

Tesis de Posgrado

Régimen de operación de los equipos plasma Focus desde el punto de vista de la optimización de la producción de reacciones de fusión

Kelly, Héctor

1978

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:

Kelly, Héctor. (1978). Régimen de operación de los equipos plasma Focus desde el punto de vista de la optimización de la producción de reacciones de fusión. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1615_Kelly.pdf

Cita tipo Chicago:

Kelly, Héctor. "Régimen de operación de los equipos plasma Focus desde el punto de vista de la optimización de la producción de reacciones de fusión". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1978.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1615_Kelly.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

REGIMEN DE OPERACION DE LOS EQUIPOS PLASMA FOCUS
DESDE EL PUNTO DE VISTA DE LA OPTIMIZACION DE LA
PRODUCCION DE REACCIONES DE FUSION

Héctor Kelly

Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Ciencias Físicas

Buenos Aires, diciembre de 1978

1615
ej. 2

Juan Carlos M

INDICE

	Pag.
<u>CAPITULO I</u>	
I. Introducción	1
<u>CAPITULO II</u>	
II. Principio de funcionamiento de los equipos PF. Reseña de la investigación y objetivos del tra- bajo.	
II.1 Principio de funcionamiento de los e- quipos PF.	4
II.2 Principales resultados alcanzados en la investigación con PF.	7
II.3 Investigaciones previas en el Laborato- torio de Física del Plasma y objetivos del trabajo.	14
<u>CAPITULO III</u>	
III Medición de la producción de neutrones.	
III.1 Modificaciones del equipo.	19
III.2 Técnicas Diagnósticas utilizadas.	20
III.3 Resultados obtenidos con la configu- ración <u>b</u> .	23
III.4 Resultados obtenidos con la configu- ración <u>c</u> ₁ .	26
III.5 Comentarios acerca de las mediciones realizadas con las configuraciones <u>b</u> y <u>c</u> ₁ .	28
III.6 Resultados obtenidos con la configu- ración <u>c</u> ₂ .	31
III.7 Resultados obtenidos con la configu- ración <u>c</u> ₃ .	33
<u>CAPITULO IV</u>	
IV El límite de altas presiones.	
IV.1 El límite de altas presiones.	41
IV.2 Una experiencia adicional.	48
IV.3 Aplicación a un Plasma Focus de pará- metros diferentes.	51
IV.4 Interpretación de la influencia del ma- terial de los electrodos en el compor- tamiento del equipo.	54

CAPITULO V

V	Régimen de operación de otros equipos PF.	
V.1	Régimen de operación de otros equipos PF.	59
V.2	Laboratorio de Culham (Gran Bretaña)	59
V.3	Laboratorio de Darmstadt (Alemania)	60
V.4	Laboratorio de Hoboken (EEUU)	61
V.5	Laboratorio de Swierk (Polonia)	61
V.6	Laboratorio de Stuttgart (Alemania)	62
V.7	Otros laboratorios.	64
V.8	Comentarios.	66

CAPITULO VI

VI	Conclusiones	
VI.1	Conclusiones del trabajo.	70
VI.2	Procesos físicos que pueden conducir a la existencia de un límite de alta presión.	72
VI.3	Consecuencias de la existencia del límite de alta presión sobre el diseño de equipos PF.	75
VI.4	Sugerencias para trabajos futuros.	79

APENDICE A1

A1.	Diseño de la configuración <u>b</u> .	81
-----	---------------------------------------	----

APENDICE A2

A2.	Diseño de la configuración <u>c</u> .	92
-----	---------------------------------------	----

APENDICE A3

A3.	Probabilidad de obtención de eventos favorables consecutivos en una secuencia de eventos favorables y desfavorables.	98
-----	--	----

REFERENCIASAGRADECIMIENTOS

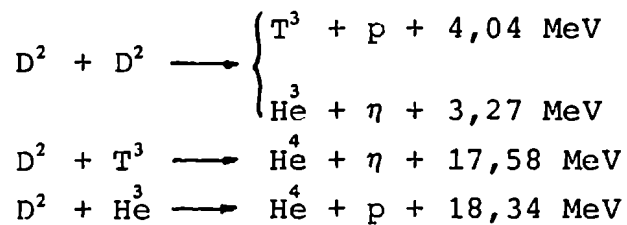
CAPITULO I

INTRODUCCION

I.1. Introducción

La Fusión Nuclear Controlada (FNC) constituye, en la actualidad, una de las alternativas más atractivas en la búsqueda de una solución al problema energético mundial cuya crisis, debida al agotamiento de los combustibles fósiles, se prevé para comienzos de la próxima centuria.

El problema central de la FNC consiste en el control pacífico de ciertas reacciones nucleares de fusión consideradas favorables por presentar, comparadas con otras, las mayores secciones de choque de fusión a energías relativamente bajas. Las reacciones de mayor interés para producir energía son:



Si bien el máximo de la sección de choque corresponde, en el caso más favorable, a una energía de 150 keV, puede mostrarse que el "encendido" de estas reacciones demanda energías bastante menores, del orden de la decena de keV. A estas energías, la materia se encuentra en un estado de ionización total, y por lo tanto la FNC es un problema de la Física del Plasma.

Las principales líneas de investigación en FNC pueden dividirse en tres grandes categorías, de acuerdo con las características del plasma producido en los experimentos:

a) Confinamiento magnético: se trata de confinar al plasma mediante intensos campos magnéticos externos, evitando así su enfriamiento por contacto con las paredes del equipo. El plasma confinado es tenue, con densidades del orden de $10^{12} \div 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, y se pretende alcanzar un régimen "cuasi-estacionario", cuya du-

ración es del orden de las decenas de segundo.

b) Descargas rápidas: mediante el empleo de grandes bancos de condensadores, se producen descargas rápidas de alta potencia, por intermedio de las cuales es posible comprimir y calentar el plasma hasta temperaturas de fusión. La densidad que resulta es comparable a la del aire a presión ambiente ($\approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), y el plasma se encuentra confinado por los campos magnéticos generados en la descarga durante cortos períodos ($\approx 10^{-6} - 10^{-7} \text{ seg}$).

c) Confinamiento inercial: éste es el más reciente concepto de fusión (fines de la década del 60), y consiste en el "encendido" de las reacciones mediante el empleo de un pulso láser gigante. El objetivo es conseguir un plasma hiperdenso, con densidades del orden de 10^{25} cm^{-3} , cuyo tiempo de existencia está dado simplemente por el tiempo de disgregación del sistema, que resulta extremadamente breve ($\approx 10^{-9} \text{ seg}$). Más recientemente, se está intentando la hipercompresión por medio del empleo de haces de electrones e iones.

La línea a) es la más costosa, y a ella se han dedicado tradicionalmente los mayores esfuerzos económicos y humanos; aunque en estos últimos años la línea c) está recibiendo también importantes recursos.

La línea b) está constituida por equipos comparativamente mucho más baratos y de operación más simple, en los cuales el costo del experimento está concentrado sustancialmente en el banco de condensadores. Dentro de esta línea existen los denominados equipos Plasma Focus, que presentan el atractivo de ser los que, hasta el presente, han producido la mayor cantidad de reacciones de fusión en un experimento de laboratorio ($\approx 10^{12}$ neutrones). Este hecho alcanza gran relevancia si se tiene en cuenta que las energías almacenadas en las experiencias realizadas con estos equipos ($\approx 100 \text{ kJ}$), son de hasta un orden de magnitud

más pequeñas que las utilizadas en la operación de otros equipos de esta línea (z-pinch, etc.), que han producido menor número de neutrones. Sin embargo, todavía no se ha logrado esclarecer completamente cuáles son los procesos físicos que conducen a tan alta eficiencia, y resulta por lo tanto dudoso, en el presente, intentar extrapolar los Plasma Focus como futuros reactores de fusión.

El interés de los Plasma Focus no se restringe a sus posibilidades dentro de la FNC; recientemente ha sido propuesta [1] su utilización en un reactor conceptual de Fisión, el cual operaría en un régimen subcrítico, lográndose así una considerable disminución de los riesgos y una mayor simpleza en la operación del reactor. Otra aplicación de los Plasma Focus es su utilización como fuente neutrónica para el estudio del comportamiento de materiales de estructura de futuros reactores de Fusión (Testing facilities). También han sido usados [2] estos equipos para la activación de núcleos de vida media muy corta (como el Na^{24}), debido al carácter pulsado y monoenergético de los neutrones producidos.

La investigación con Plasma Focus tiene también en sí misma un interés académico, pues abarca el estudio de varios problemas de física básica no totalmente resueltos; como el de interacción plasma-campo magnético, dinámica de plasmas, comportamiento de materiales frente a descargas intensas, etc.

Finalmente, puede agregarse que la investigación con Plasma Focus es altamente recomendable en nuestro país, pues a su bajo costo - a modo de ejemplo puede decirse que un equipo de mediana energía no es más caro que un Osciloscopio Tektronix - agregan la ventaja adicional de requerir una tecnología totalmente convencional para la construcción de sus diversas partes, y la posibilidad del montaje de varias diagnósticas simples y de bajo costo, que permiten realizar trabajo de investigación de considerable interés.

CAPITULO II

PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE LOS EQUIPOS P.F.
RESEÑA DE LA INVESTIGACION Y OBJETIVOS DEL TRABAJO

II.1. Principios de funcionamiento de los equipos Plasma Focus

Los Plasma Focus (PF) consisten de un par de electrodos cilíndricos coaxiales sobre los cuales se descarga un banco de condensadores de alta tensión, alta capacidad y baja inductancia. Los electrodos se encierran en una cámara de vacío, en la que se inyecta, a una presión adecuada, el gas elegido para efectuar la descarga. El gas más comúnmente usado es el Deuterio, a una presión del orden de los torr. La descarga se localiza inicialmente en la base de los electrodos (a lo largo del aislante que los separa, ver Fig. II.1), y se concentra en una delgada capa, por lo que usualmente se le da el nombre de lámina de corriente (LC). Luego de un transitorio inicial, la LC comienza a ser empujada hacia el exterior por la presión debida al campo magnético azimutal generado por la corriente de descarga. Cuando la LC desborda los electrodos, se incurva, adquiere una componente axial de densidad de corriente, y siempre sujeta a la acción del campo magnético azimutal, implota violentamente hacia el eje del sistema. Mediante una adecuada combinación de los parámetros eléctricos y mecánicos del equipo, este colapso da como resultado la formación de un plasma de alta densidad y energía denominado "foco", en cuyo seno, si el gas utilizado es Deuterio o una mezcla de Deuterio y Tritio, se producen reacciones de fusión. En esta etapa del proceso se emite, además, radiación electromagnética en un rango muy amplio de energías.

Los PF se presentan en dos versiones geométricas distintas, que se encuentran esquematizadas en la Fig. II.1; el primer tipo fue descubierto por Filippov en 1960 [3], modificando un equipo z-pinch con paredes metálicas; mientras que el segundo es debido a Mather, quien en 1964 registró el fenómeno de la focalización en un acelerador coaxial [4]. En lo que sigue

nos referiremos casi exclusivamente a equipos de este segundo tipo, pues el Plasma Focus del Laboratorio de Física del Plasma (PF.I), donde se llevó a cabo la parte experimental de este trabajo, se encuadra en esta categoría. Debe mencionarse además, que la geometría tipo Mather es empleada actualmente por la mayoría de los Laboratorios.

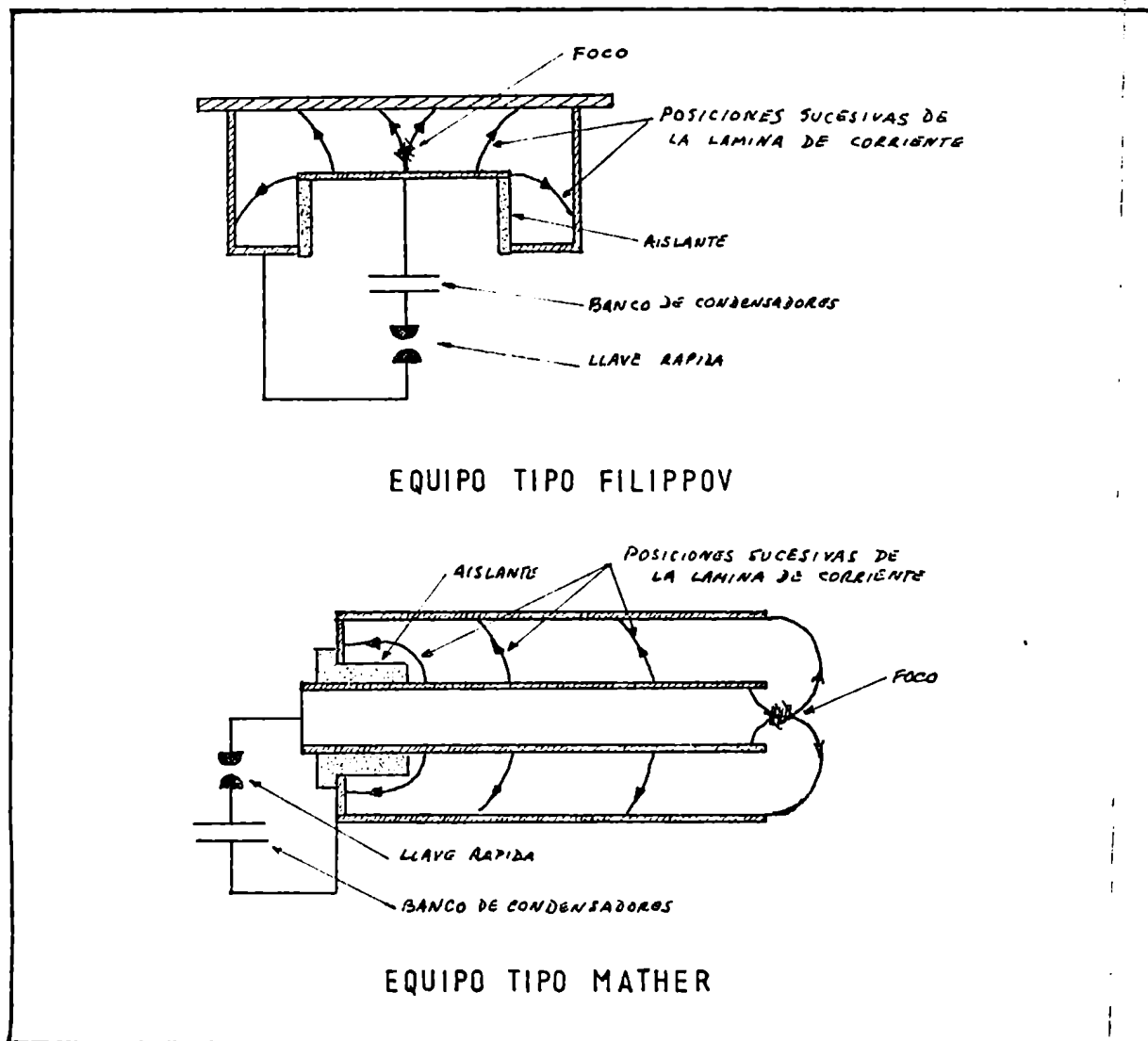


Figura II.1: Geometría de los equipos P.F.

Los equipos tipo Mather tienen electrodos con longitudes típicas de decenas de centímetros y radios del orden de los centímetros. Los bancos de condensadores utilizados tienen capacidades comprendidas entre 1 y 1000 μF , y tensiones de carga en el rango 10 a 50 KV. Otro parámetro eléctrico de gran interés es la inductancia externa de la descarga (que incluye la inductancia propia del banco, línea de transmisión y conexasión a los electrodos), con valores del orden de las decenas de nHy.

La descarga de un PF es eléctricamente equivalente a un circuito RLC serie, pero con la particularidad de que la inductancia total se compone de la suma de un término constante (inductancia externa), más un término variable correspondiente a la inductancia del sistema lámina-electrodos. La determinación de la corriente de descarga (que se realiza usualmente por medio de una bobina de Rogowsky acoplada con un integrador electrónico) constituye una diagnóstica simple y de gran utilidad para verificar el funcionamiento correcto del equipo. La forma de onda de esta señal muestra, al producirse un foco, una depresión para tiempos próximos al 1er. máximo de la corriente de descarga. El efecto es más vistoso si se registra directamente la derivada temporal de la corriente de descarga, pues la depresión antes mencionada se manifiesta ahora como un pico abrupto, que corresponde fenomenológicamente al colapso de la LC, el cual está asociado a una brusca variación de la inductancia del circuito. En coincidencia con este pico se observa el comienzo de la emisión de neutrones y radiación electromagnética de alta energía.

Valores típicos de la corriente de descarga van desde 100 KAmperios en equipos de pequeña energía ($E_0 \sim 1 \text{ KJ}$), hasta algo más de 1 MAmperios para los de mayor energía ($E_0 > 100 \text{ KJ}$). Los tiempos de colapso típicos, medidos desde el comienzo de la descarga, están en el rango 0,7 a 3 μseg ; y la duración temporal del pico en la derivada de la corriente es de 100 a 200 nseg. La cantidad de neutrones emitidos por descarga va desde 10^6 a 10^{12} , de acuerdo

con la energía inicial almacenada y el tipo de gas empleado.

II.2. Principales resultados alcanzados en la investigación con PF.

Los PF son investigados sistemáticamente desde hace más de 15 años, habiendo alcanzado actualmente una amplia difusión mundial, siendo ya más de 30 los equipos que se encuentran en operación. Pese a que la cantidad de resultados acumulados es cuantiosa, no se han logrado explicar en forma total, hasta el presente, los procesos físicos que determinan la producción de reacciones de fusión.

A continuación se da un resumen de los principales resultados obtenidos con estos equipos; poniendo especial énfasis en destacar, para cada aspecto del fenómeno que haya sido estudiado, en qué casos se cuenta con modelos físicos que puedan explicar y predecir los resultados experimentales obtenidos, y en cuales otros no existen aún explicaciones satisfactorias (o existen varias explicaciones de índole diferente), siendo por lo tanto temas de discusión abierta. Más detalles de los experimentos llevados a cabo y de los modelos propuestos, pueden consultarse en los valiosos trabajos de reseña de H.Bruzzone [5], J.W.Mather et al [6] y también W.Bostick et al [7].

El proceso completo que tiene lugar en un Plasma Focus puede dividirse convencionalmente en tres etapas: 1) una etapa inicial, donde se produce la ruptura dieléctrica del gas a lo largo del aislante que separa los electrodos y se forma la LC, 2) una segunda etapa en la cual la lámina se desplaza axialmente entre los electrodos y desborda los mismos, y 3) el colapso de la lámina sobre el eje del sistema, con la formación del foco y la emisión de los neutrones de fusión.

La etapa inicial ha sido muy poco estudiada, disponiéndose de muy escasos resultados provenientes de fotografías de la descarga y mediciones con sondas magnéticas. Las fotografías

muestran que la descarga se inicia sobre el aislante, en forma bastante difusa. En instantes posteriores la descarga se va concentrando más y más, la LC (en formación) se yergue por sobre el aislante y el movimiento es predominantemente radial hacia el electrodo exterior. Cuando el borde superior de la LC ha alcanzado prácticamente dicho electrodo, el movimiento axial se hace importante y se entra en la 2da. etapa del fenómeno. La duración total de este proceso es del orden de 300 nseg.

Generalmente se ha considerado a esta etapa como desvinculada con la producción de neutrones en los Plasma Focus; sin embargo, han sido publicados recientemente trabajos donde se muestra que dicha producción es fuertemente alterada por el material y longitud del aislante [8]. Se ha encontrado también que, en muchos equipos de energía mediana o grande, no toda la corriente de descarga es transportada por la LC [9], quedando parte de ella fluyendo sobre el aislante. Estas experiencias muestran la necesidad de un estudio exhaustivo de esta etapa, que ponga de manifiesto la influencia del tipo y geometría del aislante y también de la presión de operación.

La segunda etapa ha sido objeto de mayor investigación que la primera. La dinámica de la LC ha sido estudiada por medio de sondas magnéticas y fotografía ultrarrápida (para la zona del desborde se han utilizado, además, métodos interferométricos). Por medio de las sondas se mide el campo magnético de la descarga y puede determinarse, además, la velocidad axial de la lámina, su curvatura y la distribución de corriente en su interior. La curvatura puede ser determinada también por medio de fotografías laterales cuando se produce el desborde de los electrodos (o en el interior de los mismos, si se usa un electrodo externo perforado). Todas estas diagnósticas han mostrado que, durante el movimiento entre los electrodos, la LC se mueve con velocidad axial aproximadamente constante y sin sufrir deformaciones apreciables. La velocidad varía con la inversa de la raíz cuadrada de la presión de operación, alcanzando valores típicos de

$10^6 \div 10^7$ cm/seg. Al producirse el desborde se entra en un tramo de aceleración y deformación, con velocidades típicas superiores por un factor 3 o 4 a las alcanzadas en el tramo coaxial.

Se han elaborado diversos modelos para describir la dinámica de la LC. Todos ellos parten del mismo principio físico (hipótesis de "barredora de nieve"): la LC arrastra ionizando al gas que encuentra en su camino. Su dinámica resulta entonces del balance entre la presión magnética que la empuja y el impulso cedido a las partículas barridas. En los modelos más simples se hace un tratamiento unidimensional del problema, suponiendo una lámina plana, sin espesor ni estructura interna; mientras que en los más sofisticados el tratamiento es bidimensional, se incluyen hipótesis sobre la estructura interna de la lámina, y además la ecuación de movimiento queda acoplada con la ecuación eléctrica del circuito externo a través de la resistencia de la LC y de la inductancia variable del cañón coaxial. Todos estos modelos predicen correctamente la velocidad de la LC y, si su formulación lo permite, la curvatura y espesor de la misma. Sin embargo, se parte en todos ellos de dos hipótesis simplificativas que conducen a omitir aspectos fundamentales del problema: en primer lugar, se supone siempre que el plasma que forma la LC se encuentra totalmente ionizado. Como la lámina misma es el agente ionizante, la energía E_i requerida para ionizar el gas puede representar una fracción apreciable de la energía disponible en la lámina. En segundo lugar, se supone a la LC dotada de simetría de revolución. Las fotografías ultrarrápidas frontales muestran que la LC no es azimutalmente homogénea, sino que presenta una estructura compleja de filamentos radiales. A lo largo de estos filamentos ha sido medido un campo magnético tangencial (detectado por medio de sondas magnéticas convenientemente orientadas) que, en la opinión de algunos investigadores [10], puede ser de relevancia en los procesos que conducen a la producción de reacciones de fusión. La generación

de estos campos magnéticos tangenciales es incompatible con la asumida simetría de revolución.

