsdorfer, Phys. Fluids 14 (1971) p. 2217. (I)
- [18] H. J. Kaeppler, 2nd International Congress on Waves and Instabilities in Plasmas, Innsbruck (1975) paper K1. (I)
- [19] L. Michel, K. Schonbach, H. Fisher, Appl. Phys. Lett., 24, (1974) p. 57. (I)
- [20] A. Bernard, Proc. 3rd. Top. Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham (1975) p. 69. (I)
- [21] O. Zucker, W. Bostick, R. Gullickson, J. Long, J. Luce, H. Sahlin, Lawrence Livermore Laboratory, informe interno UCRL-5-1875 (1975). (I)
- [22] J. Fouzo, "El Plasma Focus y la Fusión Nuclear Controlada", Tesis Doctoral, Univ. de Buenos Aires, 1979. (I)
- [23] W. H. Bennett, Phys. Rev. 45 (1934) p. 90. (I)
- [24]- R. Huddleston and S. Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques", Cap. 1, Academic Press Inc., New York (1965). (II)
- [25]- U. Ascoli-Bartoli, Proc. of "Int. Conf. on Pl. Phys. and Cont. Nucl. Fus. Res.", IAEA, Vienna (1965) p. 287. (II)
- [26]- Decker, W. Kies, and G. Pross, Phys. Fluids 26 (1983) p. 571. (II)
- [27]- S.L. Shapiro, "Topics in applied Physics", 18 "Ultrashort Light Pulses", Cap. 2, Springer-Verlag, Berlin. Heidelberg - New York (1977). (II)
- [28]- F. Keilman, Plasma Physics 14 (1972) p. 111. (II)
- [29]- H. Schmidt and B. Rückle, Applied Optics 17 (1978) p. 1275. (II)
- [30] H. Bruzzone, R. Delellis, R. Gratton, H. Kelly, M. Milanese, J.

- Fouzo, Proc. of VI Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden 1976, Vol. III, p. 491. (III)
- [31] Ch. Maisonnier, F. Fecorella, J. P. Rager, Int. Conf. in Pl. Phy. and Contr. Nucl. Fus. Research, IAEA 33/E62, 1974, V. 3, p. 99. (III)
- [32] H. Rapp, Physic Letters 43A, p. 420 (1973). (III)
- [33] Steinmetz, Ph D Thesis, p. 124. (III)
- [34] A. Bernard, 3th Topical Conference in Pulsed High Beta Plasmas, Culham, 1975, Invited Paper "Plasma Focus". (III)
- [35] C. Goullan, H. Kroegler, Ch. Maisonnier, J. P. Rager, B. Robouch, Proc. of 2nd Int. Conf. On Energy Storage, Compres. and Switching, Venice, 1978, Pl. Press, N.Y., (1983) 221. (III)
- [36] O. Zucker, W. Bostick, R. Gullickson, J. Long, J. Luce, H. Sahlin, UCRL - 5 1872, Lawrence Livermore Laboratory, California, 1975. (III)
- [37] J. Vargas, F. Gratton, H. Bruzzone, H. Kelly, en Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976), vol. 3, IAEA, Viena (1976) 483. (III, IV, V)
- [38] M. Milanese, J. Fouzo, "On The Efficient Operating Conditions in FF Devices", en Ia 100^a Reunión de la "Deutsche Physiklische Gesellschaft", Würzburg (RFA), marzo 1982. (III)
- [39] G. Decker, W. Kies, W. Maysenholder, G. Fross, "Effizienz schneller strom starker Fokusentladungen", Würzburg (RFA), marzo 1982. (III)
- [40] L. A. Artsimovich, Controlled Thermonuclear Reactions, Oliver and Boyd Edinburg and London (1964) 129. (III)
- [41] Ch. Maisonnier, F. Fecorella, F. Rager, M. Samuelli, en "Pulsed High Beta Plasmas" (Proc. 2nd Topical Conf. Garching, (1972) 171. (III)
- [42] H. Bruzzone, R. Gratton, H. Kelly, M. Milanese, J. Fouzo, en "Energy Storage, Compr. and Switching" (Proc. Int. Conf. Asti - Torino,

1974) Plenum Press, N. York (1975) 255. (III, IV)

[43] - FOUZO J. "El plasma focus como una posible línea de la fusión nuclear controlada", Tesis Doctoral, UIBA, 1979. (IV)

[44] - GRATTON R., FERRO FONTAN C., BELLY H., FOUZO J., MILANESE M., SICARDI A., CASIN G., ESPER H., Spring College on Plasma Physics, Trieste 1981, ICTP (1981) p. 274. (IV)

[45] - MILANESE M., FOUZO J., Proc. Spring College on Plasma Physics, Trieste 1987, ICTP, World Scient. Publ. Co., London (1988) p. 66. (IV)

[46] - MILANESE M., FOUZO J., Nuclear Fusion 25 (1985) p. 840. (IV)

[47] - ALFVEN H., "On the origin of the solar system", Oxford at the Clarendon Press, Londres, 1954. (IV)

[48] - HEWELL P., Rev. Geophysics, 23 (1985) p. 93. (IV)

[49] - DECKER G., DEUTSCH R., KIES W., RYBACH J., Plasma Physics and Contr. Fusion 27 (1985) p. 609. (IV)

[50]- DECKER G., KIES W., FROSS G., RYBACH J., en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart, 1983) p. 75. (IV)

[51]- CZEKAJ S., KASPERZUK A., MIFLASZEWSKI R., PADUCH M., PISARCZYK T., WERESZCZYNSKY Z., Proc. Spring College on Plasma Physics, Trieste 1987, ICTP, World Scient. Publ. Co., London (1988) p. (IV)