La tercera etapa es la que ha sido objeto de la mayor cantidad de investigaciones. Las fotografías ultrarrápidas muestran que el foco se produce como resultado de la violenta implosión de la LC, parte de la cual forma un pequeño cilindro de aproximadamente 1 cm de longitud y 1 mm de radio ubicado en el eje de simetría del sistema y próximo (~ 1 cm) al electrodo central. Esta estructura cambia muy rápidamente; la zona de plasma denso se mueve axialmente (alejándose de los electrodos) con velocidades de aproximadamente $3 - 4 \times 10^7$ cm/seg, y al mismo tiempo se observan estrangulamientos radiales atribuidos a inestabilidades magneto hidrodinámicas del tipo $m = 0$. Cuando han transcurrido alrededor de 50 nseg de iniciado el evento, se observa la aparición de una burbuja semiesférica, cuya expansión termina por disgregar al sistema. En la Fig. II.2 se dan fotografías que ilustran la secuencia del fenómeno. Mediciones interferométricas muestran que la densidad de partículas en el foco presenta fluctuaciones en el tiempo de más de un orden de magnitud, con valores máximos del orden de 10^{19} cm⁻³. Para obtener información de la energía de las partículas se han llevado a cabo diagnósticas de difusión de luz (scattering Thompson), que han mostrado que la función de distribución de energía de los electrones puede ajustarse por medio de una Maxwelliana, con temperaturas electrónicas del orden del keV. Para los iones la situación es más compleja, pues las mediciones realizadas arrojan resultados muy aleatorios descarga a descarga, con fuertes evidencias de existencia de distribuciones supratérmicas. La presencia de campos magnéticos en el foco ha despertado también un cierto interés: se han realizado mediciones espectroscópicas de desdoblamiento Zeeman, cuyos resultados son consistentes con la presencia de campos magnéticos con intensidades de 10^6 Gauss.

Con respecto a los productos del foco, se ha estudiado exhaustivamente las características de la emisión de neutrones



Figura II.2: Fotografías ultrarrápidas (5 ns de exposición) que muestran secuencias del colapso de la LC.

y rayos X. El número total N de neutrones emitidos en cada descarga se mide habitualmente por medio de un detector de Ag activada. La experiencia acumulada muestra que N crece groseramente con el cuadrado de la energía almacenada en el banco de condensadores. Algunos trabajos muestran que N es también sensible a la variación de los parámetros eléctricos y mecánicos del equipo (tales como la inductancia externa, dimensiones de electrodos, presión de llenado, etc.). Esto ha impulsado a varios investigadores a proponer leyes de escala en las cuales N se correlaciona con alguna magnitud física más propia de la descarga en sí que la energía inicialmente almacenada. También se ha encontrado que, a paridad de condiciones iniciales, la producción es bastante aleatoria, siendo común encontrar que los valores medios de N presentan dispersiones de hasta un 50%. Por medio de centelladores plásticos acoplados a tubos fotomultiplicadores se ha registrado la evolución temporal de la producción de neutrones. Esta comienza en coincidencia con el instante de máxima compresión de la columna, y tiene una duración temporal que va de 100 a 200 nseg. Se ha medido también la distribución angular de los neutrones emitidos, obteniéndose resultados contradictorios en diversos equipos e incluso en el mismo. En particular, Bernard [11] encontró una anisotropía que es función de la presión de operación: comparando señales registradas por un detector ubicado frontalmente a los electrodos (0°) y por otro ubicado perpendicularmente al eje de los mismos (90°), se obtiene un cociente de 1,5 a 2 para bajas presiones (fuerte anisotropía), mientras que para presiones altas el cociente tiende a ser próximo a la unidad. El espectro de energía de los neutrones emitidos ha sido determinado por mediciones de tiempo de vuelo. La mejor determinación realizada hasta el presente [12] muestra un espectro de forma compleja que no puede explicarse suponiendo distribuciones térmicas para los deuterones, para ello es necesario admitir la presencia de haces de partículas con energías su-

periores a los 50 keV.

Se han llevado a cabo mediciones de rayos X con resolución espacial por medio de cámaras oscuras (pinhole). Las fotografías muestran que la emisión no proviene de todo el volumen del foco, sino que aparece una compleja estructura (no reproducible descarga a descarga) compuesta de pequeñas zonas muy energéticas ("hot-spots"). También se han realizado mediciones de rayos X con resolución temporal por medio de centelleadores plásticos; utilizando diferentes espesores de absorbentes se ha determinado la existencia de rayos X duros con energías superiores a los 500 keV, lo que sugiere nuevamente la existencia de distribuciones supratérmicas.

Los primeros modelos que se propusieron para el foco fueron los denominados "caldera móvil" [13] y "haz-blanco" [14]. En el primero de ellos se concibe al foco como un plasma térmico que se desplaza axialmente, mientras que en el segundo se propone un esquema de colisiones entre deuterones acelerados (haz) y deuterones estacionarios (blancos). En el modelo de la "caldera móvil", la elevada temperatura del plasma se produce a causa de la compresión radial, y al mismo tiempo debido a que ésta no es axialmente uniforme, se generan fuertes gradientes de presiones, responsables de la aceleración axial del plasma. Otro mecanismo de calentamiento sugerido es la generación de una resistencia anómala en el foco [9] (varias órdenes de magnitud superior a la resistencia clásica de Spitzer), debido al desarrollo de diversas inestabilidades. En el "haz-blanco", los haces de deuterones supratérmicos se forman debido a intensos campos eléctricos inducidos por variaciones de flujo magnético en inestabilidades del tipo $m=0$; habiéndose propuesto también la generación de campos eléctricos a través del decaimiento de los campos magnéticos contenidos en las estructuras filamentarias observadas en la LC. También ha sido mostrado que la deriva de partículas cargadas en los campos eléctrico y magnético del foco

conducen a un proceso de aceleración selectiva de deuterones, de forma que aproximadamente un 5% de ellos pueden adquirir energías de centenares de keV [15]. Las predicciones de estos modelos pueden cotejarse con cantidades medibles experimentalmente tales como N, el espectro energético y la anisotropía angular de los neutrones producidos; la velocidad de crecimiento temporal y duración total de la emisión, etc. Si bien el "haz-blanco" presenta aspectos más favorables, ninguno de estos modelos ha podido dar cuenta satisfactoriamente de todos los resultados experimentales. La opinión más extendida actualmente entre los investigadores es que ambos mecanismos participan en la producción de reacciones de fusión, en mayor o menor medida.

Todo este panorama muestra que el foco es un plasma de compleja estructura interna, que evoluciona muy rápidamente en el tiempo. Los datos experimentales y las hipótesis físicas sustentadas constituyen aportes muy valiosos que permiten tener una clara idea de los procesos que allí ocurren; pero el problema central desde el punto de vista de la FNC queda por resolverse, pues no puede afirmarse, actualmente, cómo se modifica el foco (y por lo tanto, la producción de neutrones) al variar los parámetros eléctricos y mecánicos del equipo.

II.3 Investigaciones previas en el Laboratorio de Física del Plasma y objetivos del trabajo.

En el LFP se cuenta, desde 1971, con un equipo Plasma Focus (PF I) construido con elementos donados por el Stevens Institute of Technology a través del Dr. Winston Bostick. El banco de condensadores consiste de 6 unidades de 1 μ F, aislados hasta 50 KV.

En su versión original el conexionado de los condensadores con los electrodos se hacía a través de una línea de transmisión consistente en dos conductores planos aislados entre sí

por gruesas planchas de polietileno, en uno de los cuales se inserta la llave rápida de tipo air-gap para controlar el inicio de la descarga. La inductancia externa del dispositivo era de 70 nHy. Los electrodos consistían de dos caños de cobre OFHC (oxigen free high conductivity) -este material es manufacturado con un tratamiento de de-oxigenación especial- de 10 cm de longitud y 0,9; 2,7 cm de radios, respectivamente. El aislante que separa los electrodos y provee el camino inicial para la descarga era de vidrio Pyrex, de 3 cm de longitud. La cámara de descarga consistía de una cruz de vidrio Pyrex, con bocas de 4 1/4" de diámetro. Por una de estas bocas se introducen los electrodos, por otra se comunica la cámara con el sistema de bombeo (consistente de una bomba mecánica con una capacidad de bombeo de 100 lts/m y una bomba difusora de aceite de 100 lts/seg), y las dos bocas restantes eran utilizadas para la observación frontal y lateral del fenómeno.

Las principales mediciones efectuadas incluyeron la corriente de descarga I, observaciones ópticas de la LC mediante fotografía ultrarrápida, campo magnético de la descarga y detección de neutrones y rayos X por centelleo. Para una tensión de carga de 15 KV se obtuvieron los siguientes resultados cuantitativos: la traza oscilográfica de la corriente de descarga es aproximadamente sinusoidal amortiguada, con un período de 4,2 μ seg y una amplitud máxima del orden de los 100 KAm; los picos en la derivada temporal de la corriente de descarga (característicos de la formación del foco) se producen cuando la presión de llenado está en el rango 0,5 \div 2 torr, y se presentan algo retrasados del 1er. máximo, a tiempos comprendidos entre 1,2 \div 1,5 μ seg respecto del inicio de la descarga, y con una duración temporal típica de 100 nseg; el campo magnético azimutal alcanza un valor cercano a 1 T en las proximidades del electrodo interior, y su amplitud decrece hacia afuera con la inversa de la distancia perpendicular al eje del sistema; la LC se propaga con velocidades axiales en el rango 1 \div 8 cm/ μ seg (dependiendo

de la presión inicial y del tipo de gas empleado), y tiene espesores típicos en el rango $1 \div 2,5$ cm. Durante el colapso radial la velocidad de implosión supera los 10 cm/ μ seg. Fotografías ultrarrápidas mostraron que la LC tiene un perfil aproximadamente parabólico y pusieron de manifiesto la existencia de las ya mencionadas estructuras filamentarias. Se detectó la existencia de radiación electromagnética de energía superior a los 500 keV (interponiendo en los centelleadores un blindaje de Plomo de 5 cm de espesor), y se estimó la producción media de neutrones en $2,5 \times 10^5$ neutrones/disparo, con valores pico de 10^6 neutrones/disparo.

Se propuso una ley de escala que correlaciona N con el trabajo electromecánico E_p realizado por la fuerza magnética sobre la LC. Se incluyeron los resultados obtenidos por un elevado conjunto de equipos Plasma Focus (PF) de diversos Laboratorios, y se encontró un mejor ajuste que con otras correlaciones propuestas [16]. Para la evaluación de E_p se desarrolló un modelo unidimensional que describe la cinemática de la LC, acoplándose la ecuación de movimiento a la ecuación eléctrica del circuito externo a través de la inductancia variable del cañón. Este modelo puso de manifiesto la dependencia de E_p con los parámetros eléctricos y mecánicos del equipo, proporcionando de esta forma, criterios de diseño basados en la optimización de E_p . Un resultado importante obtenido entonces fue que, en el rango de parámetros en el que operaba inicialmente el equipo, E_p resultaba inversamente proporcional a la inductancia externa L_o .

Se realizaron entonces diversas modificaciones en el equipo original tendientes a reducir L_o , a disminuir el volumen ocupado por el banco de condensadores (que era demasiado grande y de escasa movilidad), y también a mejorar la comodidad del conexionado con los electrodos coaxiales. Los condensadores fueron dispuestos en una estructura modular, los conductores planos fue

ron reemplazados, hasta la conexión con el air-gap, por 12 cables coaxiales robustos (RG8/U, con 240 nHy/m) de 60 cm de longitud; y la conexión entre el air-gap y los electrodos se realizó con una línea coaxial rígida. La inductancia externa de esta configuración resultó de 51 nHy.

Con esta configuración se encaró con más profundidad el estudio de la emisión de neutrones, y se construyó un detector para medir el número total de neutrones emitidos por descarga. Se realizó un conjunto de aproximadamente 400 disparos en Deuterio a 17 KV, variando la presión de llenado entre 0,5 y 2,1 torr. En la Fig. III.3 se muestra la producción media de neutrones \bar{N} como función de la presión. \bar{N} alcanza un máximo de 3×10^6 neutrones para $p \approx 1,6$ torr, con un máximo absoluto de 10^7 neutrones en disparos individuales. En la figura se muestra también \bar{N}_1 , que es la producción correspondiente a los primeros disparos (aquellos realizados inmediatamente después de haber renovado el gas en la cámara).

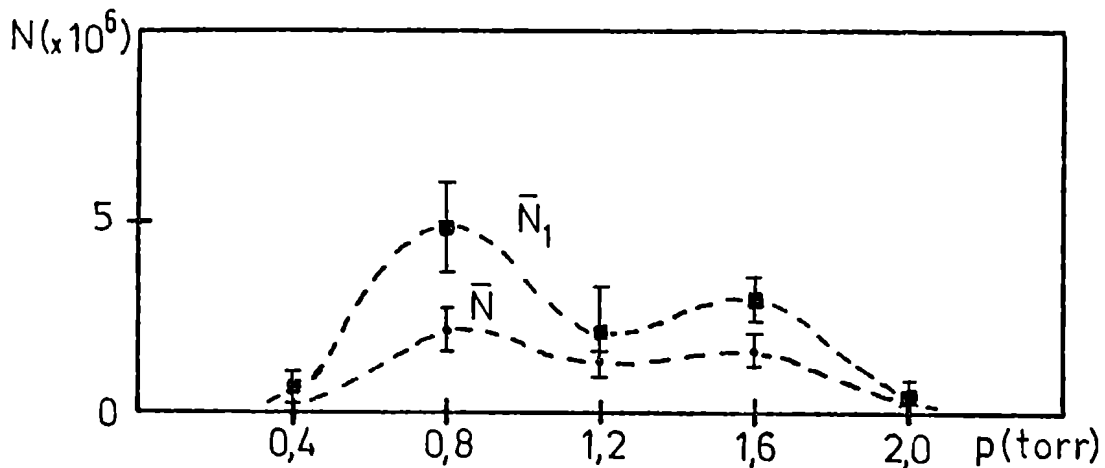


Figura II.3: \bar{N} y \bar{N}_1 como función de la presión. Inductancia externa $L_0 = 51$ nHy.

Se observó que la producción de neutrones presentaba fuertes fluctuaciones, de un orden de magnitud, para las mismas condiciones iniciales. Otro hecho destacable es la caída de la producción en la zona de altas presiones. Esta caída no es explicable en términos de una disminución de E_p al subir la presión. Por otra parte, cabe mencionar que la existencia de un límite superior para la presión de operación no es una situación aislada observada en el PF I, sino que, por el contrario, se presenta habitualmente en resultados similares obtenidos con otros equipos PF que trabajan en un rango muy diferente de parámetros.

En vista de estos resultados, se fijaron como objetivos del trabajo a desarrollar el estudio del límite superior para la presión de operación en equipos PF. Esto incluye, por una parte, el análisis de los resultados obtenidos con el equipo PF I del Laboratorio de Física del Plasma, variando diversos parámetros del equipo, tales como la inductancia externa, presión de operación y material de electrodos; y por otra parte un análisis de los regímenes de operación de los equipos PF utilizados en diversos Laboratorios del mundo, a los fines de delimitar la generalidad del fenómeno.

CAPITULO III

MEDICION DE LA PRODUCCION DE NEUTRONES

III.1 Modificaciones del equipo

Se llevaron a cabo sucesivas modificaciones en el conexionado del banco de condensadores al air-gap y de este último a los electrodos del PF I, con el objeto de disminuir la inductancia externa L_o , cuyo valor inicial era de 51 nHy (configuración a). La primera modificación consistió, esencialmente, en el reemplazo de los 12 cables coaxiales RG8/AU que conectaban el banco de condensadores al air-gap por cables coaxiales RG11/AU, cuya cobertura externa de PVC fue recubierta con una malla metálica. De esta forma se dispone de un cable triaxial, del cual se utilizan para el conexionado los dos conductores externos. Dado que el cociente de radios de estos conductores es muy próximo a la unidad, se obtiene una considerable disminución de la inductancia en este tramo de la línea de transmisión. La inductancia total medida luego de esta modificación resultó ser de 43 nHy (configuración b). En el apéndice A1 se da una descripción completa de las modificaciones llevadas a cabo.

La segunda modificación consistió en un rediseñamiento de la conexión del air-gap a los electrodos, que tuvo como resultado una considerable reducción del volumen ocupado por el aislante de esta conexión. Con esta modificación, el valor de la inductancia externa se redujo a 33 nHy (configuración c). En el apéndice A2 se da el detalle completo del diseño de las piezas. Con esta configuración, se intercambiaron tres juegos de pares de electrodos de distintos materiales (cobre OFHC, bronce y cobre común), para observar el efecto que tienen los mismos sobre la producción total de neutrones y su reproducibilidad. En el primer caso, la longitud de los electrodos fue algo menor que en el caso de electrodos de bronce y cobre común.

En la tabla I se muestra el conjunto de los valores de los parámetros eléctricos y geométricos empleados.

TABLA I

Capacidad del banco de condensadores	$C_o = 6 \mu F$
Tensión de carga del banco	$V_o = 17 KV$
Presión de operación	$p = 0,4 \pm 3,5 \text{ torr}$
Radio del electrodo externo	$b = 2,7 \text{ cm}$
Radio del electrodo interno	$a = 0,95 \text{ cm}$
Longitud del aislante (Pyrex)	$\ell_A = 3 \text{ cm}$

Configuración	Inductancia Externa L_o (nHy)	Longitud de Electrodo ℓ (cm)	Material de Electrodo
b	43	10,2	Cu OFHC
c ₁	33	8,8	Cu OFHC
c ₂	33	10,2	Bronce
c ₃	33	10,2	Cu común

III.2 Técnicas Diagnósticas utilizadas

El número total N de neutrones producidos en cada descarga se mide por medio de un detector de Plata activada. Este consiste de un bloque rectangular de parafina de 30 cm x 30 cm x 15 cm, en el que se insertan 4 tubos Geiger (Victoreen 1B85) en orificios ubicados en los vértices de un cuadrado de 17 cm de lado centrado en una de las caras mayores. Cada tubo va recubierto lateralmente por una delgada camisa cilíndrica de plata, de 0,3 mm de espesor. Los neutrones de fusión son moderados en la parafina e inciden en la plata, dando lugar a la reacción $Ag^{109} (n, \beta^-) Cd^{110}$. La energía de los β^- es de 2,8 MeV y el tiempo de vida medio del decaimiento es de 24,5 seg. Los β^- son detectados por los Geiger, y por medio de un circuito contador de pulsos puede registrarse un conteo proporcional al número de neutrones emitidos. El detector se ubica habitualmente en posición frontal a los electrodos y a 17 cm de los mismos. La tensión de tra-

bajo de los Geigers, de acuerdo a los plateaux determinados experimentalmente, es de 850 V. El sistema es calibrado con una fuente de neutrones (Am-Be), y, eligiendo un tiempo de conteo de 30 seg, la constante de calibración resulta de $3,6 \times 10^{-5}$ cuentas/neutrón.

La corriente de descarga I se mide por medio de una bobina de Rogowsky. Esta consiste en un solenoide flexible dispuesto en forma de toroide alrededor de uno de los conductores que transporta la corriente, y está provista de una espira interna de retorno a lo largo del eje del toroide. La utilidad de este dispositivo reside en el hecho que, si la distancia entre espiras y el radio de las mismas es menor que la distancia típica de variación del campo magnético producido por la corriente a medir, puede mostrarse que la tensión inducida en sus extremos es independiente de la posición relativa entre la bobina y el conductor. Por lo tanto, este dispositivo es particularmente útil cuando las corrientes a medir circulan en conductores de grandes dimensiones o de forma irregular. La señal inducida por la bobina de Rogowsky es proporcional a la derivada de la corriente de descarga dI/dt , y si se desea conocer I es necesario efectuar una integración electrónica de la señal.

En este trabajo se registró directamente dI/dt , a los fines de obtener la mayor información posible del pico que se produce en esta señal en coincidencia con el foco. Debe mencionarse la necesidad de contar con un buen blindaje electrostático para este dispositivo, debido a que se encuentra usualmente localizado muy próximo al air-gap. Esto se realiza envolviendo a la bobina con papel España recubierto con una cinta plástica aislante, y soldado a la masa del conector coaxial que transporta la señal a un osciloscopio. La misión de la cinta plástica es impedir el cierre de corrientes diamagnéticas. La respuesta temporal de la bobina está limitada por su frecuencia de resonancia que, para las dimensiones usuales (longitud $\approx 20 - 60$ cm,

radio ≈ 1 cm, y 100 a 300 vueltas por metro), está en el rango $10 \div 30$ MHz.

Para obtener imágenes de la LC durante su evolución, se utilizó una cámara convertidora de imágenes tipo Beckman-Whitley, Modelo 511B. Este aparato consiste esencialmente de un fotocátodo y un ánodo planos y paralelos muy próximos, entre los cuales se establece un campo eléctrico del orden de los 200 KV/cm. En los puntos del fotocátodo alcanzados por radiación electromagnética se produce emisión de electrones por efecto fotoeléctrico; los electrones son acelerados por el campo mencionado, y pasando a través del ánodo inciden sobre una pantalla fosforescente. La generación del campo eléctrico entre cátodo y ánodo está controlada por una fuente de pulsos rectangulares de alta tensión, incorporada al equipo, que se dispara electrónicamente. El dispositivo está complementado por dos sistemas ópticos: el primero tiene la función de formar la imagen del objeto sobre el plano del fotocátodo, mientras que el segundo permite el registro fotográfico de la luz emitida por la pantalla fosforescente. Para disparar el dispositivo es necesario un pulso de tensión comprendido entre los 30 y 100 V. En el presente trabajo, dicho pulso fue proporcionado por la bobina de Rogowsky. Se puede retardar el instante de registro hasta 10 μ s con intervalos de 10 ns, y hasta 100 μ s con intervalos de 100 ns. El tiempo de exposición puede seleccionarse entre los valores: 5 - 10 - 50 - 100 y 1000 ns.

También se dispuso de un detector de neutrones y rayos X por centelleo, constituido por un centelleador plástico (con tiempo de respuesta de pocos nanosegundos) en forma de barra cilíndrica de 5 cm de alto por 5 cm de diámetro, dimensiones que aseguran la detección de neutrones de 2,45 MeV. El centelleador es acoplado ópticamente (por medio de una película de grasa silyconada) a un tubo fotomultiplicador RCA-6342A, cuyo diámetro es también de 5 cm. El conjunto es encerrado en un tubo de alu-

minio en el que van montados el zócalo del tubo con los circuitos de polarización y los conectores de alta tensión y de salida de la señal. La tensión de trabajo (de acuerdo con las características del fotomultiplicador), se fijó en 1350 V.

La presión de operación se mide por medio de un manómetro diferencial de aceite, que permite una precisión de 0,1 torr. El gas empleado fue siempre Deuterio, aunque en una ocasión se utilizó también Hidrógeno. Como método habitual de operación se decidió renovar el gas cada 5 disparos, lo que permite, por una parte, ahorrar Deuterio; y por otra, realizar un estudio de la influencia de eventuales impurezas sobre la producción de neutrones.

III.3 Resultados obtenidos con la configuración b

Se realizaron un total de 279 disparos, variando la presión de operación del equipo en el rango $0,4 \div 3,2$ torr. En la Tabla II se muestra la producción media \bar{N} obtenida (adjuntando también la dispersión porcentual relativa σ_r del promedio), discriminada por intervalo de presión. Los intervalos se eligen agrupados de 0,4 torr, y el valor de p que figura en la tabla es el que corresponde al centro del intervalo. En la 1ra. columna de la izquierda se indica el número n de disparos realizados para cada intervalo de presión.

TABLA II

n	p(torr)	$\bar{N} (x 10^6)$	$\sigma_r (\%)$
20	0,4	2,0	32
45	0,8	5,3	24
49	1,2	7,7	16
39	1,6	15	22
55	2,0	19	13
33	2,4	13	21
24	2,8	2,5	42
14	3,2	3,0	42

Se registró también la traza oscilográfica de dI/dt , para obtener información de la amplitud y posición temporal del pico característico que se produce en coincidencia con la emisión de neutrones. El análisis efectuado en alrededor de 150 fotografías muestra que, para un dado intervalo de presión, existe una razonable correlación entre la amplitud del pico y la producción de neutrones. Para efectuar el estudio se convino en dividir cualitativamente la altura de los picos en la traza de dI/dt en tres categorías: grandes ($dI/dt \geq V_0/L_0$), medianos ($dI/dt = 0,5 V_0/L_0$) y chicos ($dI/dt \leq 0,1 V_0/L_0$). El motivo de esta grosera clasificación reside en la aparición de una señal espuria de alta frecuencia (~ 20 MHz) superpuesta al pico en cuestión. Su presencia, debida a la excitación de oscilaciones de frecuencia igual a la de resonancia de la bobina de Rogowski, hace muy incierta una medición más cuantitativa de la altura del pico.

En la tabla III se da \bar{N} discriminado por la altura del pico de dI/dt para cada intervalo de presión. Se adjunta también la cantidad de observaciones realizadas en cada caso.

TABLA III

n	p (torr)	$dI/dt \geq V_0/L_0$		$dI/dt = 0,5 V_0/L_0$		$dI/dt \leq 0,1 V_0/L_0$	
		\bar{N}_g ($\times 10^6$)	n_g	\bar{N}_m ($\times 10^6$)	n_m	\bar{N}_{ch} ($\times 10^6$)	n_{ch}
13	0,4	2,0	3	1,1	5	0,7	5
17	0,8	6,6	2	3,3	9	0,4	6
26	1,2	11	15	3,7	8	0,8	3
26	1,6	19	20	6,4	4	0	2
38	2,0	23	26	6,9	11	0	1
11	2,4	28	8	2,8	2	0	1
7	2,8	6,2	3	1,4	3	0	1
7	3,2	7,5	3	2,6	2	0	2

Los valores que en la tabla figuran con un "cero" significan que la producción es inferior al umbral de detección del

dispositivo ($\approx 3 \times 10^5$ neutrones). Se observa que la fracción de disparos con un pico grande en dI/dt es muy elevada para los intervalos de presión que corresponden a la mayor producción.

En la Tabla IV se da la producción media de neutrones \bar{N}_1 considerando solamente los disparos realizados inmediatamente después de haber renovado el gas (los. disparos), para cada intervalo de presión.

TABLA IV

n	p (torr)	\bar{N}_1 ($\times 10^6$)	σ_r (%)
7	0,4	2,9	48
9	0,8	12	38
10	1,2	7,5	41
9	1,6	24	46
10	2,0	28	25
6	2,4	7,4	83
5	2,8	1,0	65
3	3,2	0,4	85

En la Tabla V se da el tiempo medio $\bar{\tau}_F$ de ocurrencia del foco, discriminado por intervalos de presión. El origen de tiempos se elige coincidente con el inicio de la descarga, caracterizado por un rápido crecimiento (≈ 50 nseg) en la señal de dI/dt .

TABLA V

n	p (torr)	$\bar{\tau}_F$ (μ seg)
9	0,4	$0,99 \pm 0,03$
7	0,8	$1,02 \pm 0,02$

Tabla V (continuación)

n	p(torr)	\bar{t}_F (μ seg)
20	1,2	1,12 \pm 0,01
8	1,6	1,14 \pm 0,03
24	2,0	1,21 \pm 0,01
2	2,4	1,23 \pm 0,03
2	2,8	1,28 \pm 0,03
2	3,2	1,31 \pm 0,01

En el rango de presiones en el que opera el PF I, la variación de \bar{t}_F es relativamente pequeña ($\approx 30\%$). Si se propone una relación de ley de potencia entre \bar{t}_F y p se obtiene:

$$t_F (\mu s) = 1,09 [p(\text{torr})]^{0,14}$$

con un coeficiente de correlación de 0,98.

III.4 Resultados obtenidos con la configuración C₁

Se realizaron un total de 273 disparos, variando la presión de llenado en el mismo rango que en la configuración b. Se registró también la traza oscilográfica de dI/dt.

En la Tabla VI se muestra la producción media de neutrones por intervalo de presión. Los símbolos son los utilizados en el párrafo anterior.

TABLA VI

n	p(torr)	$\bar{N} (x 10^6)$	σ_r (%)
8	0,4	2,3	64
26	0,8	4,0	42
37	1,2	5,8	26
50	1,6	11	20

Tabla VI (continuación)

n	p(torr)	\bar{N} (x 10 ⁶)	σ_r (%)
78	2,0	15	17
44	2,4	9,8	18
25	2,8	6,0	39
5	3,2	11	23

En la Tabla VII se muestra \bar{N}_1 (considerando solamente los disparos) como función de la presión.

TABLA VII

n	p(torr)	\bar{N}_1 (x 10 ⁶)	σ_r (%)
6	0,4	3,0	65
8	0,8	11	60
12	1,2	6,6	36
18	1,6	17	33
19	2,0	34	22
8	2,4	19	38
6	2,8	19	41
5	3,2	11	23

Se realizó también un estudio para verificar la correlación entre la producción de neutrones y la amplitud del pico en la traza dI/dt . Esto se presenta en la Tabla VIII, donde se utilizan los mismos símbolos del párrafo anterior.

TABLA VIII

n	p(torr)	$dI/dt \geq V_0/L_0$		$dI/dt \approx 0,5 V_0/L_0$		$dI/dt \leq 0,1 V_0/L_0$	
		\bar{N}_g (x 10 ⁶)	n_g	\bar{N}_m (x 10 ⁶)	n_m	\bar{N}_{ch} (x 10 ⁶)	n_{ch}
18	0,8	17	4	2,9	6	0	8
19	1,2	14	9	2,5	5	0	5

Tabla VIII (continuación)

n	p (torr)	$dI/dt \geq v_0/L_0$		$dI/dt \approx 0,5 v_0/L_0$		$dI/dt \leq 0,1 v_0/L_0$	
		$\bar{N}_g (x 10^6)$	ng	$\bar{N}_m (x 10^6)$	n_m	$\bar{N}_{ch} (x 10^6)$	n_{ch}
32	1,6	20	19	3,0	9	0	4
56	2,0	25	34	2,5	13	2,3	9
42	2,4	14	24	4,7	12	0,7	6
19	2,8	7,3	11	0	3	0	5

Se encuentra nuevamente una correlación aceptable entre \bar{N} y el pico en dI/dt , para cada intervalo de presión.

En la Tabla IX se da el tiempo de foco \bar{t}_F para cada intervalo de presión.

TABLA IX

n	p (torr)	t_F (μ seg)
5	0,8	$0,90 \pm 0,03$
2	1,2	$0,87 \pm 0,03$
7	1,6	$0,97 \pm 0,02$
8	2,0	$0,98 \pm 0,02$
6	2,4	$1,05 \pm 0,02$
4	2,8	$1,11 \pm 0,02$
2	3,2	$1,17 \pm 0,02$

Si se propone una ley de potencia entre \bar{t}_F y p se obtiene:

$$\bar{t}_F (\mu\text{seg}) = 0,89 [p(\text{torr})]^{0,20}$$

con un coeficiente de correlación de 0,92.

III.5 Comentarios acerca de las mediciones realizadas con las configuraciones \underline{b} y \underline{c}_1

Del análisis de los resultados presentados en III.3 y III.4 se observa que \bar{N} presenta un máximo para $p = 2,0$ torr. Un análisis más fino realizado para la configuración \underline{C}_1 (no mostrado en este trabajo), muestra un leve corrimiento, de 0,2 torr, hacia las altas presiones.

El análisis de las Tablas de \bar{N}_1 vs p muestra la aparición de un segundo máximo de baja presión, para $p = 0,8$ torr. Este máximo es similar al reportado en las mediciones con la configuración \underline{a} [5]. Comparando \bar{N}_1 y \bar{N} para un dado p , se observa, en general, una disminución de la producción para disparos posteriores al primero, y esta disminución se hace más importante para presiones próximas a las de los máximos.

La producción media \bar{N} alcanza valores muy similares para ambas configuraciones, habiéndose ganado un factor 6 con respecto a la producción óptima para la configuración \underline{a} . La producción media para los disparos muestra, en el óptimo, leves ventajas para la configuración \underline{C}_1 .

La producción individual presenta, en los dos casos, fuertes fluctuaciones disparo a disparo, correspondiendo por lo tanto fuertes dispersiones relativas en los valores medios. En ambas series la producción más alta obtenida en un disparo individual fue de 80×10^6 neutrones, a la presión óptima.

La dependencia encontrada entre $\bar{\tau}_F$ y p muestra que las variaciones de $\bar{\tau}_F$ son muy suaves, en contradicción con la dependencia más fuerte encontrada entre la velocidad v de la lámina en la etapa coaxial con p ($v \sim p^{-1/2}$) [17]. Este resultado sugiere que la duración de las etapas de formación y colapso son poco sensibles a la presión de llenado.

Es importante mencionar que, al comenzar ambas series de disparos, se necesita un período de "acondicionamiento" hasta que el equipo comienza a producir neutrones en forma estacionaria. Este "acondicionamiento" consiste de una serie inicial de aproximadamente 50 disparos durante la cual N es bajo y errático;

y debe repetirse cada vez que los electrodos son expuestos a la atmósfera.

Durante la realización de las series se notó otro fenómeno: cada vez que se producía un disparo con elevado N ($> 30 \times 10^6$), se encontró que la presión en la cámara de descarga subía una cantidad apreciable, del orden de 0,2 torr (este fenómeno era particularmente marcado en la fase de acondicionamiento); y la producción N en disparos subsiguientes realizados sin renovar el gas descendía considerablemente. Considerando que el volumen de la cámara de descarga es del orden de los 20 l, un incremento de presión de 0,2 torr equivale al ingreso de una masa de gas del orden de los miligramos. Al finalizar las series se comprobó que el elemento causante de este efecto era una tapa de acrílico, mediante la cual se efectuaba el cierre de vacío en la boca de la cámara enfrentada a los electrodos. Por su ubicación, esta tapa recibía el bombardeo directo de los productos del foco, liberando cantidades macroscópicas de masa. Cuando se reemplazó la tapa de acrílico por una de aluminio, el efecto desapareció, dentro del error de medición.

El fenómeno descrito proporciona una explicación cualitativa de las discrepancias en \bar{N}_1 y \bar{N} . Inicialmente se había supuesto que los valores menores de \bar{N} provenían sencillamente de una contaminación en volumen progresiva del gas, debido a una pérdida en el equipo de vacío. Si este fuera el caso, la producción se vería más afectada a las presiones más bajas, pues la proporción de contaminantes sería mayor. Pero, como fuera mencionado al comienzo de este párrafo, la disminución de \bar{N} con respecto a \bar{N}_1 es selectivamente más importante en el contorno de las presiones correspondientes a los máximos de producción, que por corresponder a un foco más energético, deben producir una contaminación mayor al arrancar mayor cantidad de impurezas de la tapa de acrílico.

III.6 Resultados obtenidos con la configuración C₂

Se realizaron un total de 362 disparos, variando la presión de operación en el intervalo 0,2 ÷ 3,6 torr. Para la realización de esta serie se reemplazó la tapa frontal de acrílico por una de aluminio.

En la Tabla X se da la producción de neutrones \bar{N} por intervalo de presión.

TABLA X

n	p(torr)	$\bar{N} (x 10^6)$	$\sigma_r (\%)$
40	0,4	2,5	26
35	0,8	5,5	17
30	1,2	6,1	17
36	1,6	8,7	16
43	2,0	9,9	16
85	2,4	14	12
31	2,8	7,7	21
41	3,2	1,8	28
21	3,6	0	0

En la Tabla XI se da \bar{N}_1 vs p.

TABLA XI

n	p(torr)	$\bar{N}_1 (x 10^6)$	$\sigma_r (\%)$
5	0,4	6,7	54
7	0,8	9,5	32
5	1,2	7,3	55
6	1,6	4,9	61
6	2,0	4,4	50

Tabla XI (continuación)

n	p(torr)	\bar{N}_1 (x 10 ⁶)	σ_r (%)
10	2,4	6,4	55
4	2,8	7,6	85
3	3,2	0,4	66
3	3,6	0	0

\bar{N} presenta un máximo para $p = 2,4$ torr, lo que indica un desplazamiento del óptimo hacia las altas presiones. Tomando en cuenta sólo los 1ros. disparos, vuelven a producirse dos máximos, uno de baja y otro de alta presión. El de baja presión se mantiene en el mismo valor que para las configuraciones anteriores (0,8 torr), mientras que de alta presión muestra, al igual que lo ocurrido con \bar{N} , un desplazamiento hacia las altas presiones. Puede notarse que el valor del máximo de alta presión de \bar{N}_1 resulta inferior al correspondiente de \bar{N} . Dada la escasa cantidad de datos disponibles para el cálculo de este valor de \bar{N}_1 , y además la gran dispersión de los mismos, no es posible asignar a este resultado significación estadística. En particular, agregando solamente 2 datos hipotéticos cuyo valor de N excediera al promedio en la dispersión estadística de los datos individuales ($\sqrt{n} \sigma$), el nuevo valor de \bar{N}_1 resultaría similar (dentro de las dispersiones del promedio) al correspondiente de \bar{N} .

La producción media de neutrones puede considerarse baja si se compara con las configuraciones anteriores. Este hecho (atribuible sólo al material de los electrodos) no se explica por una disminución de N en disparos individuales, sino debido a que se observó a lo largo de toda la serie una fuerte tendencia a que un disparo con alto N sea seguido por otro de bajo N , dando lugar así a un comportamiento alternado. Para estudiar mejor el efecto observado, se llevó a cabo una nueva serie de aproximadamente 500 disparos, de los cuales un gran número (≈ 250)

fue realizado en el entorno de la presión que optimiza a \bar{N} . En la Fig. III.1 se muestra N para cada disparo individual y para $p = 2,4 \pm 0,2$ torr. En el gráfico se han separado secuencias no consecutivas por medio de flechas, pues en esta serie se hicieron además varias tandas de disparos a una presión distinta de 2,4 torr. Es importante consignar que la alternancia observada no depende de si el gas es renovado o no, habiéndose realizado tandas de hasta 20 disparos consecutivos en los que se observa el efecto mencionado y sin notar, además, merma en la producción de neutrones para los disparos "buenos".

Un análisis estadístico (ver capítulo IV), descarta la posibilidad de que esta secuencia sea un proceso de azar.

Otro dato a consignar es que el período de "acondicionamiento" fue, en este caso, más breve que los anteriores, requiriéndose solamente 10 disparos para que el equipo alcance una producción estacionaria.

III.7 Resultados obtenidos con la configuración C_3

Se realizaron aproximadamente 500 disparos, variando la presión de operación en el rango habitual. En esta secuencia se necesitó un período de "acondicionamiento" de 75 disparos antes de comenzar a detectar neutrones.

Se observa que el comportamiento del cobre común es muy diferente del Cu OFHC y del bronce. La producción de neutrones para bajas presiones es comparable (o incluso mayor) a la obtenida en las series anteriores, mientras que para las presiones más altas prácticamente no se detectan neutrones.

Otro hecho llamativo es que no se registraron nunca dos disparos consecutivos con elevada producción. Esto parece similar a lo observado con la configuración C_2 , pero mientras que allí la producción era prácticamente alternada, ahora se requieren alrededor de 10 disparos (preferentemente realizados a presión alta) subsiguientes a uno de alto N para poder obtener o-

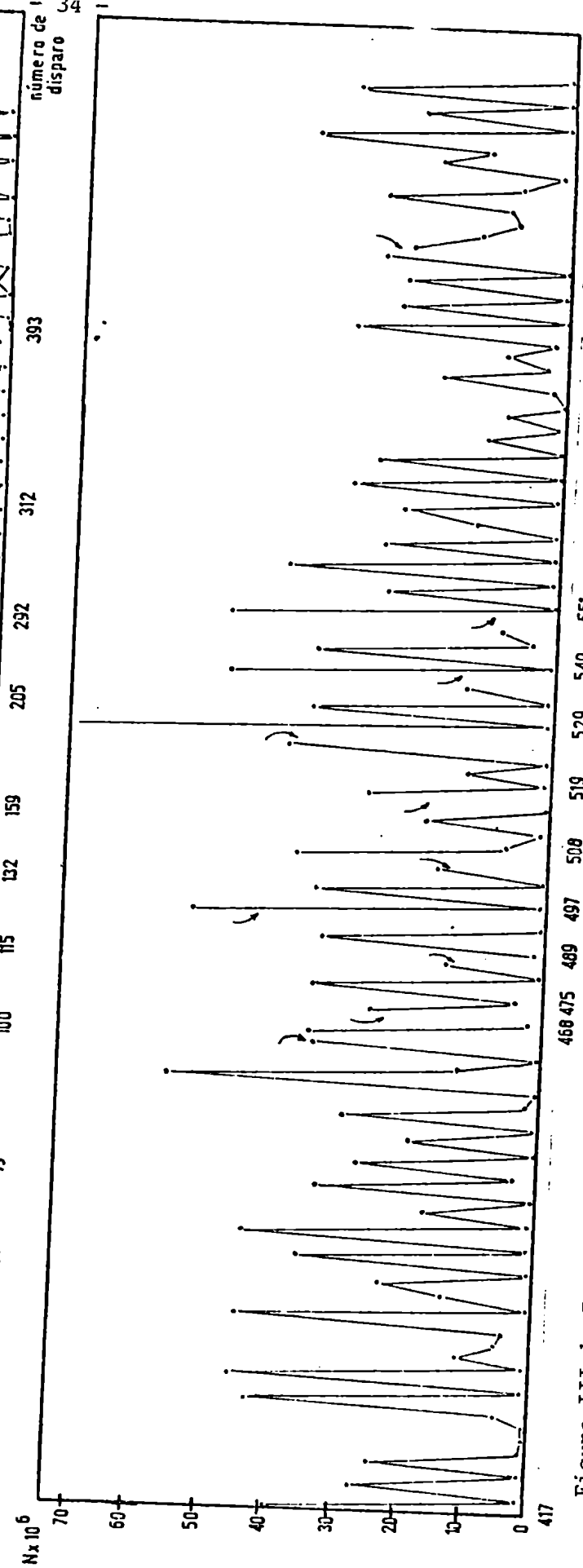
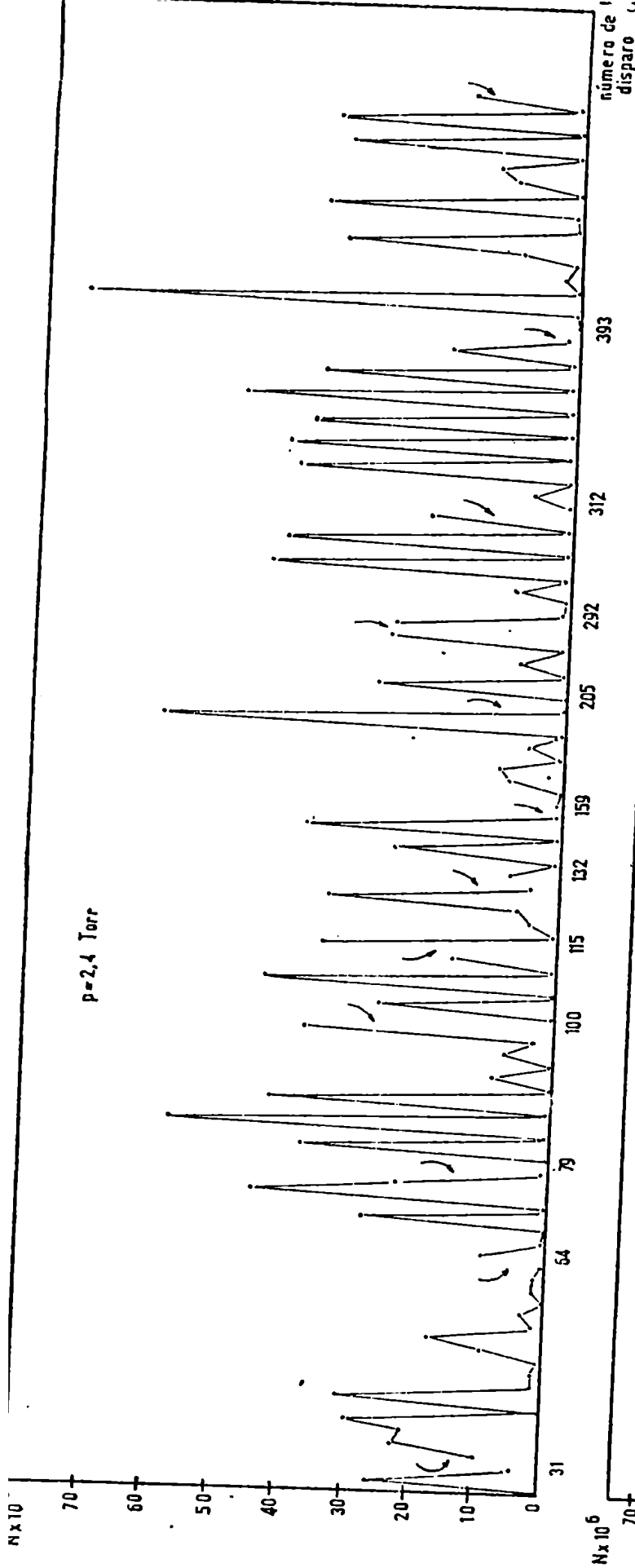


Figura III.1: Evolución de la producción de neutrones en disparos individuales. Configuración C_2

tro de buena producción. Los datos de \bar{N} que se reportan para este caso no deben ser comparados con los correspondientes a las configuraciones anteriores, pues mientras que anteriormente p fue variada al azar, para este caso se eligió una cuidadosa secuencia de variación de p con la esperanza de que las sucesivas descargas fueran mejorando paulatinamente el rendimiento del equipo. Esta secuencia, sugerida sobre la misma marcha del proceso por el comportamiento observado, fue realizada de la siguiente forma: se realizaban 10 disparos a presión alta ($p > 2$ torr), con producción de neutrones nula, y después se producía un disparo a baja presión ($p \approx 0,5$ torr) con alta producción ($N \approx 30 \times 10^6$); luego de esto se repetía la secuencia de 10 disparos a alta presión, para obtener posteriormente una producción elevada en el de baja presión. Si se intentaban realizar disparos consecutivos de baja presión, los posteriores al disparo "bueno" no producían neutrones.