[52]- HAAS C., NOLL R., RUHL F., HERZIGER G., Nuclear Fusion 24 (1984) 1216. (IV)

[53]- DENIS S., en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart (1983) p. 11. (IV)

[54]- JERZYKIEWICZ A. y otros, en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart, (1983) p. 17. (IV)

[55]- YUKOYAMA M., YAMAMOTO T., KISODA A., YAHADA Y., KITAGAWA Y. y otros en "Plasma Focus Research" (Proc. 3rd Int. Workshop, Stuttgart (1983) p. 21. (IV)

- [56]- TAMADA Y., KITAGAWA Y., YOKOYAMA M., J., J. Appl. Phys. 58 (1985) p. 188. (IV)
- [57]- GULLICKSON R., PICKLES W., PRICE D., SAHLIN H., WAINWRIGHT T., Proc. 2nd Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Plenum Press (N.Y., 1983) Vol. 2, p. 549. (IV, V)
- [58]- STEINMETZ K., HUBNER K., RAGER J., ROBUUCH B., Nuclear Fusion 22 (1982), p. 25. (IV)
- [59]- FILIPPOV N., Soviet J. Plasma Phys., 9 (1983) p. 14. (IV)
- [60]- D. Cortázar, M. Milanese, R. Moroso, J. Fouzo, R. Piriz, Proceed. Symposium on Small Scale Laboratory Plasma Physics Experiments", Spring College on Plasma Physics, Trieste (1987), World Scientific Press, (1988), pag. 48. (V)
- [61]- H. Bruzzone, H. Kelly, J. Fouzo, R. Gratton, J. Gratton, Proc. 2nd Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia (1978), Plenum Press, N.Y. (1983), Vol. 2, p. 289. (V)
- [62]- W. Bennett, Physical Review, 45 (1934), p. 890. (V)
- [63]- W. Bostick, V. Nardi, W. Frior, Proc. of "Conf. on Inertial Confinement Fusion", San Diego (1978), and IAEA Conf. Innsbruck (1978). (V)
- [64]- A. Bernard, J. Garconnet, A. Julas, J. Le Breton, J. de Mascureau, Proc. of "2nd Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia (1978), Plenum Press, N.Y., Vol. 2 (1983) p. 307. (V)
- [65]- R. Gullickson, H. Sahlín, Journal of Applied Physics, 49 (1978), p. 1079-1105. (V)
- [66]- W. Stygar, G. Gerdin, F. Venneri, Nuclear Fusion, 22, 9 (1982), p. 1161. (V)
- [67]- R. Gullickson, R. Barlett, Advan. X-Ray Anal. 18 (1975), p. 184. (V)
- [68]- N. Filippov, I. Filippova, JETP Lett., 25 (1977), p. 241. (V)
- [69]- N. Filippov, V. Bozbatchenko, I. Belyaeva, T. Filippova, Proc. of

- "8th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics", Fraga, (1977), Vol. 1, p. 63. (V)
- [70]- N. Yokoyama, Y. Kitagawa, Y. Yameda, C. Yamanaka, K. Hirano, Proc. of "8th Int. Conf. on Plasma Physics and Contr. Fusion Res. ", Bruselas (1980), IAEA, Vol. 2, C N-38/G-1-1. (V)
- [71]- J. Rager, L. Bilbao, H. Bruzzone, C. Goullan, V. Guidoni, H. Krogler, S. Podda, B. Robouch, K. Steinmetz, Proc. of "8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion Res., Bruselas, (1980), IAEA, Vol. 2, C N 38/G-3. (V)
- [72]- C. Fatou, A. Simonnet, J. Watteau, Le Journal de Physique, 29 (1968) p. 973. (V)
- [73]- J. Mather, Proc. of "Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res.", Culham (1976), IAEA, Vol. 2, p. 385. (V)
- [74]- J. Fouzo, "R05: Proposal of a Relevant Facility in Nuclear Fusion Research", en "Energy Independence Conference: Fusion Energy and Plasma Physics", IUFAP, 17 a 21 de agosto (1987), Rio de Janeiro, Brasil. (V)
- [75]- R. Gratton, R. Piriz, J. Fouzo, Nuclear Fusion, 26 (1986), p. 483 (V)
- [76]- H. Herold, A. Hayd, Proc. of "3rd Int. Workshop on Plasma Focus Research", Stuttgart (1983), p. 131. (V)

AGRADECIMIENTOS

Mi más sincero agradecimiento:

A mi director de Tesis, Dr. Roberto Gratton y al Laboratorio que él dirige, por haber hecho posible la realización de este trabajo.

Al Dr. Jorge Fouzo, por su esencial conducción y colaboración en la totalidad de las tareas que constituyen esta Tesis, así como por su constante estímulo.

A mis demás compañeros de Grupo, Licenciados Daniel Cortázar y Roberto Moroso, por su fundamental participación en gran parte del trabajo experimental.

Al Dr. Hans Conrads, por haber gestionado la estada en Düsseldorf donde fue realizada una parte del trabajo, y por tantos años de incondicional amistad.

Al Prof. Gernot Decker, por haber hecho posible mi asistencia y trabajo en el "Physikalisches Institut I" de la Universidad de Düsseldorf.

Al Sr. Eliseo Brito del Pino y al Lic. Roberto Moroso por su contribución en dar forma a la presentación de este trabajo.

A todo el equipo técnico y científico del Laboratorio de Física Experimental por su desinteresado apoyo.

Respect

Write