Los resultados iniciales fueron alentadores, pues la secuencia -10 alta presión - 1 baja presión- fue repetida elevando más y más la presión del disparo "bueno", obteniéndose todavía un N razonablemente alto para este disparo. Sin embargo, se observó que si $p > 1$ torr el valor de N correspondiente al disparo "bueno" caía rápidamente al subir p . Valores típicos obtenidos para disparos individuales son: $p = 1,2$ torr, $N \approx 18 \times 10^6$; $p = 1,6$ torr, $N \approx 5,5 \times 10^6$; $p \geq 2,4$ torr, $N = 0$. Luego de realizados 500 disparos se decidió dar por concluida la serie. En la Tabla XII se da, a título indicativo, los valores de \bar{N} obtenidos discriminados por intervalo de presión.

TABLA XII

n	p (torr)	$\bar{N} (\times 10^6)$	$\sigma_r (\%)$
4	0,4	12	55
43	0,8	11	20

Tabla XII (continuación)

n	p (torr)	$\bar{N} (x 10^6)$	$\sigma_r (\%)$
29	1,2	4,1	30
70	1,6	3,6	20
136	2,0	0,9	27
250	$\geq 2,4$	0	0

En la Fig. III.2 se muestran fotografías típicas de trazas oscilográficas de dI/dt para disparos con abundante producción. En las Figs. III.3 y III.4, se muestra la producción de \bar{N} y también \bar{N}_1 , por intervalo de presión para las configuraciones \underline{b} y \underline{c}_1 respectivamente; en la Fig. III.5, se da \bar{N} vs p para la configuración \underline{c}_2 .

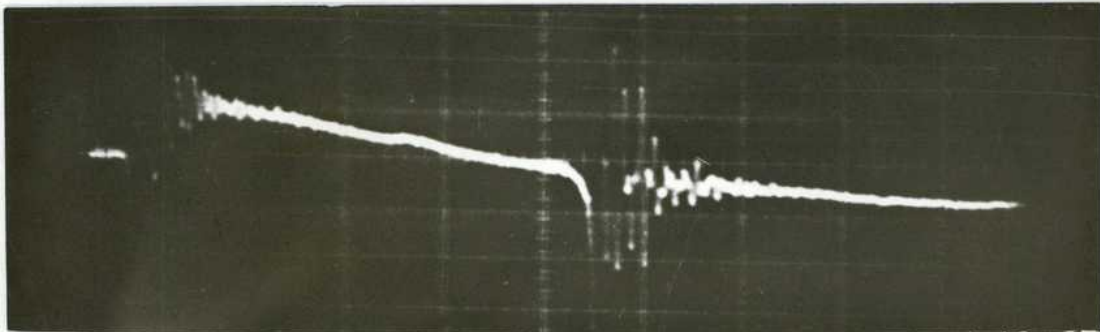
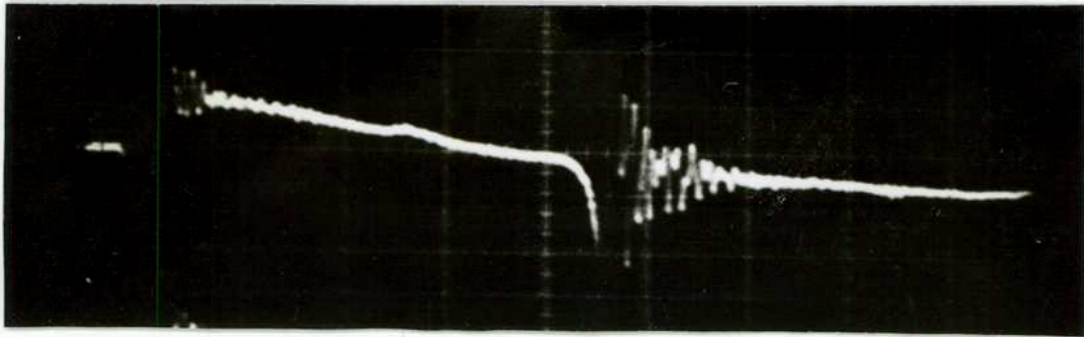


Figura III.2: Trazas oscilográficas típicas de dI/dt correspondientes a disparos con abundante producción de neutrones. Configuración c

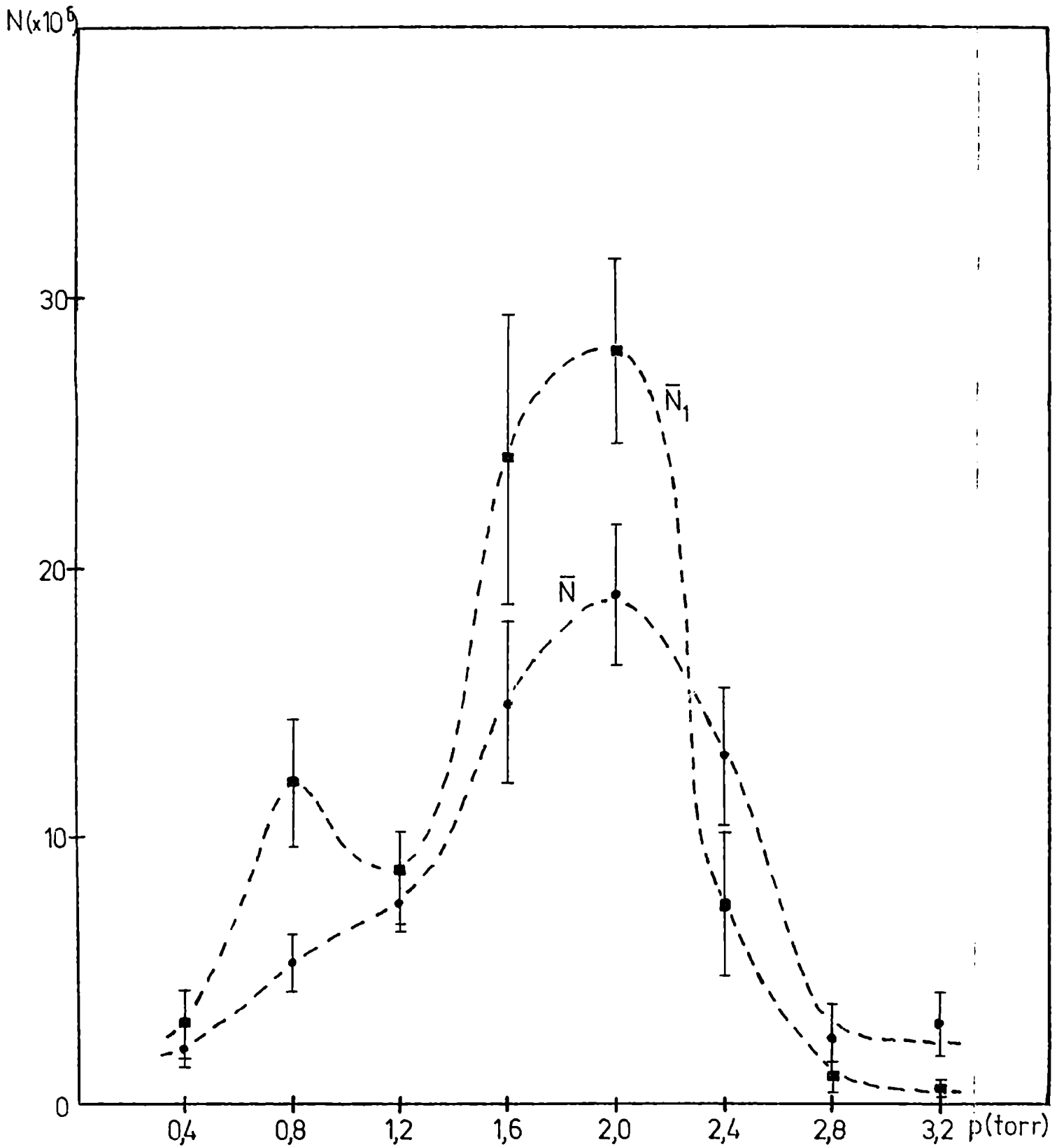


Figura III.3: \bar{N} y \bar{N}_1 como función de la presión. Configuración b.

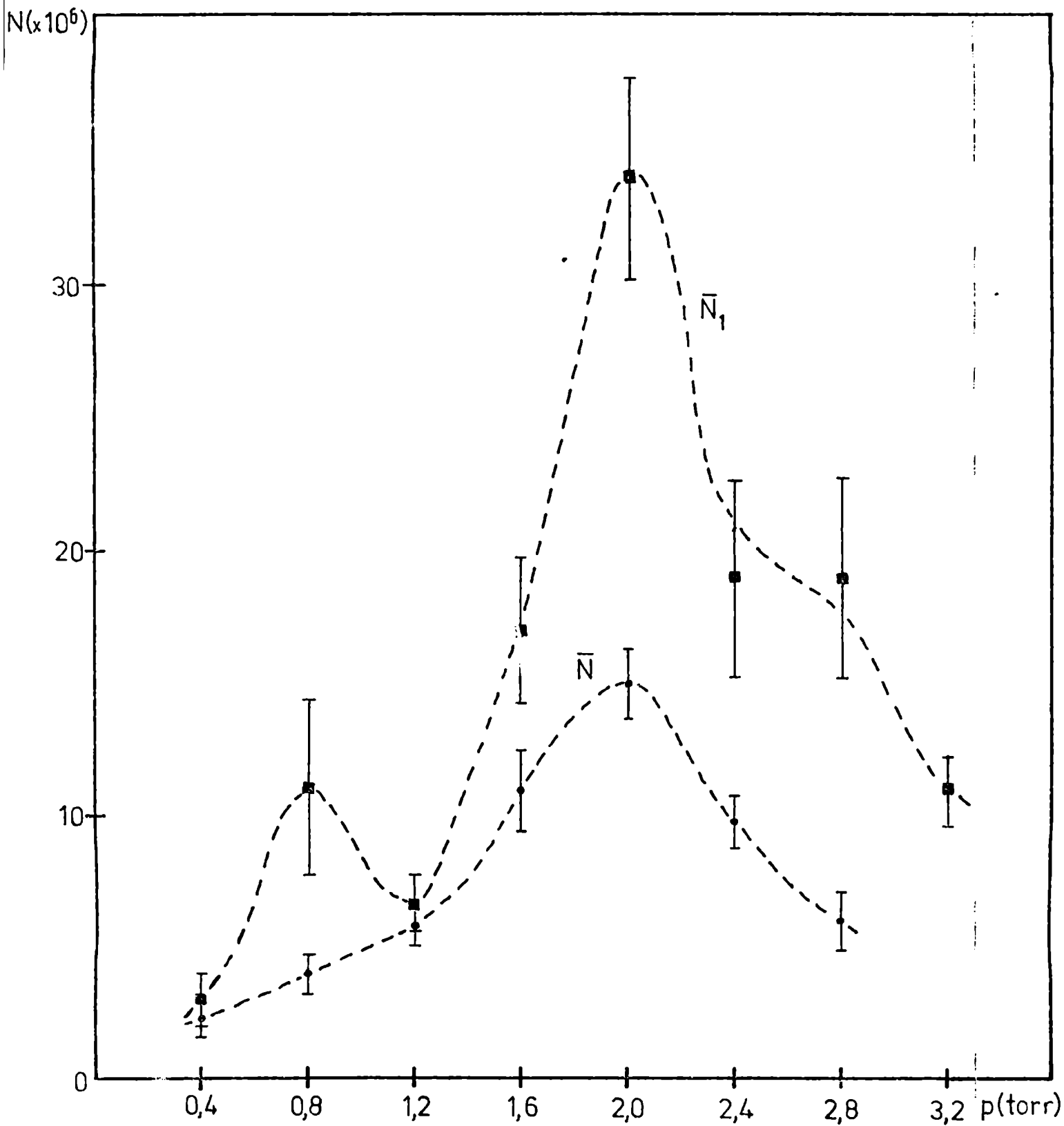


Figura III.4: \bar{N} y \bar{N}_1 como función de la presión. Configuración c_1

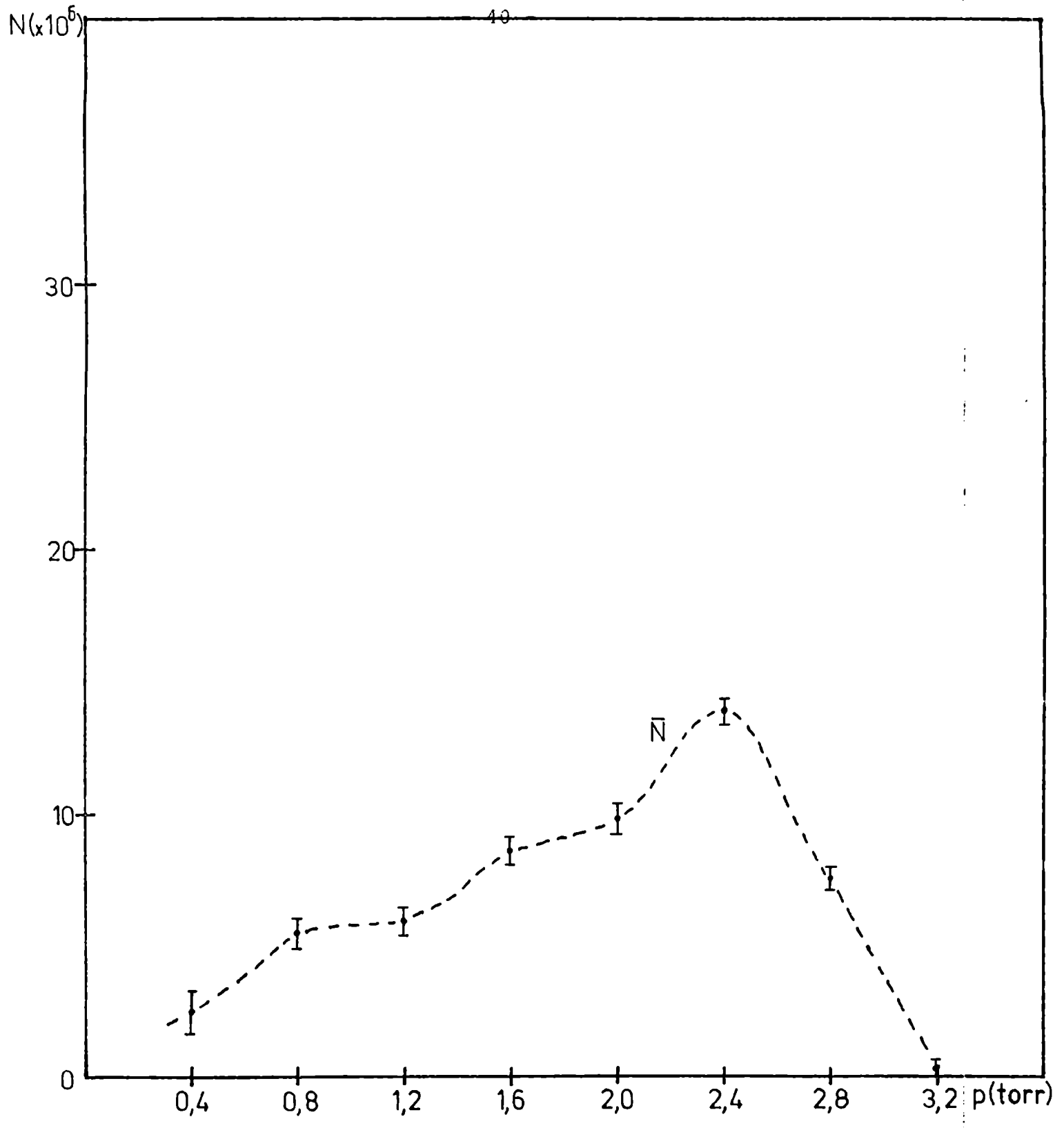


Figura III.5: \bar{N} como función de la presión. Configuración c_2

CAPITULO IV

EL LIMITE DE ALTAS PRESIONES

IV.1. El límite de altas presiones

Los resultados detallados en el capítulo III muestran que \bar{N} presenta un máximo como función de la presión de operación que denominaremos p_M . El valor de p_M varía con la inductancia externa, habiéndose obtenido:

$$\begin{array}{ll} L_o = 43 \text{ nHy} & p_M = 2,0 \text{ torr (configuración } \underline{b}) \\ L_o = 33 \text{ nHy} & p_M = 2,4 \text{ torr (configuración } \underline{c}_2) \end{array}$$

Se ha elegido el valor correspondiente a la configuración \underline{c}_2 , pues a ésta le corresponde la misma longitud de electrodos que a la \underline{b} .

Si se agrega además el resultado obtenido en una serie realizada con anterioridad a este trabajo [5], obtenemos:

$$L_o = 51 \text{ nHy} \quad p_M = 1,6 \text{ torr (configuración } \underline{a})$$

Analizando la dependencia de \bar{N} con p se observa, en todos los casos, que la producción decae rápidamente si $p > p_M$. En la zona de bajas presiones, se registra producción abundante para una presión tres veces inferior a p_M , mientras que basta incrementar a p_M en un 30% para que la producción desaparezca. En otras palabras, puede afirmarse que existe un corte abrupto en \bar{N} al desplazarnos hacia las altas presiones, estableciéndose por lo tanto un límite superior para la presión de operación.

Diversos investigadores han propuesto correlaciones entre \bar{N} y magnitudes relevantes de la descarga, como I [9,18] en el momento del colapso o E_p [16] en el instante del desborde. Ambas cantidades dependen de los parámetros eléctricos y mecánicos del equipo, y en particular, de L_o y p . E_p es una magnitud de difícil determinación experimental, pues, por su definición:

$$E_p = 1/2 \int_0^t I^2 \frac{dLc}{dt} dt \quad (4.1)$$

resulta vinculada a la corriente de descarga y a la variación temporal de la inductancia del cañón L_c , esta última dependiente de la forma y velocidad de la lámina de corriente.

Una medición de E_p requiere el registro simultáneo de I y de la tensión instantánea entre los electrodos $V_c = d/dt(L_c I)$; obteniéndose entonces dL_c/dt como:

$$\frac{dL_c}{dt} = \frac{V_c}{I} - \frac{1}{I^2} \cdot \left(\frac{dI}{dt} \right) \cdot \int_0^t V_c(t') dt' \quad (4.2)$$

Reemplazando esta última expresión en (4.1) puede obtenerse una expresión de E_p en términos de magnitudes medibles:

$$E_p(t) = \frac{1}{2} \int_0^t I(t') V_c(t') dt' - \frac{1}{2} \int_0^t \left[\int_0^{t'} V_c(t'') dt'' \right] \frac{dI}{dt'} dt' \quad (4.3)$$

Una estimación del error introducido en la determinación de E_p a través de la (4.3), muestra que éste difícilmente sea inferior al 50%. Este error resulta muy grande si se tiene en cuenta el interés de estudiar variaciones de E_p al modificar L_0 y p . Más adelante se mostrará que, teniendo en cuenta los parámetros del PFI, estas variaciones son muy inferiores a la cuota de error mencionada.

La corriente de descarga, si bien es una magnitud de sencilla medición, presenta también el problema de que sus variaciones son muy pequeñas, inferiores al error de medición. El origen de estas dificultades reside en la pequeña energía almacenada en el PFI, por lo que el rango de presiones de operación resulta muy estrecho.

Para la evaluación de I y E_p es entonces preferible recurrir a un modelo que describa adecuadamente la evolución de la LC. Se ha elegido para el cálculo el modelo bidimensional desa-

rrollado por F.Gratton y M.Vargas [19], cuya consistencia con los resultados experimentales ha sido ampliamente verificada [20,21]. Este modelo tiene la desventaja de no proporcionar expresiones analíticas para I y E_p , debiéndose por lo tanto recurrir al uso del cálculo numérico; pero, por otra parte, tiene la ventaja de tener en cuenta la curvatura de la LC debida a la variación radial de la presión magnética. Por medio de este modelo se han evaluado I y E_p como función de la presión, para las tres configuraciones mencionadas. En la Tabla XIII se dan los resultados obtenidos en el instante en que la lámina alcanza la boca del cañón.

TABLA XIII

$L_o = 51$ nHy	p (torr)	I (KA)	E_p (J)	E_p/M (MJ/g)
	0,4	127	78	4,43
	0,8	138	98	3,11
	1,2	143	112	2,46
$P_M \rightarrow$	1,6	145	122	2,05
	2,0	145	130	1,76

$L_o = 43$ nHy	0,4	134	88	5,04
	0,8	146	112	3,55
	1,2	151	127	2,79
	1,6	152	139	2,48
$P_M \rightarrow$	2,0	152	147	2,00
	2,4	151	154	1,76
	2,8	147	154	1,57
	3,2	144	163	1,45

$L_o = 33$ nHy	0,4	136	97	6,64
	0,8	152	129	4,40
	1,2	159	151	3,44

Tabla XIII (continuación)

$L_0 = 33$ nHy	p (torr)	I (KA)	E_p (J)	E_p/M (MJ/g)
	1,6	162	166	2,84
	2,0	163	179	2,45
$P_M \rightarrow$	2,4	162	188	2,14
	2,8	159	196	1,91
	3,2	156	202	1,73

En la tabla se ha indicado, por medio de una flecha, la posición de p_M en cada configuración. Se ha agregado también una cuarta columna en donde se da el cociente entre el trabajo electromecánico y la masa M de gas barrida por la LC durante la etapa de propagación coaxial (esta última magnitud es también proporcionada por el modelo citado). Este cociente representa la energía específica en la LC al finalizar la etapa coaxial.

Se observa de la tabla que la caída en la producción de neutrones no puede explicarse en términos de E_p , pues, en todos los casos, esta magnitud es todavía creciente cuando \bar{N} disminuye. La situación con I es diferente, pues los máximos de \bar{N} se producen a una presión prácticamente coincidente con la que maximiza a I. De todas maneras, las variaciones de I con p son tan pequeñas, que resulta difícil explicar la disminución observada de \bar{N} en términos de disminuciones de la corriente.

Por otra parte, es llamativo que los valores de E_p/M , calculados para $p = p_M$, resultan muy próximos entre sí para las tres configuraciones. Este hecho recibe un inmediato soporte físico si se analiza las formas de energía en que se reparte E_p . Por un lado, la LC cede, en su avance, una cierta energía cinética E_k a las partículas que encuentra en su camino. Admitiendo que la LC se comporta como una "barredora de nieve", es simple mostrar que $E_k = 1/2 E_p$. Esto resulta del hecho que la ecuación de movimiento consiste del balance entre la presión magnética ejercida por detrás de la LC y la presión cinética proveniente del impulso cedido a las partículas "barridas". O sea, la ecuación de movimiento de la LC es:

$$B^2 / 2\mu_0 = \rho v^2 \quad (4.4)$$

donde B es el campo magnético azimutal de la descarga, ρ la densidad del gas no perturbado y v la velocidad normal de avance de la LC. Si se considera un elemento de área diferencial δs de la LC que se desplaza una cantidad infinitesimal δl , el trabajo realizado por la fuerza magnética es:

$$\delta E_p = (B^2/2\mu_0) \delta s \delta l \quad (4.5)$$

Durante este trayecto se ha impartido, a las moléculas barridas, una energía cinética que puede calcularse como la correspondiente a cada partícula $1/2 m_p v^2$ (m_p es la masa de la partícula), multiplicada por el número de partículas contenidas en el volumen $\delta s \cdot \delta l$. Entonces:

$$\delta E_k = \left(\frac{1}{2} m_p v^2 \right) (\rho/m_p) \delta s \cdot \delta l \quad (4.6)$$

Reemplazando (4.4) en (4.5) y comparando con (4.6) resulta inmediatamente:

$$\delta E_k = 1/2 \delta E_p \quad (4.7)$$

Este último resultado es independiente de considerar a la LC plana o curva, y también de suponer que las partículas son incorporadas a la LC o deslizan tangencialmente a ella. Su validez está vinculada únicamente a la validez de (4.4), lo que supone que la inercia de la LC es despreciable en el balance del impulso.

El restante 50% de E_p queda disponible para diversas formas de energía interna, tales como energía térmica, energía magnética almacenada en las estructuras filamentosas, etc. Debe mencionarse que existe otra forma de energía en el proceso y que, hasta el momento, no ha sido nunca tomada en cuenta: la energía de ionización. Todos los modelos elaborados para la LC presuponen que el gas barrido es ionizado por la lámina, tomando esta hipótesis como un hecho que debe cumplirse automáticamente cualquiera sea el régimen de operación del equipo. Que la lámina misma sea el agente ionizador es un hecho seguramente cierto, pero lo que no resulta tan evidente es que la energía invertida para ionizar sea una cantidad despreciable frente a las otras formas de energía involucradas en el proceso. Denominando ϵ_i a la energía específica de ionización ($\epsilon_i \approx 0,7$ MJ/gr para Deuterio), enton

ces la energía interna disponible $E_i = 1/2 E_p$ debe verificar la desigualdad:

$$E_i/M > \epsilon_i \tag{4.8}$$

donde M es la masa barrida por la LC.

En la figura IV.1 se da E_i/M como función de la coordenada axial Z del vértice de la LC, con p como parámetro y para la configuración \underline{C}_2 ($L_0 = 33$ nHy).

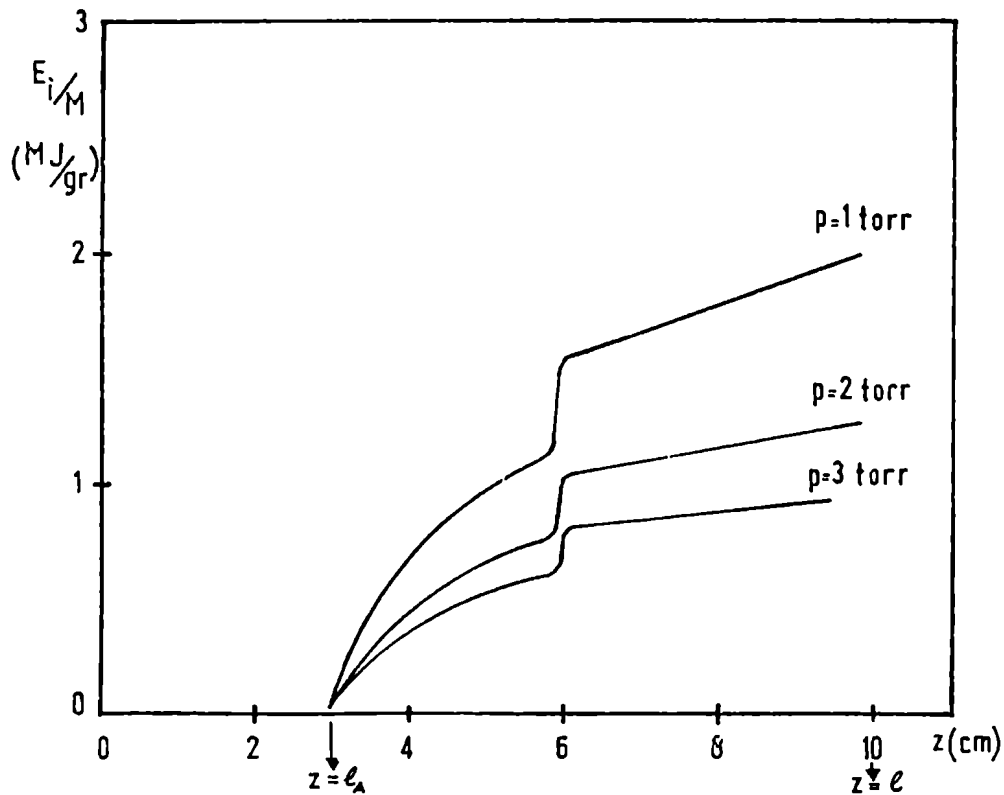


Figura IV.1: E_i/M como función de z , con p como parámetro.
Configuración \underline{C}_2

La rápida variación de E_i/M durante las primeras etapas de la propagación es debida a que la LC, partiendo del aislante, se

expande inicialmente en dirección radial. Esta fase es seguida por otra de variación lenta, correspondiente a la propagación axial de la LC, sin cambios en su configuración. Ambas fases están unidas por una subida muy brusca que caracteriza el momento en que la LC toca al electrodo externo, produciéndose por lo tanto una brusca variación de la inductancia. El desborde produce primero un suave decremento de E_i/M seguido de una rápida subida durante la última fase de la implosión (no mostrada en la figura).

Adoptando como valor significativo para E_i/M el alcanzado en el extremo de los electrodos ($z = \ell$), en la figura IV.2 se representa $E_i/M (z = \ell)$ como función de la presión.

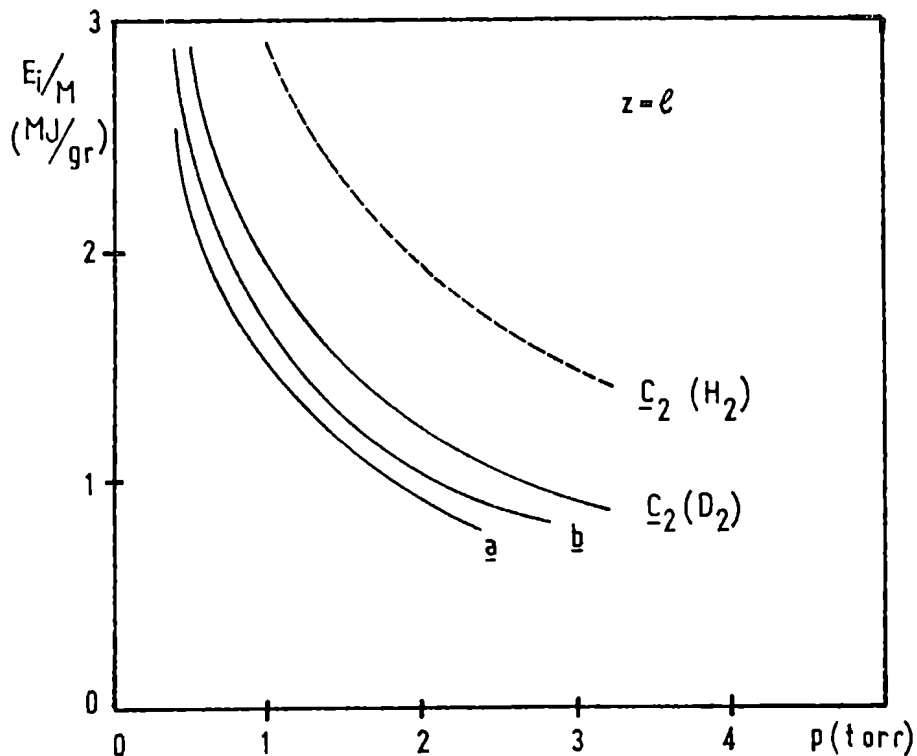


Figura IV.2: $E_i/M (z = \ell)$ vs p , para las configuraciones b , c_1 y c_2 . La línea de trazos corresponde a Hidrógeno, para la configuración c_2 .

Las tres curvas de trazos llenos corresponden a las configuraciones a, b y c₂, respectivamente. Las curvas presentan un aspecto hiperbólico, pues, en el rango de presiones en el que opera el equipo, tanto E_p como M crecen con p , pero E_p lo hace más lentamente.

De la Tabla XIII puede observarse que la máxima producción de neutrones se alcanza a una presión tal que el valor de E_i/M ($z = \ell$) es muy similar para las tres configuraciones, y es además levemente superior al valor de ϵ_i para el Deuterio. El corrimiento de la posición del máximo de \bar{N} hacia las altas presiones se explica entonces teniendo en cuenta que, a paridad de energía y parámetros geométricos, la configuración que tiene mayor E_i/M es la que tiene mayor E_p , y por lo tanto la de menor L_0 .

IV.2 Una experiencia adicional

Para ganar evidencia adicional acerca de la coincidencia del máximo \bar{N} con un cierto valor crítico de E_i/M , se decidió realizar una nueva serie de disparos con la configuración c₂, pero utilizando Hidrógeno como gas de llenado. En este caso no se pueden registrar neutrones de fusión, pero en cambio es posible detectar la amplitud de señal I_x de rayos X duros ($h\nu > 50$ keV), con la suposición adicional (aceptada por todos los investigadores de Plasma Focus) que I_x sirve como medida de la "bondad" del foco. El motivo de la elección del Hidrógeno radica en su estructura electrónica simple, la que permite calcular sin ambigüedades su energía específica de ionización.

La señal de rayos X es registrada por medio del detector por centelleo descrito en el cap. III. En el extremo del tubo de aluminio se adosó un absorbente de Plomo de 3 mm de espesor, lo que asegura que los rayos X detectados poseen una energía superior a los 100 keV.

Se realizaron un total de 150 disparos, variando la presión de llenado en el rango $0,7 \div 3,3$ torr. En la figura IV.3 se muestra I_x como función de la altura del pico en la derivada de la

corriente de descarga h , ambas en unidades arbitrarias.

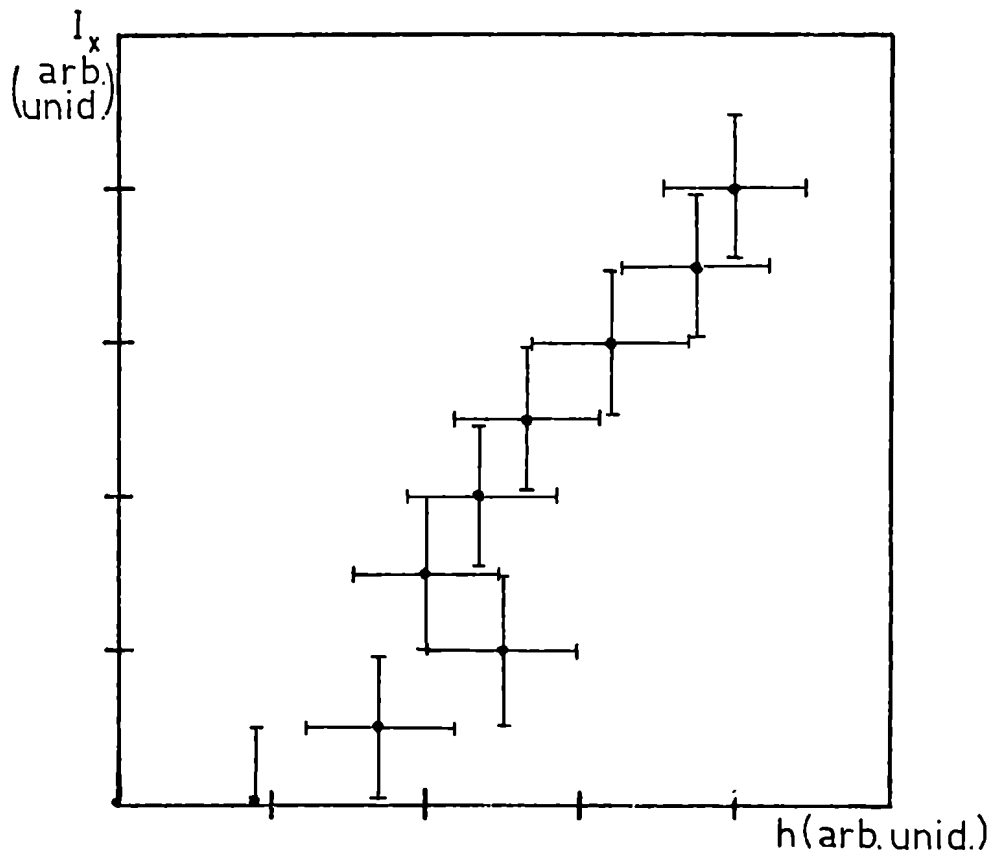


Figura IV.3: Amplitud de la señal de rayos X duros, I_x , en función de la altura h del pico en dI/dt . Configuración c_2 , Gas Hidrógeno. Ambas cantidades en unidades arbitrarias.

Según se observa, la correlación entre I_x y h es aceptable, y si se tiene en cuenta que la correlación entre h y \bar{N} también lo es, queda establecido que la amplitud de I_x es adecuada para medir la eficacia del disparo.

En la Tabla XIV se da I_x discriminada por intervalos de presión. Según se observa, I_x presenta un máximo para $p \equiv p_M = 2,4$ torr.

TABLA XIV

n	p (torr)	I_x (unidades arbitrarias)
15	0,8	$1,7 \pm 0,6$
15	1,2	$1,9 \pm 0,7$
18	1,6	$2,9 \pm 0,7$
18	2,0	$3,9 \pm 0,8$
18	2,4	$5,9 \pm 0,5$
21	2,8	$1,8 \pm 0,6$
18	3,2	$0,9 \pm 0,5$

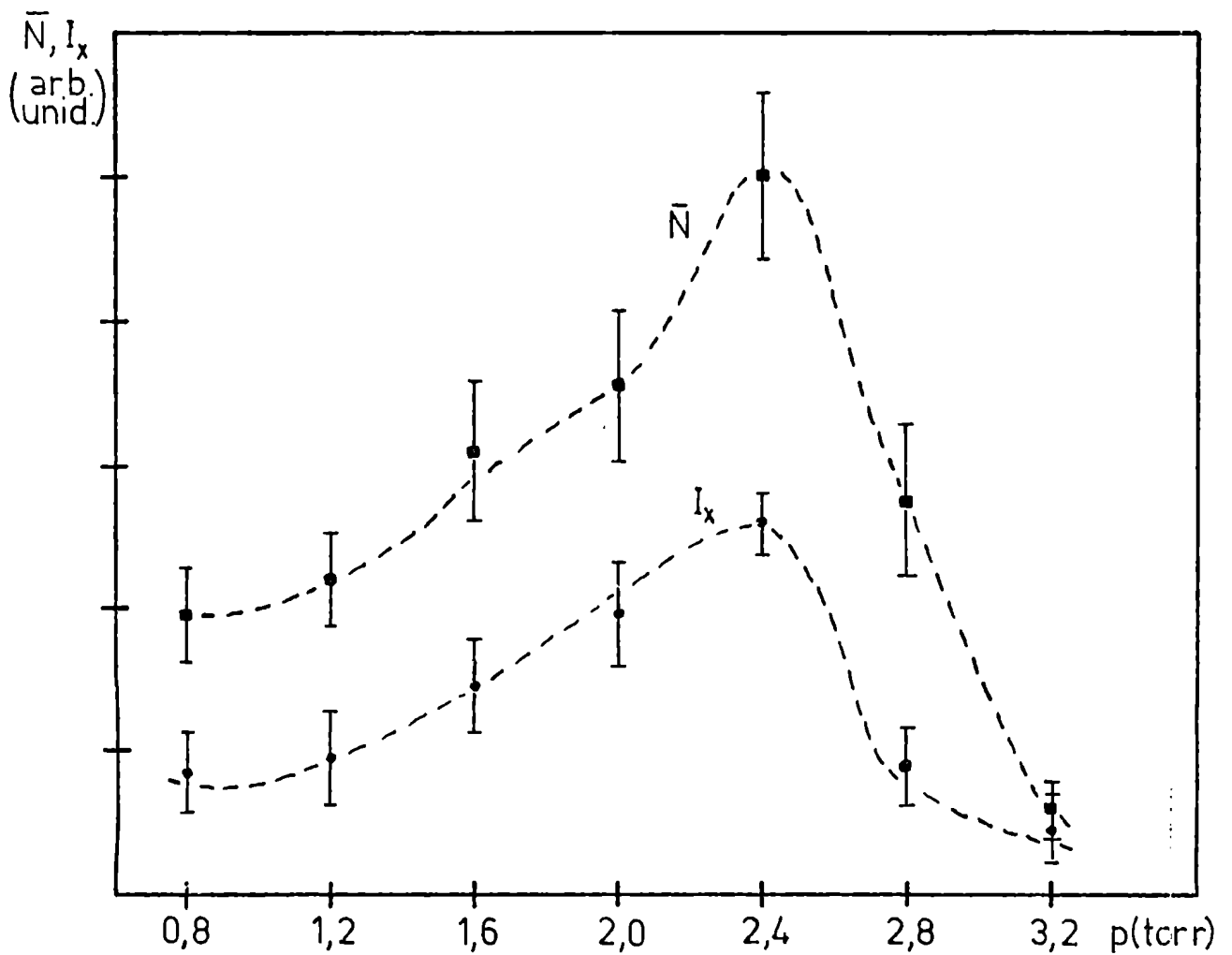


Figura IV.4: I_x y \bar{N} . (en unidades arbitrarias) vs p para la configuración c_2

En la figura IV.4 se muestra \bar{N}, I_x vs p , para la configuración c_2 .

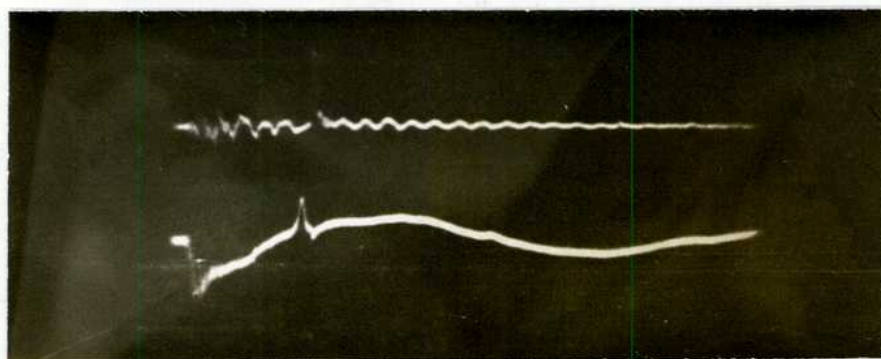
Por otra parte, en la figura IV.2 se ha incluido, con una línea de trazo, la curva $E_i/M(z = \ell)$ vs p correspondiente al Hidrógeno. Como la energía específica de ionización correspondiente al Hidrógeno es $\epsilon_i = 1,4$ MJ/gr, se observa que la desigualdad (4.8) deja de valer a una presión próxima a 2,4 torr. Se concluye entonces que la producción de rayos X duros también descende cuando $E_i/M(z = \ell)$ se aproxima a la energía específica de ionización del Hidrógeno. En la figura IV.5 se muestran trazas oscilográficas típicas de I_x y de dI/dt .

IV.3 Aplicación a un Plasma Focus de parámetros diferentes

Con el objeto de asegurar que el efecto encontrado en el P.F. I no es una coincidencia debida a una combinación particular de sus parámetros, se decidió realizar cálculos similares para otro equipo Plasma Focus que opera con un rango de parámetros muy diferentes. Este equipo, perteneciente al Laboratorio de Frascati, tiene los siguientes parámetros eléctricos y mecánicos [22]:

$C_o = 45 \mu F$	$\ell = 23 \text{ cm}$
$V_o = 26 \div 34 \text{ KV}$	$\ell_A = 10,7 \text{ cm}$
$L_o = 30 \text{ nHy}$	$b = 5 \text{ cm}$
$p = 2 \div 11 \text{ torr}$	$a = 2,5 \text{ cm}$

Con este equipo se ha medido la curva \bar{N} vs p para cinco valores diferentes de la tensión de carga del banco, obteniéndose curvas similares a las encontradas con el P.F. I. En la Tabla XV se da el correspondiente listado de valores de I , E_p y E_i/M para $z = \ell$. Debe mencionarse que los autores presentan curvas continuas, y por lo tanto la presión que figura en la tabla ha sido obtenida por interpolación gráfica de la figura 2 de la ref. [22].



0,5 μseg

Figura IV.5: Trazas oscilográficas típicas de I_x (traza superior) y de dI/dt (traza inferior).

TABLA XV

V_0 (KV)	p (torr)	I (KA)	E_p (KJ)	E_i/M (MJ/gr)	\bar{N} ($\times 10^9$)
34	1,7	601	2,37	2,30	5
	3,3	681	3,17	1,59	10
	5	729	3,78	1,25	15
	$p_M \rightarrow$ 6,3	754	4,14	1,08	16,5
	7,25	768	4,38	0,99	15
	8,6	783	4,67	0,89	10
32	3,8	670	3,14	1,37	10
	$p_M \rightarrow$ 6	717	3,78	1,04	14,5
	7,7	738	4,15	0,89	10

30	4,7	662	3,17	1,12	10
	$p_M \rightarrow$ 5,7	678	3,42	1,00	12,5
	6,6	690	3,62	0,90	10
	8,6	706	3,98	0,76	5

28	2,6	576	2,29	1,45	5
	$p_M \rightarrow$ 5,4	639	3,08	0,95	8,4
	7,3	658	3,43	0,77	5
	10,7	668	3,90	0,60	1

26	$p_M \rightarrow$ 4,7	594	2,66	0,95	6,7
	5,9	608	2,89	0,81	5
	8,1	619	3,23	0,65	1
	9,2	620	3,36	0,60	0,5
	10,8	618	3,52	0,54	0,3

En la Tabla se ha indicado por medio de una flecha, para cada V_0 , el valor de $p \equiv p_M$ que optimiza a \bar{N} . Según se observa, los resultados están en pleno acuerdo con lo obtenido con el P.F. I. Para una dada energía, la presión a la que se produ-

ce la producción máxima de neutrones no está gobernada ni por I ni por E_p , sino por el valor de E_i/M . Cuando esta magnitud alcanza, en el instante del desborde, un valor del orden de 1 MJ/gr, \bar{N} comienza a descender.

IV.4 Interpretación de la influencia del material de los electrodos en el comportamiento del equipo.

Las mediciones llevadas a cabo a lo largo de este trabajo han mostrado que la producción de neutrones, para condiciones de operación fijas, fluctúa considerablemente disparo a disparo, y es además fuertemente dependiente del material de los electrodos.

El caso de los electrodos de bronce es particularmente interesante, debido al peculiar comportamiento alternante observado. Para cuantificar el valor estadístico de este hecho, consideremos la secuencia de 240 disparos realizados a la presión óptima mostrados en la figura III.1: se convendrá en clasificar los disparos en "buenos" y "malos" según que N sea mayor o menor que en cierto valor N_0 . Suponiendo que el evento "obtención de un disparo bueno" es independiente del disparo anterior, y considerando que en la serie se han registrado n_1 eventos "buenos" y n_2 eventos "malos", es posible asignar una probabilidad "a priori" de $n_1/(n_1 + n_2)$ para la obtención de un disparo "bueno". Entonces puede calcularse el número probable n_{xx} de obtener dos disparos buenos consecutivos como:

$$n_{xx} \approx [n_1/(n_1 + n_2)]^2 (n_1 + n_2 - 1) \quad (4.9)$$

También puede evaluarse la probabilidad P de que se registren, en una dada secuencia, al menos dos disparos consecutivos buenos. Esta probabilidad está dada (ver apéndice A3) por:

$$P = 1 - \frac{n_2 (n_2 - 1) \dots (n_2 + 2 - n_1)}{(n_2 + 2) (n_2 + 3) \dots (n_2 + n_1)}$$

En la Tabla XVI se muestran los valores de n_{xx} y P para diferentes valores de N_0 , y también la cantidad n'_{xx} de eventos consistentes en la observación experimental de dos disparos buenos consecutivos. Para la confección de la tabla se tuvo en cuenta que los datos de la figura III.1 consisten de 23 tandas no consecutivas, y que por lo tanto deben excluirse de los cálculos los extremos de cada tanda.

TABLA XVI

$N_0 (\times 10^6)$	n_1	n_2	P	n_{xx}	n'_{xx}	n'_{xx}/n_{xx}
36	23	171	0,95	3	0	0
27	43	151	~ 1	9,5	0	0
18	67	127	~ 1	23	3	0.23
9	81	113	~ 1	34	15	0.44
5	96	98	~ 1	47	21	0.45

Los resultados de la Tabla descartan cualquier interpretación a través de un proceso de azar, pues la cantidad n'_{xx}/n_{xx} es bastante diferente de la unidad incluso para valores pequeños de N_0 . Debe aceptarse que existe algún proceso físico por el cual la ocurrencia de un disparo "bueno" inhibe, de alguna manera, la aparición de un subsiguiente disparo "bueno".

Observaciones ópticas laterales de la LC realizadas en la etapa del colapso radial, no muestran ninguna diferencia apreciable entre disparos con alto o bajo N (es sabido que colapsos asimétricos de la LC producen escasos neutrones). No obstante, aparece una pequeña diferencia en la medición del valor medio \bar{t}_F del instante de formación del foco. Tomando $N_0 = \bar{N} = 15 \times 10^6$, resultan $\bar{t}_F (N > \bar{N}) = 1,13 \pm 0,02 \mu\text{seg}$ y $\bar{t}_F (N < \bar{N}) = 1,18 \pm 0,02 \mu\text{seg}$. Dada la dependencia entre \bar{t}_F y la masa barrida por la LC determinada en este trabajo (ver III.3 y III.4), que coincide además con la reportada por otros autores [6], la diferencia entre am-

Los \bar{t}_F sugiere la existencia de una contaminación de la LC proveniente de una incorporación a su masa de impurezas pesadas presentes en la descarga. Una posible contaminación de volumen debe descartarse, pues la alternancia se mantiene después de realizados más de 10 disparos consecutivos sin renovar el gas. Por esto, debe admitirse que las impurezas presentes en la LC son debidas a la incorporación de gases adsorbidos en la superficie del electrodo central. La proporción de átomos contaminantes a átomos de Deuterio puede estimarse como:

$$\left[\frac{2a}{b^2 - a^2} \right] n_s / n_v$$

donde n_s es la densidad superficial de partículas adsorbidas y n_v la densidad de volumen de Deuterio, a la presión de trabajo. Si se considera una monocapa adsorbida ($n_s \approx 10^{16} \text{ cm}^{-2}$), y tomando $p = 2$ torr, resulta para las dimensiones de los electrodos del P.F. I que la fracción de contaminantes es del orden del 5%. Esta cantidad, suponiendo que el gas adsorbido es Oxígeno, es más que suficiente para explicar las diferencias encontradas en \bar{t}_F . (Debe notarse, además, que estas diferencias son demasiado pequeñas para explicar tan drástica disminución de N en términos de I o E_p).

Por otra parte, una pequeña fracción de contaminación puede producir un apreciable incremento en el valor de E_i debido al elevado consumo energético que demandan ionizaciones múltiples, invirtiendo la condición (4.8) con la consiguiente disminución de N .

Es posible proponer una explicación del comportamiento alternante observado en los siguientes términos: en un disparo "bueno", partículas de alta energía (producidas en el foco) golpean contra las paredes de la cámara, liberando gases ocluidos que son posteriormente adsorbidos por los electrodos. La LC que se forma en el siguiente disparo resulta contaminada al liberar e incorporar el gas adsorbido, se obtiene un bajo N , pero al mis

mo tiempo, se "limpia" al electrodo para el siguiente disparo. Cabe destacar que el mecanismo de transferencia de contaminantes entre electrodos y cámara de vacío ha sido propuesta por E.E. Donaldson et.al, en 1963 [23], investigando el efecto que tiene la contaminación de electrodos sobre la tensión de ruptura para descargas de baja corriente.

Para el caso del Cu OFHC no se puede, desafortunadamente, realizar un análisis estadístico. Esto se debe a que, por una parte, en el momento en que se realizaron las series con electrodos de Cu OFHC no se tenía una clara idea de la existencia del efecto observado en el bronce, y por lo tanto no se hizo una investigación sistemática; por otra parte, la presencia de la mencionada tapa de acrílico produce una contaminación de volumen que puede enmascarar los efectos propuestos de contaminación superficial. De cualquier forma, subsiste el hecho que la producción media para los disparos es, en el Cu OFHC, muy superior a la obtenida con el bronce, y como en estos casos no se presenta contaminación de volumen, debe concluirse que el Cu OFHC se comporta como un material superior al bronce.

Con respecto al Cu común, debe mencionarse que éste presenta habitualmente un alto contenido de Oxígeno (de hasta el 10% de su peso). Por este motivo, es factible esperar que una capa superficial de ese gas removida en una descarga sea repuesta prontamente por el gas contenido en volumen. Esto podría explicar la imposibilidad práctica de encontrar un régimen estacionario y además el corrimiento de la producción óptima hacia presiones más bajas.

La presencia de contaminación de volumen explica, en el caso del Cu OFHC, las diferencias encontradas entre los valores de \bar{N}_1 y \bar{N} . Por otra parte, la función de \bar{N}_1 vs p presenta dos máximos (alta y baja presión) contra uno solo de \bar{N} vs p (alta presión). Esto puede interpretarse notando que, para presiones en el entorno de ambos máximos, los focos producidos son en prome-

medio más intensos, y por lo tanto mayores las impurezas arrancadas de la tapa de acrílico. Como resultado, puede ocurrir que el máximo más pequeño (baja presión) quede enmascarado al promediarse la producción sobre todos los disparos.

CAPITULO V

REGIMEN DE OPERACION DE OTROS EQUIPOS P.F.

V.1 Régimen de operación de otros equipos Plasma Focus

En el capítulo IV se mostró la existencia de un límite superior para la presión de llenado, que se establece cuando la energía disponible en la LC se hace insuficiente para ionizar al gas barrido en su camino. Este fenómeno explica la caída en la producción de neutrones en el P.F. I del Laboratorio de Física del Plasma y también en uno de los P.F. que operan en el Laboratorio Gas Ionizzati de Frascati. En este capítulo se da un análisis de la situación en que se encuentran operando todos aquellos P.F. del mundo cuyos datos publicados permiten realizar cálculos similares a los mostrados en el capítulo IV. Estos equipos se han agrupado por el nombre del Laboratorio donde se encuentran ubicados, y se adjunta en cada caso un cuadro de valores donde se consignan los parámetros eléctricos y mecánicos, los neutrones producidos para cada configuración y los valores de la corriente de descarga, el trabajo electromecánico, y E_i/M , calculados en el momento en que la LC alcanza la boca de los electrodos, tal cual resultan de la aplicación del modelo de la ref. 19.

V.2 Laboratorio de Culham (Gran Bretaña)

Los datos registrados han sido tomados de la ref. 24. Los autores presentan datos de N como función de la tensión de carga del banco, para una presión fija; y también de N como función de la presión para una tensión fija.

Los parámetros mantenidos fijos durante la experiencia son:

$$\begin{array}{ll} C_0 = 96 \mu\text{F} & b = 5 \text{ cm} \\ L_0 = 26 \text{ nHy} & a = 2,5 \text{ cm} \\ \ell = 23 \text{ cm} & \ell_A = 4 \text{ cm} \end{array}$$

En la Tabla XVII se dan los parámetros variables, N y los cálculos de I, E_p y E_i/M .

TABLA XVII

V_0 (KV)	p (torr)	\bar{N} (x 10^9)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
24	0,8	2,3	2,64	530	5,49
27	0,8	3,2	3,11	578	6,48
30	0,8	3,8	3,35	600	6,97
33	0,8	4,8	3,70	633	7,71
25	0,2	0,3	1,43	396	11,89
25	0,5	1,2	2,21	489	7,37
25	1,0	2,7	3,05	569	5,09
25	1,5	3,9	3,67	619	4,08
25	2,0	5,6	4,17	655	3,47
25	2,5	7,1	4,59	684	3,06
25	3,0	7,9	4,97	707	2,76

V.3 Laboratorio de Darmstadt (Alemania)

Los datos han sido tomados de la ref. 25, trabajo en el cual los autores reportan N vs. V_0 , a la presión óptima.

Parámetros fijos:

$$C_0 = 6,7 \mu F$$

$$b = 2,5 \text{ cm}$$

$$L_0 = 24 \text{ nHy}$$

$$a = 0,8 \text{ cm}$$

$$l = 10 \text{ cm}$$

$$l_{\Delta} = 4 \text{ cm}$$

Parámetros variables, producción de neutrones y magnitudes al desborde:

TABLA XVIII

V_0 (KV)	p (torr)	\bar{N} (x 10^6)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
10	0,8	1	0,071	106	1,27
12	1,0	5	0,097	125	1,39
13	1,9	7	0,135	140	1,00
15	3,5	30	0,194	161	0,83

Tabla XVIII (continuación)

V_o (KV)	p (torr)	\bar{N} (x 10^6)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
16	4,0	74	0,223	171	0,80
18	4,5	100	0,274	194	0,87
20	5,5	230	0,337	216	0,88

V.4 Laboratorio de Hoboken (EEUU)

La producción de neutrones como función de la presión ha sido medida recientemente por J. Feugeas [26].

Parámetros fijos:

$V_o = 16$ KV	$b = 5$ cm
$C_o = 46$ μ F	$a = 1,7$ cm
$L_o = 19$ nHy (estimada)	$\ell_A = 5,2$ cm
$\ell = 13,5$ cm	

Parámetros variables, neutrones y magnitudes al desborde.

TABLA XIX

p (torr)	\bar{N} (x 10^7)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
4,0	4,5	0,98	354	0,95
4,5	12	1,17	380	0,75
5,4	16	1,26	390	0,67
6,0	21	1,31	396	0,63
7,5	18	1,43	408	0,55
9,0	5,5	1,53	416	0,49
10,5	5,4	1,62	421	0,45
12,0	2,4	1,69	425	0,41
15,0	2,0	1,82	428	0,35

V.5 Laboratorio de Swierk (Polonia)

Los datos han sido tomados de la réf. 27, y el autor reporta datos de \bar{N} vs p para V_o fijo; y también \bar{N} vs V_o para p fija.

Parámetros fijos:

$$C_o = 21 \mu F$$

$$L_o = 75 \text{ nHy}$$

$$\ell = 23 \text{ cm}$$

$$b = 5 \text{ cm}$$

$$a = 2,5 \text{ cm}$$

$$\ell_A = 5 \text{ cm}$$

TABLA XX

V_o (KV)	p (torr)	\bar{N} (x 10^8)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
36	0,5	2	1,27	406	4,59
36	0,75	2,8	1,61	432	3,59
36	1,0	3,8	1,80	447	2,99
36	1,25	3,7	1,93	457	2,59
36	1,5	3	2,05	462	2,29
36	1,75	1,7	2,15	465	2,05
36	2,0	1	2,23	465	1,90
30	1,0	0,2	1,41	384	2,35
32	1,0	0,6	1,53	406	2,56
33	1,0	1,5	1,60	417	2,67
34	1,0	2,6	1,66	427	2,78
35	1,0	3	1,73	437	2,89

V.6 Laboratorio de Stuttgart (Alemania)

V.6.1 Los datos han sido tomados de la ref. 28. Se reportan mediciones de neutrones variando p, l y V_o .

$$C_o = 225 \mu F$$

$$L_o = 20 \text{ nHy}$$

$$\ell_A = 3 \text{ cm}$$

$$b = 6,25 \text{ cm}$$

$$a = 3,3 \text{ cm}$$

Parámetros variables, neutrones y magnitudes al desborde:

TABLA XXI

V_o (KJ)	ℓ (cm)	p (torr)	\bar{N} (x 10^9)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
13	18	1,9	1	2,22	566	1,70

Tabla XXI (continuación)

V_0 (KV)	ℓ (cm)	p(torr)	\bar{N} (x 10 ⁹)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
13	18	2,5	2,1	2,51	598	1,46
13	18	3,6	3,2	2,95	642	1,19
13	26	1,4	2,2	3,42	545	2,39
13	26	2,1	2,9	4,07	586	1,90
13	26	3	2,8	4,70	619	1,53
13	26	4	0,8	5,26	644	1,29
16	18	3	2,3	3,43	702	1,66
16	18	5,1	6,7	4,34	780	1,24
16	18	7	6,5	4,97	826	1,03
16	18	9	2,3	5,52	862	0,89
16	22	3	3,8	4,71	714	1,84
16	22	5,1	7,6	5,90	784	1,37
16	22	7,1	3,2	6,71	824	1,12
16	22	9	1,8	7,39	852	0,96
16	26	3	4,8	6,01	714	1,96
16	26	5,1	5,4	7,45	775	1,43
16	26	7	2,1	8,40	806	1,17
16	26	9	0,9	9,19	824	1,00

V.6.2 Los datos han sido tomados de la ref. 29. Mediciones de \bar{N} variando p, l y b.

Parámetros fijos:

$$V_0 = 85 \text{ KV}$$

$$C_0 = 3,36 \text{ } \mu\text{F}$$

$$L_0 = 35 \text{ nHy}$$

$$\ell_A = 1,7 \text{ cm}$$

$$a = 1,25 \text{ cm}$$

Parámetros variables, neutrones y magnitudes al desborde:

TABLA XXII

b(cm)	ℓ(cm)	p(torr)	$\bar{N} (\times 10^8)$	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
4,2	3	10	0,2	0,171	480	1,32
		15	0,4	0,206	524	1,05
		20	1,1	0,235	557	0,90
		25	1,2	0,259	583	0,79
		30	1,5	0,280	604	0,71
		36	0,8	0,303	625	0,64
		41	0,4	0,322	642	0,59
	4	55	0,3	0,361	674	0,50
		60	0,2	0,374	684	0,48
		10	5	0,312	540	1,56
		15	11	0,373	586	1,25
		17	8	0,394	600	1,16
		20	5	0,422	619	1,06
		25	2	0,463	644	0,93
5	5	10	0,700	561	2,97	
	10	16	0,931	634	1,97	
	13	21	1,029	659	1,68	
	15	23	1,084	671	1,53	
	20	15	1,200	693	1,27	
	25	6	1,286	705	1,09	
	3,0	8	5	19	1,631	634
7			33	1,823	651	3,47
10			10	2,019	655	2,68

V.7 Otros Laboratorios

V.7.1 Laboratorio de Los Alamos (EEUU)

Los datos han sido tomados de la ref. 30 y 32.

Parámetros fijos:

$C_o = 90 \mu F$

$L_o = 16 nHy$

$\ell = 22 \text{ cm}$

$b = 4,8 \text{ cm}$

$a = 2,5 \text{ cm}$

$\ell_A = 5 \text{ cm}$

Parámetros variables, neutrones y magnitudes al desborde:

TABLA XXIII

V_o (KV)	p (torr)	\bar{N} (x 10 ⁹)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
20	5,9	9,2	5,02	714	1,65
29	4	20	6,70	875	3,26
16,3	2 - 3	4	2,57 - 3,01	532 - 564	2,50 - 1,95

V.7.2 Laboratorio de Limeil (Francia)

Los datos han sido tomados de la ref.32.

Parámetros fijos:

$$\ell = 18,5 \text{ cm}$$

$$b = 5 \text{ cm}$$

$$\ell_A = 5 \text{ cm}$$

$$a = 2,5 \text{ cm}$$

Parámetros variables, neutrones y magnitudes al desborde:

TABLA XXIV

C_o (μ F)	L_o (nHy)	V_o (KV)	p (torr)	\bar{N} (x10 ⁹)	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
90	32	18	3,3	1,5	1,96	536	1,25
30	53	33	2,0	2,5	1,94	540	2,05
30	53	45	3,0	6,5	3,31	713	2,33

V.7.3 Laboratorio de Frascati (Italia)

Los datos han sido tomados de la ref. 33.

Parámetros fijos:

$$C_o = 1.250 \mu F$$

$$\ell_A = 10 \text{ cm}$$

$$V_o = 33 \text{ KV}$$

$$a = 18,5 \text{ cm}$$

$$L_o = 16 \text{ nH}$$

$$b = 22,5 \text{ cm}$$

$$\ell = 60 \text{ cm}$$

$$p = 2,1 \text{ torr}$$

Neutrones y magnitudes al desborde:

TABLA XXV

\bar{N}	E_p (KJ)	I (KA)	E_i/M (MJ/gr)
$2,5 \times 10^{11}$	114	3.937	3,85

V.8 Comentarios

En las Tablas presentadas en los párrafos anteriores, puede observarse que todos los valores de E_i/M calculados cuando la LC desborda los electrodos fluctúan dentro de un orden de magnitud. Si se analizan aquellos experimentos en los que se pone en evidencia una presión óptima para la producción de neutrones, se concluye que la caída en dicha producción para presiones mayores que la óptima, no se corresponde con disminuciones de I_i o E_p , pues ambas magnitudes están siempre en una fase creciente (ver V.4, V.5, V.6.1 y V.6.2). Asociando a estos experimentos un valor crítico de E_i/M , correspondiente a la presión óptima, los valores que resultan (incluyendo los resultados de V.3) son bastante próximos a la energía específica de ionización del Deuterio, lo que constituye, teniendo en cuenta el amplio espectro de valores de parámetros utilizados, un fuerte soporte para la interpretación propuesta acerca del establecimiento de un límite superior para la presión de operación. Además, estos valores críticos son siempre superiores a 0,7 MJ/gr. La única excepción está constituida por los resultados de Hoboken, aún cuando los datos deben, en este caso, ser tomados con precaución, debido a que no se dispone de una medida precisa de L_0 . Esto podría explicarse en términos de la presencia habitual de efectos de contaminación en la mayoría de los equipos. Debe mencionarse que en la literatura no figuran, en general, datos precisos acerca de los materiales utilizados para los electrodos y cámara de vacío, pero en cambio, se observa siempre que los datos de \bar{N} presentan fuertes dispersiones, producto de fluctuaciones en la producción.

Los datos presentados en V.2 son sorprendentes, pues los autores presentan una curva \bar{N} vs p monótona creciente, por lo que no es posible asignar un valor crítico para E_i/M en esta experiencia (aún cuando puede afirmarse que es igual o inferior a 2,76 MJ/gr).

Es interesante observar que la existencia de un valor crítico de E_i/M permite interpretar un resultado presentado por Rapp [28], quien, utilizando las mediciones mostradas en VI.6.1, sugiere que la óptima producción de neutrones se produce para un valor constante de la combinación $V_o^2/p\ell$, con el resto de los parámetros fijos. Como por otra parte:

$$\frac{E_i}{M} = \frac{E_p}{2M} \cdot \frac{\eta_p V_o^2}{p\ell} \text{ con } \eta_p = \frac{2E_p}{C_o V_o^2} \quad (5.1)$$

y teniendo en cuenta además que en el experimento de la ref. 28 la variación de η_p , para los valores de p , ℓ y V_o que optimizan a \bar{N} , no supera el 30%, y que además esta variación es inferior a la incerteza con que el autor propone la constancia de la mencionada combinación de parámetros, puede concluirse que la observación de Rapp es un caso particular de (5.1).

A modo de resumen, en la Tabla XXVI se presentan, para todos los equipos analizados, los valores de E_i/M correspondientes a la óptima producción de neutrones al variar la presión de operación, manteniendo el resto de los parámetros fijos.

TABLA XXVI

Laboratorio	E_i/M (MJ/gr) correspondiente al máximo de la curva \bar{N} vs p .
Buenos Aires	1,03
	1,00
	1,07

Frascati	1,08
	1,04
	1,00
	0,95
	0,95
	3,85

Tabla XXVI (continuación)

Laboratorio	E _i /M (MJ/gr) correspondiente al máximo de la curva \bar{N} vs p.
Culham	< 2,76
Darmstadt	1,27
	1,39
	1,00
	0,83
	0,80
	0,87
	0,88
Hoboken	0,63
Swierk	2,99 ÷ 2,59
Stuttgart	< 1,19
	1,90 ÷ 1,53
	1,24 ÷ 1,03
	1,37
	1,43
	0,79 ÷ 0,71
	1,25
	1,68 ÷ 1,53
	3,47
Los Alamos	1,65
	3,26
	2,50 ÷ 1,95
Limeil	1,25
	2,05
	2,33

Los varios valores de E_i/M que figuran asociados con cada laboratorio corresponden a distintas configuraciones de un mismo equipo (variando sus parámetros eléctricos o geométricos), o incluso a resultados obtenidos con equipos diferentes que operen en el mismo laboratorio (como los casos de Frascati y Stuttgart).

ORBITULO VI

CONCLUSIONES

VI.1 Conclusiones del trabajo

A lo largo de este trabajo se han presentado numerosas evidencias experimentales que muestran la necesidad de satisfacer la condición.

$$E_i/M > \epsilon_i \quad (6.1)$$

para asegurar la correcta operación de un equipo Plasma Focus. Esta condición establece un límite superior para la presión de llenado, por encima del cual la producción de neutrones desciende. Se ha encontrado que este valor límite está en razonable acuerdo con los valores experimentales hallados en el equipo P.F. I, utilizando 3 configuraciones distintas. Para la configuración de menor inductancia se ha empleado además Hidrógeno como gas de llenado, encontrándose que, también en este caso, la producción de rayos X duros (previamente correlacionada con la producción de neutrones), desciende más allá de un valor óptimo de la presión, en acuerdo con lo que predice (6.1).

Se ha estudiado además el efecto que tiene el empleo de diversos materiales de electrodos sobre N, encontrándose diferencias muy significativas que pueden ser atribuidas a distintas propiedades superficiales de cada material. La condición (6.1) permite formular hipótesis razonables para explicar el efecto observado, en términos del elevado consumo energético que demandan ionizaciones múltiples de contaminantes pesados presentes en la LC, los que son liberados de las capas superficiales de los electrodos cuando éstos son expuestos a la violenta descarga en un P.F. Estas hipótesis constituyen, indirectamente, una ulterior reafirmación de la existencia de (6.1).

Se ha analizado, además, el régimen de operación de todos aquellos P.F. del mundo cuyos datos publicados hasta la fecha han permitido realizar los cálculos, encontrándose que en todos aquellos casos en los que se ha medido N versus p, el valor obtenido de la presión que optimiza a N no puede explicarse en

términos del comportamiento de I o E_p (que, como ya se ha mencionado en II.2, han sido correlacionadas con N), pues ambas magnitudes se encuentran en todos los casos en una fase creciente con la presión. La única excepción la constituye precisamente el P.F. I, pues en él I pasa por un máximo cuando N descende. Este resultado debe interpretarse en todo caso, como una casualidad debida a la particular combinación de parámetros que se emplean en el P.F. I, pues si se postula una correlación $N \sim I^\alpha$, se encuentra que es exponente α debería tomar valores inusitados ($\alpha \geq 20$) para explicar las variaciones de N , lo que está en rotundo desacuerdo con lo obtenido en cualquier otro equipo. Por otra parte, los cálculos muestran que el máximo de N se produce para un valor de la presión tal que el valor de E_i/M resulta bastante cercano al encontrado experimentalmente con el P.F. I, próximo a la energía específica de ionización del Deuterio.

En otros resultados analizados, no se ha medido N en función de p , pero sin embargo, los cálculos muestran que también en estos casos el valor de E_i/M es próximo a 1 MJ/gr.

Puede considerarse, tal vez, una objeción acerca de la validez de (6.1): los valores críticos de E_i/M que pueden asignarse a cada equipo fluctúan en un factor 5 (tomando la relación entre el más grande y el más pequeño). Esta objeción puede responderse de dos formas independientes: en primer lugar debe mencionarse que los mayores apartamientos del valor de ϵ_i para Deuterio puro, son siempre por exceso de este valor y no por defecto. Mientras que el encontrar un valor crítico de E_i/M considerablemente menor a 0,7 MJ/gr plantearía serias objeciones acerca de la existencia de un umbral vinculado con procesos de ionización, un valor crítico de E_i/M mayor que 0,7 MJ/gr puede entenderse siempre en términos de contaminantes pesados. Desafortunadamente, no puede intentarse una explicación detallada para los casos en donde se presentan los mayores apartamientos, pues, debido a que poca o ninguna atención se le ha dado a la presen-

cia de impurezas, no se encuentra en la literatura ninguna indicación que arroje luz sobre el asunto. De todas maneras, a veces es posible reparar en detalles que indican la presencia de fuertes cantidades de contaminantes, de los que daremos un ejemplo: el P.F. que opera en el Laboratorio de Culham, cuyos resultados se encuentran en V.2, posee una cámara de descarga de dimensiones muy reducidas, de forma que su volumen es levemente superior al volumen del electrodo externo (ref. 24). Por este motivo, el proceso de intercambio de impurezas propuesto en IV.4 puede ser muy intenso, lo que explica el elevado valor crítico de E_i/M encontrado para esta experiencia.

En segundo lugar, si se considera el muy amplio rango de valores de los parámetros eléctricos y mecánicos que se utilizan en los equipos investigados, para los que N varía por más de 4 órdenes de magnitud, E_p por 2 órdenes de magnitud e I por más de un orden de magnitud; y observando además que el conocimiento actual que se tiene sobre los P.F. no permite hacer ninguna afirmación segura sobre la estructura interna de la LC (con la cual la condición (6.1) está estrechamente vinculada), se concluye que una variación de un factor 5 no afecta la validez del resultado encontrado.

En conclusión, puede afirmarse que (6.1) tiene una validez general, al menos en el rango de energía en el que operan los P.F. actuales.

VI.2 Procesos físicos que pueden conducir a la existencia de un límite de alta presión

Cabe preguntarse cuál es la causa de la disminución de N al invertirse la condición (6.1). Descontando que este efecto provenga de cambios en la cinemática de la LC al transgredirse la condición (6.1) (hecho del que se han proporcionado numerosas evidencias a lo largo de este trabajo), se concluye que deben ocurrir profundos cambios en la estructura de la LC a medida que se aumenta la presión de operación. Por otra parte, en

contrar una solución exacta para la estructura de la LC, plantea un problema teórico de gran magnitud, en el que deben tenerse en cuenta la coexistencia de 3 especies de partículas (electrones, iones y neutros), entre las que ocurren múltiples procesos atómicos (colisiones elásticas, excitación, ionización, recombinación, etc.) en presencia de intensos campos magnéticos y en una geometría tridimensional. Por este motivo, una explicación rigurosa del fenómeno está más allá del propósito del trabajo; sin embargo, se delinearán algunos argumentos de corte cualitativo acerca de posibles procesos físicos (vinculados con N) que puedan sufrir alteraciones al invertirse(6.1).

Si la energía disponible en la LC es insuficiente para ionizar el gas barrido, puede esperarse que la temperatura de los electrones de la LC permanezca pequeña. Esto debe ser así, pues, en esas condiciones, se está en presencia de un proceso en el que coexiste materia en estado neutro y en estado ionizado y, al igual que lo que sucede con cualquier cambio de fase ordinario, la temperatura permanece aproximadamente constante. Considerando una ionización parcial (cociente entre iones y neutros $\approx 0.1 \div 0.5$), cálculos basados en las predicciones de la ecuación de Saha [34] muestran que la temperatura electrónica debe permanecer "congelada" alrededor de 1 eV (para Deuterio). Por otra parte una temperatura electrónica tan baja conduce a un apreciable incremento de la resistividad η del plasma que forma la LC ($\eta \sim T^{-3/2}$ [35]), con el consiguiente incremento de la difusión del campo magnético azimutal en la misma. Como resultado de este efecto, debe esperarse una LC más difusa, donde la corriente de descarga se distribuye sobre dimensiones considerables, dando lugar a un colapso menos violento que el habitual, en el que sólo una fracción de la corriente se encuentra fluyendo en la zona del foco. Ha sido mostrado experimentalmente [9] que, en algunos equipos P.F., la LC adquiere una estructura peculiar, con un pequeño porcentaje de la corriente ($\approx 15\%$) flu-

yendo en una zona delgada de la parte delantera y el resto fluyendo en una zona ancha y difusa. Este resultado no es extrapolable a cualquier equipo P.F., pues ha sido obtenido con una combinación particular de parámetros. Desafortunadamente, no se dan en el trabajo de la ref. 9 todos los valores de los parámetros necesarios para verificar si la condición (6.1) es o no satisfecha, pero, de cualquier forma, la observación reportada proporciona un cierto soporte al proceso propuesto.

Existe también otro posible proceso vinculado con la producción de neutrones que puede verse afectado por la disminución de la temperatura electrónica: como fuera mencionado en II.2, algunos investigadores [6,10] han propuesto que los campos magnéticos alojados en las estructuras filamentosas observadas en la LC son de relevancia para la producción de neutrones, pues, en la zona del foco, el decaimiento de las estructuras puede dar origen a intensos campos eléctricos inducidos, a través de los cuales la energía magnética de los filamentos es transferida al plasma. Como esta energía debe provenir de E_p , se concluye que si la condición (6.1) es violada, no hay en la LC energía disponible para formar las estructuras filamentosas, y entonces el proceso propuesto resulta inhibido. Esta posible interpretación puede profundizarse si se analiza la forma en que pueden generarse estos campos magnéticos tangenciales. De las ecuaciones de la magnetohidrodinámica puede obtenerse una ecuación para la evolución del campo magnético [36].

$$\partial \vec{B} / \partial t - \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{\nabla} \times (\vec{\eta} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B})) = c/e \vec{\nabla} (kT_e) \times \vec{\nabla} (\ln n_e) \quad (6.2)$$

donde \vec{B} es el campo magnético, \vec{v} la velocidad de masa, $\vec{\eta}$ el tensor de resistividad, c la velocidad de la luz, e la carga del electrón, k la constante de Boltzmann y T_e y n_e la temperatura y densidad electrónica, respectivamente.

Según se observa, en la ecuación (6.2) se distingue la presencia de un término "fuente", que es proporcional al producto vectorial de los gradientes de densidad y temperatura electrónica. La generación de campos magnéticos requiere, entonces, la existencia de gradientes cruzados de densidad y temperatura electrónica, y la dirección del campo resultante es ortogonal al ambos gradientes. Aplicando esta situación a la geometría de la LC, se ve que la condición de simetría de revolución no puede ser satisfecha, pues aceptando naturalmente la existencia de gradientes axiales a lo largo de la LC, la generación de un campo tangencial requiere la presencia de inhomogeneidades de la densidad o temperatura electrónica en la dirección azimutal. Recientemente se ha mostrado [41] que, partiendo de una situación de equilibrio en la que existen gradientes de densidad y temperatura electrónica paralelos, e imponiendo la condición de que la temperatura pase por un máximo (esto es, que el gradiente térmico se invierta en alguna región), entonces la aparición de una pequeña inhomogeneidad de la temperatura en una dirección transversal a la original genera, de acuerdo con (6.2), un pequeño campo magnético ortogonal a ambas direcciones, el que, debido a la anisotropía del tensor de conductividad térmica, realimente el gradiente transversal, y así sucesivamente. Un resultado muy importante obtenido [37] es que el desarrollo de esta inestabilidad (de carácter magnetotérmico), requiere una temperatura inicial mínima del orden de los 10 eV. Si el mecanismo descrito fuera el responsable de la generación de los campos magnéticos tangenciales, debe esperarse que la transgresión de (6.1) inhiba la formación de las mencionadas estructuras a causa de la disminución de la temperatura electrónica.

VI.3 Consecuencias de la existencia del límite de alta presión sobre el diseño de equipos P.F.

Además de las interpretaciones teóricas que se han delinea

do, la desigualdad (6.1) establece, desde el punto de vista del diseño de un equipo, importantes restricciones en lo que hace a la elección de sus parámetros. Para poner esto en evidencia, es conveniente recurrir a un modelo simplificado para la LC (que ya fuera mencionado en II.3), con el que es posible producir la dependencia de E_i/M con los parámetros del equipo. Este modelo es considerablemente menos preciso que el utilizado en este trabajo, pues en él se hace un tratamiento unidimensional de la LC, pero tiene la ventaja de proporcionar rápidas conclusiones generales. Un desarrollo completo se encuentra en la ref. 38, y nos limitaremos aquí a presentar los resultados requeridos para el análisis de (6.1). En esta formulación, E_p e I son adimensionalizadas con los parámetros eléctricos del equipo (energía almacenada E_o y corriente de cortocircuito I_o , respectivamente) y, evaluadas en el instante del desborde, resultan ser funciones de 2 combinaciones adimensionales de los parámetros del equipo, que denotaremos A y B. En fórmulas:

$$\begin{aligned} E_p &= \eta_p(A, B) E_o & ; & & E_o &= 1/2 C_o V_o^2 \\ I &= \eta_I(A, B) I_o & ; & & I_o &= V_o (C_o/L_o)^{1/2} \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$A = \frac{\mu_o}{2\pi} \frac{\ln(b/a) \ell}{L_o} \quad (\text{Unidades MKS}) \quad (6.4)$$

$$B = \frac{\mu_o}{4\pi^2} \frac{\ln(b/a)}{(b^2 - a^2)} \frac{1}{\xi \rho_o} \left(\frac{V_o C_o}{\ell} \right)^2 \quad (\text{Unidades MKS}) \quad (6.5)$$

donde ξ es un parámetro de ajuste del modelo denominado eficiencia de barrido. Los símbolos utilizados para los parámetros del equipo son los definidos en el capítulo III.

No se dispone de una expresión analítica para las funciones $\eta_p(A, B)$ y $\eta_I(A, B)$, por lo que han sido evaluadas numéricamente para varios valores de A y B. Un resultado importante es el siguiente: considerada como función de B, η_p presenta un má-

ximo para $B \approx 0,5$ y aumenta asintóticamente con A . Por otra parte, η_I presenta un máximo para $B \approx 1,5$ y disminuye con A .

Utilizando estos resultados, puede obtenerse información acerca de las limitaciones que impone la desigualdad (6.1), que puede escribirse:

$$\frac{\eta_p(A, B) E_0}{2\pi(b^2 - a^2) l \xi \rho_0} \geq \epsilon_i \quad (6.6)$$

Si se piensa en un diseño en el cual la magnitud a optimizar es E_p , entonces la presión debe ajustarse para obtener $B \approx 0,5$ (en lo que respecta a este parámetro no existe mayor diferencia si la magnitud a optimizar es I , pues basta disminuir la presión por un factor 3 para obtener $B \approx 1,5$). Reemplazando ρ_0 por medio de (6.5) en $B \approx 0,5$ se obtiene:

$$\frac{l \eta_p(A, B \approx 0,5)}{C_0 \ln(b/a)} \geq \frac{2}{\pi} \eta_0 \epsilon_i \quad (6.7)$$

Como fuera mencionado, este diseño requiere valores grandes de A , y como la dependencia de $\eta_p(A)$ con A es asintótica, esta magnitud se hace prácticamente independiente de A (esto ocurre, en la práctica para $A > 2$). En el límite de valores grandes de A se obtiene:

$$\frac{l}{C_0 \ln b/a} \geq \text{cte} \quad (6.8)$$

que puede reescribirse:

$$\frac{l^2}{C_0 L_c} \geq \text{cte} \quad (6.9)$$

donde L_c es la inductancia del sistema electrodos-LC ($L_c = \ln(b/a) \cdot l$)

Si se piensa, por otra parte, en un diseño en el cual la magnitud a optimizar sea I , resulta natural orientarse hacia una elección de los parámetros geométricos del cañón que permitan obtener un valor de L_c lo más pequeño posible, con el objeto de reducir la inductancia total del equipo. En otras palabras, para este diseño se requieren pequeños valores de A .

Para analizar, en esta situación, el significado de la condición (6.1), debe escribirse una fórmula similar a (6.7), pero ahora con $B \approx 1,5$:

$$\frac{\ell \eta_p (A, B \approx 1,5)}{C_0 \ln(b/a)} \geq \frac{2}{\pi} \mu_0 \epsilon_i \quad (6.10)$$

y como en este caso son requeridos pequeños valores de A , $\eta_p(A)$ resulta proporcional a A . Utilizando (6.4) la desigualdad (6.10) se escribe:

$$\frac{\ell^2}{C_0 L_0} \geq \text{cte} \quad (6.11)$$

Obsérvese que, para valores fijos de C_0 y L_0 , la (6.11) establece una cota inferior para la longitud de los electrodos. Esta restricción es opuesta a las exigencias de un diseño que tome en cuenta solamente la optimización de la corriente. Esto explica porqué muchos investigadores partidarios de la optimización de I han debido, no obstante, recurrir al empleo de longitudes de electrodos relativamente largas para mejorar la producción de neutrones de sus equipos.

Comparando las relaciones (6.9) y (6.11) (válidas en el límite de A grandes y A pequeños, respectivamente) se observa que ellas difieren solamente en el valor de la inductancia que figura en el denominador de la expresión, debiéndose emplear en cada caso, el término predominante (L_c si $A \gg 1$ y L_0 si $A \ll 1$). Esto sugiere que la (6.1) puede escribirse en forma similar a la (6.9) o (6.11) para valores arbitrarios de A , reemplazando, como valor de la inductancia en el denominador, una combinación entre L_0 y L_c . Por este motivo, la (6.1) se traduce siempre en una cota inferior para la longitud, cualquiera sea el valor de A . (Un cambio en el valor de B modifica simplemente el valor de la constante que figura en el miembro de la derecha de cualquiera de las desigualda-

des).

Además, debido a la dependencia que exhiben (6.9) y (6.11) con C_0 , se observa que resulta más favorable incrementar la energía almacenada a expensas de un incremento en V_0 y no en C_0 , pues V_0 no afecta a (6.1) provisto que la presión de operación es ajustada para obtener el valor deseado para el parámetro B. Esta consideración es de importancia en lo que hace al diseño de futuros equipos en grandes energías almacenadas, superiores al MJ.

VI.4 Sugerencias para trabajos futuros

La existencia de la condición (6.1) sugiere la realización de un conjunto de experiencias que apunten a aclarar los posibles procesos físicos vinculados con (6.1) y permitan verificar además varias hipótesis formuladas a lo largo de este trabajo.

Por una parte, resultaría de la mayor importancia hacer un estudio minucioso de la estructura de la LC al variar la presión de operación, a los fines de verificar algunas de las hipótesis formuladas en VI.2. Para esto pueden emplearse sondas magnéticas miniaturizadas, que permiten registrar el espesor de la LC y la presencia de campos magnéticos tangenciales. La correlación de estas mediciones con \bar{N} puede arrojar mucha información acerca de los posibles procesos físicos que llevan a la producción de neutrones y también acerca de cuál es la magnitud que conviene optimizar. Las influencias del material de los electrodos en la producción de neutrones encontradas en este trabajo ponen de manifiesto la necesidad de futuros estudios que permitan determinar su causa, con el objeto de poder seleccionar los materiales mas apropiados para diseñar equipos P.F. que produzcan neutrones con la mayor reproducibilidad posible, descarga a descarga.

Con respecto a la hipótesis formulada acerca del rol de las impurezas en la descarga, se debería contar con alguna téc-

nica que permitiera analizar la composición superficial de los electrodos descarga a descarga. Si bien estas técnicas son bastante delicadas, una alternativa posible es la espectroscopía de superficie basada en la emisión de electrones Auger [39], pues no requiere equipos demasiado sofisticados para llevarse a cabo. La dificultad esencial, en este caso, proviene de la necesidad de disponer todo el dispositivo de registro dentro de la cámara de vacío.

A lo largo de las mediciones se han encontrado, al considerar la producción de primeros disparos, fuertes evidencias de la presencia de un segundo máximo (de baja presión) para la producción de neutrones. La posición de este máximo no se desplaza al disminuir la inductancia externa, y no se ha podido encontrar una explicación satisfactoria para su presencia. De cualquier forma, estos dos máximos sugieren la existencia de dos mecanismos distintos para la producción de neutrones. Para comprobar estas ideas, sería muy útil contar con mediciones de la anisotropía angular de la producción en función de la presión.

Finalmente, debe mencionarse un aspecto importante en lo que hace a criterios de diseño y leyes de escala. El análisis del régimen de operación de todos los equipos PF del mundo muestra que (6.1) restringe a la mayoría de los equipos a operar en un rango de presiones en el cual I y E_p son funciones crecientes de la presión. Resulta natural, entonces, que hayan sido propuestas correlaciones con ambas magnitudes sin que se pusieran de manifiesto discrepancias significativas entre ambas leyes de escala. Para aclarar el punto, debería programarse un experimento en el que un equipo operara en un rango de presiones en el que I y E_p tuvieran un comportamiento opuesto, satisfaciéndose en todo momento (6.1). Para realizar esta experiencia es de la mayor importancia el desarrollo de sencillos modelos analíticos que, al precio de sacrificar precisión, permitan realizar un diseño aproximado que pueda ser posteriormente ajustado por modelos más complejos. En opinión del autor, esta experiencia es crucial, pues constituye un paso previo indispensable para el diseño de PF de grandes energías.

APPENDICE A -- 1

A.1 Diseño de la configuración b

Como ya fuera mencionado en el Capítulo II, al comienzo de este trabajo la inductancia externa del equipo era de 51 nHy (configuración a). Una contribución importante a este valor es la debida a los 12 cables coaxiales RG8/AU que conectan el banco de condensadores al air-gap. Como el valor de la inductancia de estos coaxiales proviene, esencialmente, del pequeño diámetro del conductor interno, se decidió recubrir los cables con una malla metálica que oficie de nuevo conductor externo. De esta manera se dispone de un cable triaxial, cuyos dos conductores más externos tienen un cociente de radios próximos a la unidad. El conductor central original es soldado al nuevo conductor interior (ver figura A1-1).

Para esta modificación se eligieron cables RG11/AU, cuya cubierta externa resultó adecuada para aislar tensiones de hasta 30 KV. Para la conexión a los condensadores se mantuvo el esquema de la configuración a, agrandando los agujeros pasantes de la aislación de los condesadores (figura A1-2). En los extremos de las mallas se hacen los agujeros para la conexión a la carcasa de los condensadores, estañándolos para darles mayor rigidez. De esta forma, el armado se vuelve sencillo ya que las mallas pueden colocarse por separado.

La conexión del otro extremo de los cables al air-gap se hace conectándolos a una corona cilíndrica de bronce, cuyo extremo de conexión al air-gap está rebajado (figura A1-3). La corona está provista de 12 cortes longitudinales para conseguir una mayor elasticidad, y así un mejor ajuste, estañándose además la zona de contacto con el electrodo para mejorar el mismo. En esta disposición es importante tener en cuenta la necesidad de que los agujeros realizados en las mallas queden orientados de forma tal que no sea necesario girar el cable al conectarlo, pues es algo rígido.

Para realizar esta conexión es necesario intercalar una

pieza de material aislante, para prevenir las descargas superficiales a lo largo de los cables. Esta consiste en un aro circular de acrílico con 12 agujeros pasantes, los que, una vez ubicado el cable, son rellenos con resina epoxi. El aro es soldado a un disco de polietileno grueso (de 1 mm de espesor) que encaja en el interior del caño de cobre externo que une eléctricamente las mallas de los cables con el electrodo externo del PF.

El tramo que une el air-gap con los electrodos consiste de una línea coaxial constituida por dos caños de cobre de gran diámetro, entre los que se inserta un tubo de acrílico. En la figura A1-4 se muestra el esquema completo de la línea de transmisión.

Para realizar una estimación geométrica de la inductancia externa que resulta de este diseño, puede considerarse a la línea de transmisión compuesta de 5 partes: a) la inductancia de los cables coaxiales L_a , b) la inductancia de conexión al banco L_b , c) la inductancia de conexión al air-gap y línea coaxial L_c , d) la inductancia de la línea coaxial rígida y conexión al cañón L_d y e) la inductancia del air-gap.

a) L_a se calcula por medio de la expresión:

$$L(\text{nHy}) = 2d(\text{cm}) \ln(b/a) \quad (\text{A1} - 1)$$

donde d es la longitud del coaxial y a y b representan los radios interno y externo, respectivamente. En nuestro caso $d = 70$ cm; $2a = 0,83$ cm y $2b = 1,05$ cm; y teniendo en cuenta los 12 cables en paralelo se obtiene $L_a \approx 2,7$ nHy.

b) L_b puede estimarse teniendo en cuenta que ella proviene, esencialmente, del tramo de conductor interno que atraviesa la plancha de Pertinax que aísla la carcasa de los condensadores. En este caso puede aproximarse por la fórmula [40] para un conductor rectilíneo:

$$L(\text{nHy}) = 2d'(\text{cm}) \{ \ln(2d'/a) - 3/4 \} \quad (\text{A1} - 2)$$

donde d' es la longitud del cable. En nuestro caso $d' = 7$ cm y para los 12 cables resulta $L_b \approx 3,2$ nHy.

c) L_c puede ser calculada utilizando la fórmula para una distribución coaxial. Esta estimación proporciona una cota inferior para la inductancia. Utilizando los símbolos de (A1 - 1) se tiene, para este caso: $d = 6$ cm, $2b = 12,7$ cm y $2a = 6,3$ cm; obteniéndose entonces $L_c \approx 8,4$ nHy.

d) Para el cálculo de L_d se utiliza también la aproximación a un coaxial. Pueden distinguirse 6 regiones que contribuyen a L_d , indicadas en la figura A1 - 5. Se obtiene para cada tramo: $L_I \approx 0,6$ nHy, $L_{II} \approx 3$ nHy, $L_{III} \approx 4$ nHy, $L_{IV} \approx 2,7$ nHy, $L_V \approx 0,5$ nHy y $L_{VI} \approx 0,8$ nHy; con lo que sumando estas combinaciones se tiene $L_d \approx 11,6$ nHy.

e) La inductancia total del air-gap puede considerarse como la suma de la inductancia de los electrodos que lo componen (con respecto al cilindro de cobre externo) más la inductancia del arco. Para la primera de ellas se obtiene, con la aproximación coaxial, $L_{e1} \approx 4,6$ nHy. La inductancia del arco L_{e2} es difícil de evaluar a priori, pues depende críticamente del radio de la columna (pinch) que se forma al pasar la corriente de descarga.

Si se agrega finalmente la inductancia del banco de condensadores L_f (6 condensadores en paralelo, con 10 nHy cada uno), puede obtenerse una estimación de la inductancia externa total de la configuración b:

$$L_T = L_a + L_b + L_c + L_d + L_{e1} + L_{e2} + L_f \approx 32 \text{ nHy} + L_{e2}$$

El valor de L_T puede ser obtenido experimentalmente midiendo la corriente de descarga cuando los electrodos se encuentran cortocircuitados. En la figura A1 - 6 se muestra el esquema de la pieza construída para tal fin. Debido a la presencia del aislante, esta pieza tiene una inductancia propia de 2,6 nHy.

En la fotografía A1 - 7 se muestra la traza oscilográfica de la derivada de la corriente de descarga. Midiendo el período y el decremento logarítmico de la señal puede obtenerse información sobre la inductancia y resistencia del conexionado. Se obtiene:

$$\text{período} \quad T = (3,2 \pm 0,1) \text{ } \mu\text{seg}$$

$$\text{decremento logarítmico} \quad \frac{RT}{2L_T} = 0,82 \pm 0,2$$

resultando los valores

$$L_T = (43 \pm 2) \text{ nHy}$$

$$R = (5 \pm 0,5) \times 10^{-3} \text{ } \Omega$$

con lo que puede obtenerse una estimación de la inductancia del arco: $L_{e_2} \approx 8,4 \text{ nHy}$.

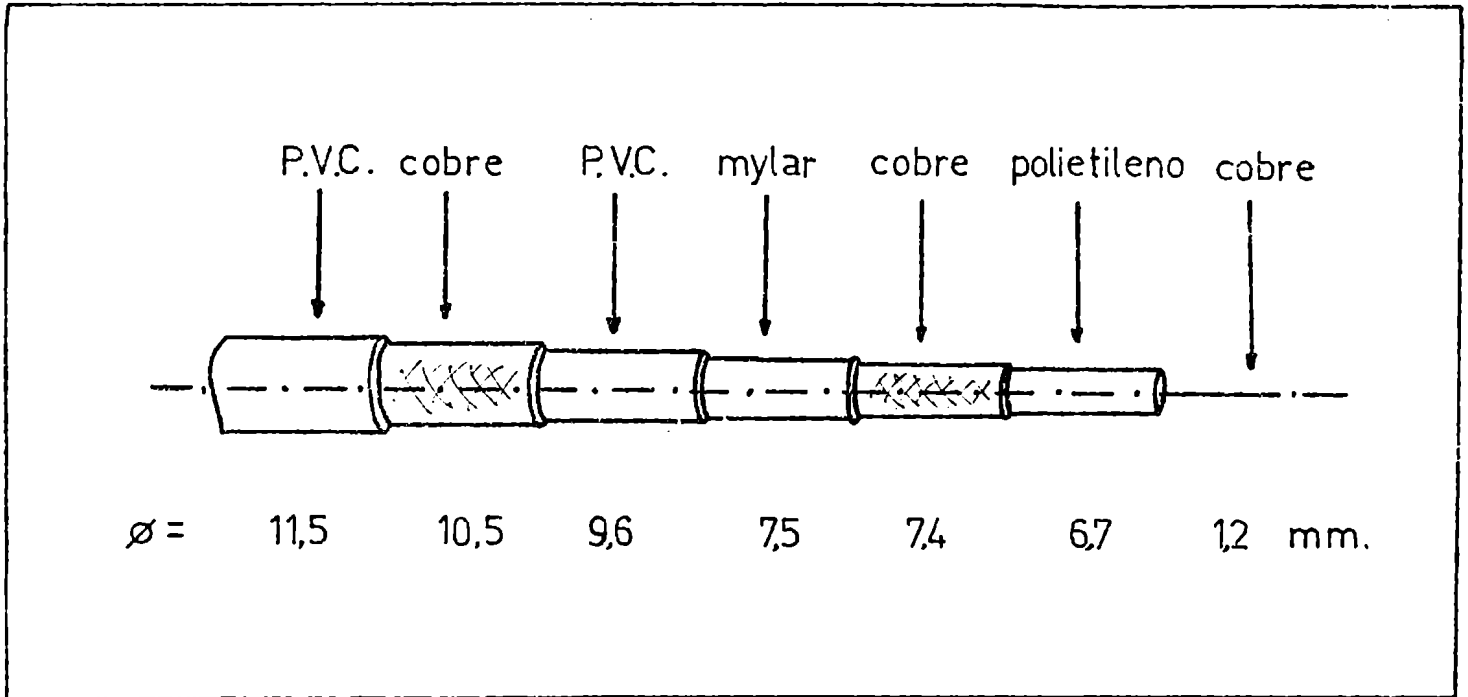


Figura A1-1: Esquema del cable coaxial utilizado.

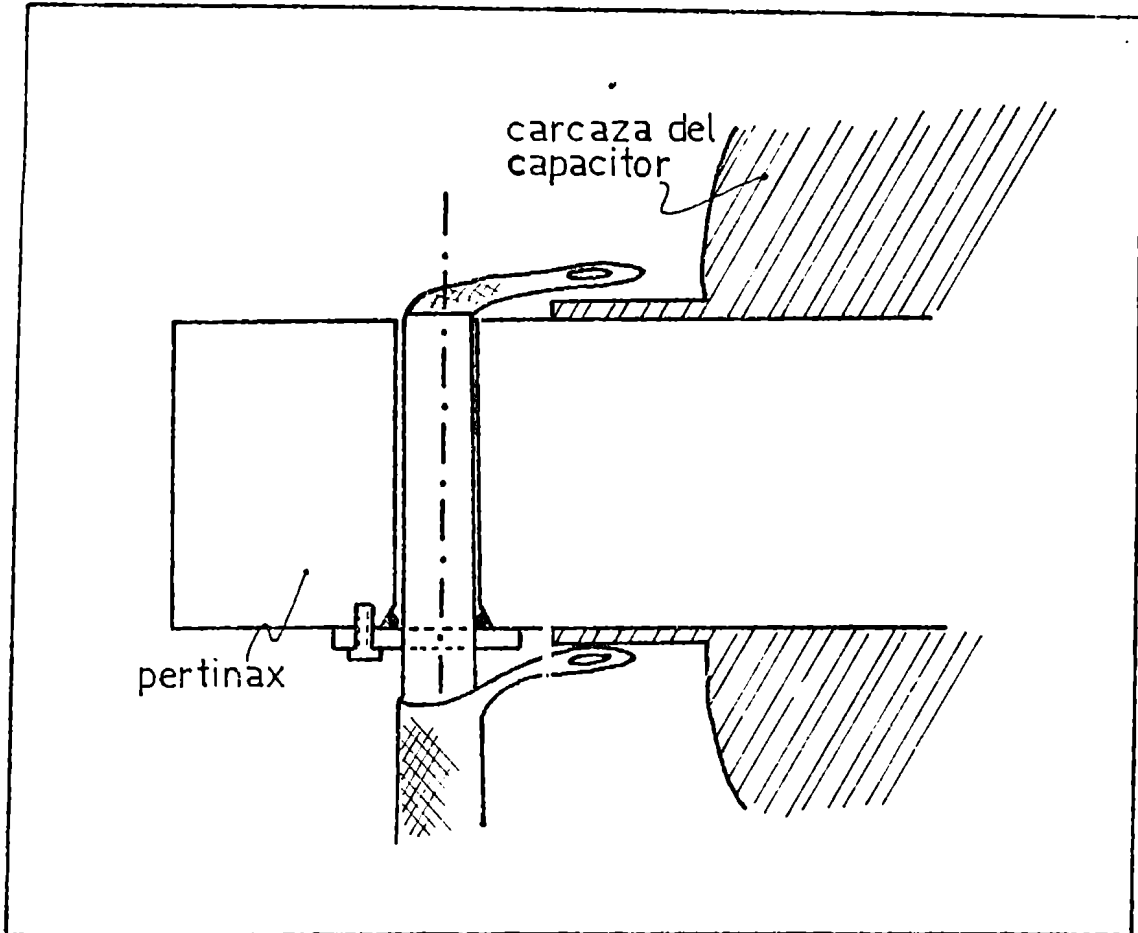


Figura A1-2: Esquema de la conexión a los condensadores.

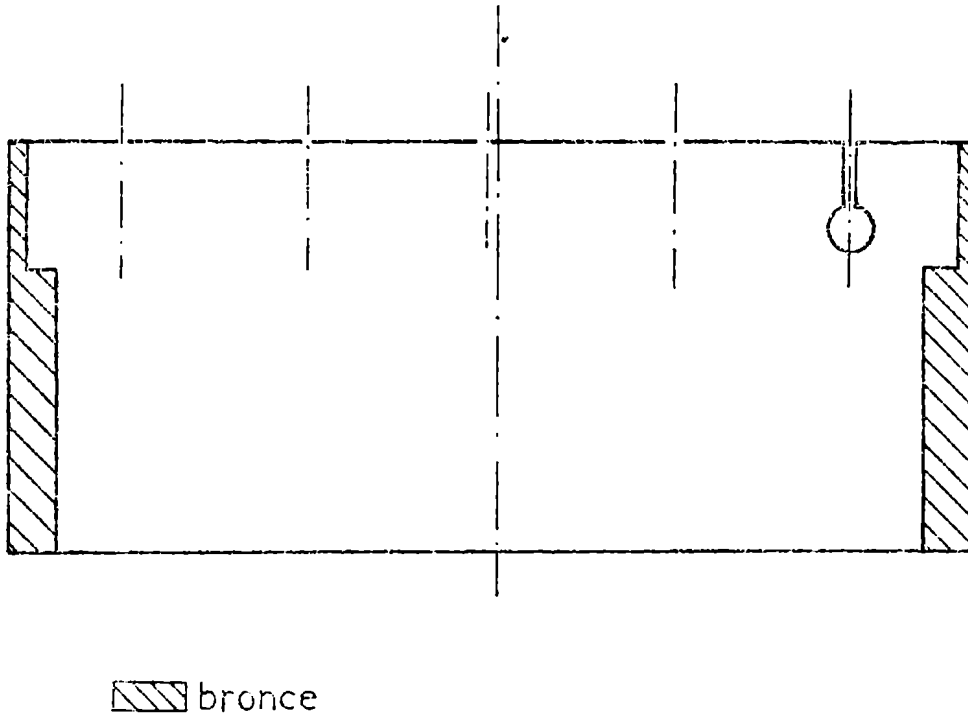


Figura A1-3: Corona de conexión de los cables al air-gap. Escala 1 : 1.

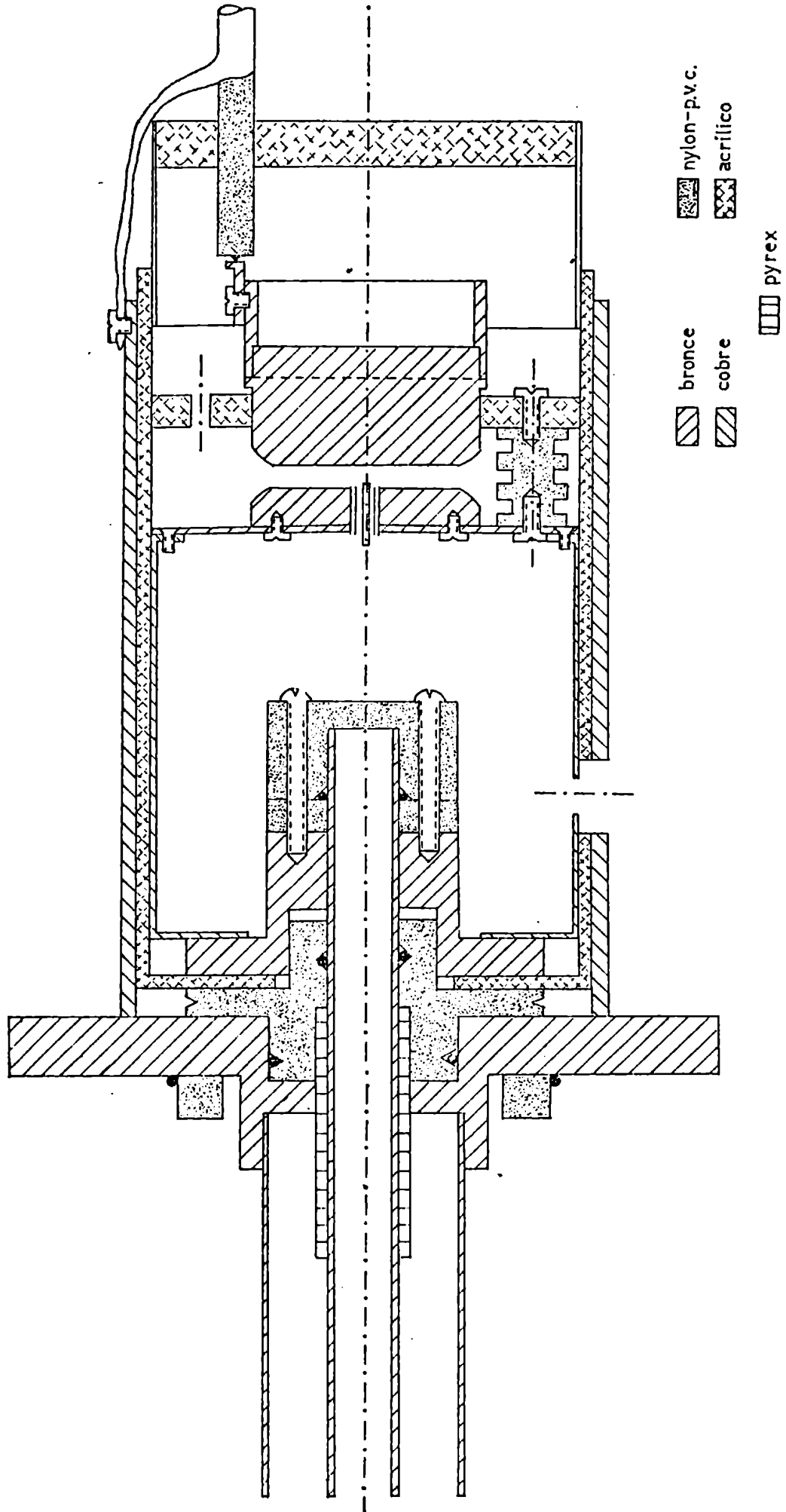


Figura Al-4: Esquema general del conecionado correspondiente a la configuración "b".
Escala horizontal 1:1,6. Escala vertical 1:1,4.

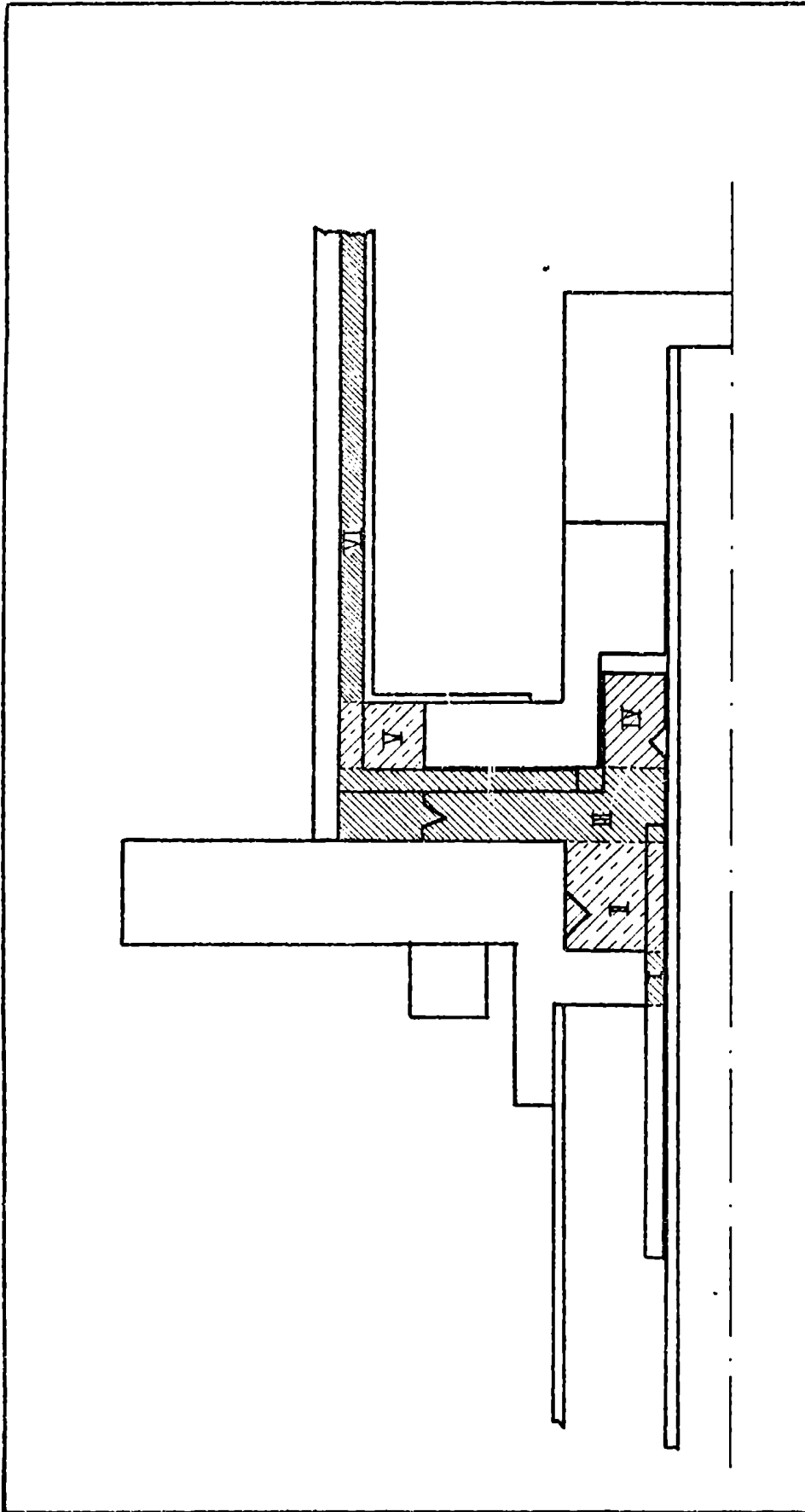


Figura A1-5: Esquema de las varias regiones que contribuyen a la inductancia de la línea coaxial rígida y conexión al cañón (L_d).

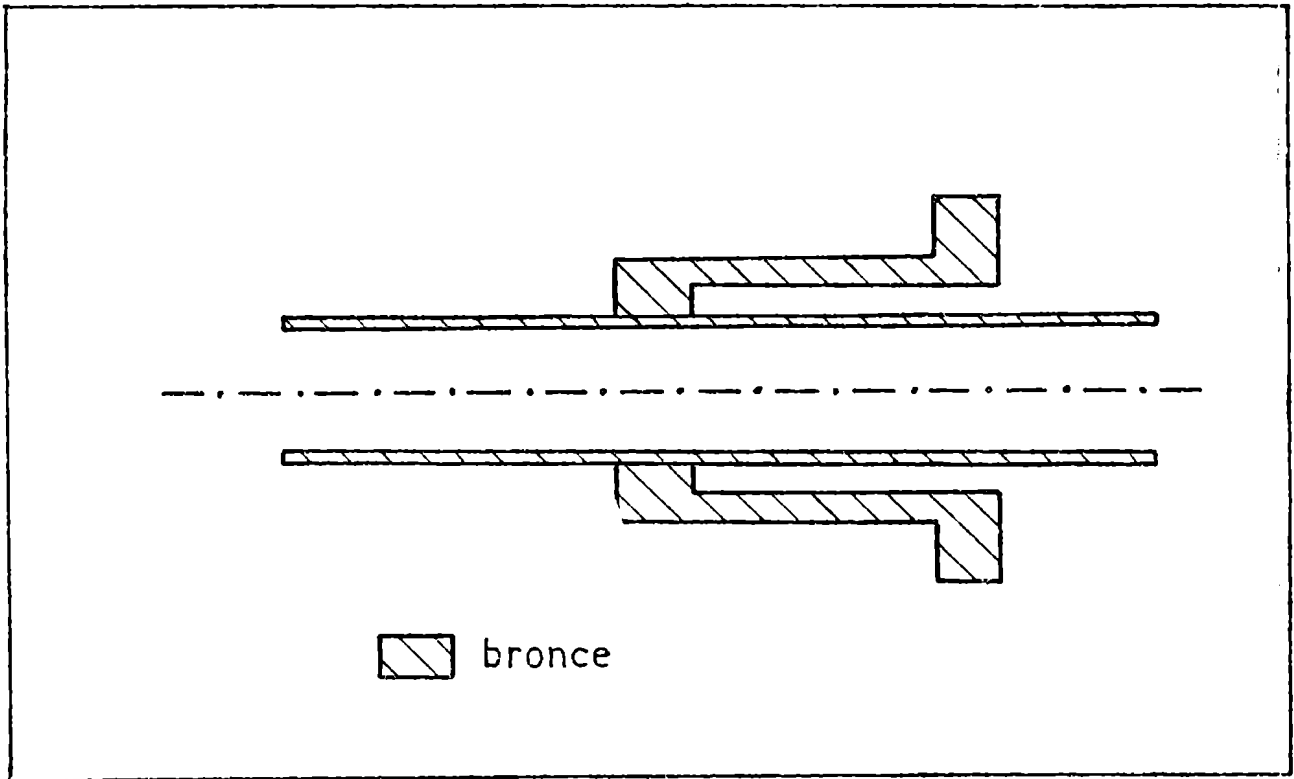


Figura A1-6: Pieza de cortocircuito (en el esquema se muestra adosada al electrodo interno). Escala 1:1.

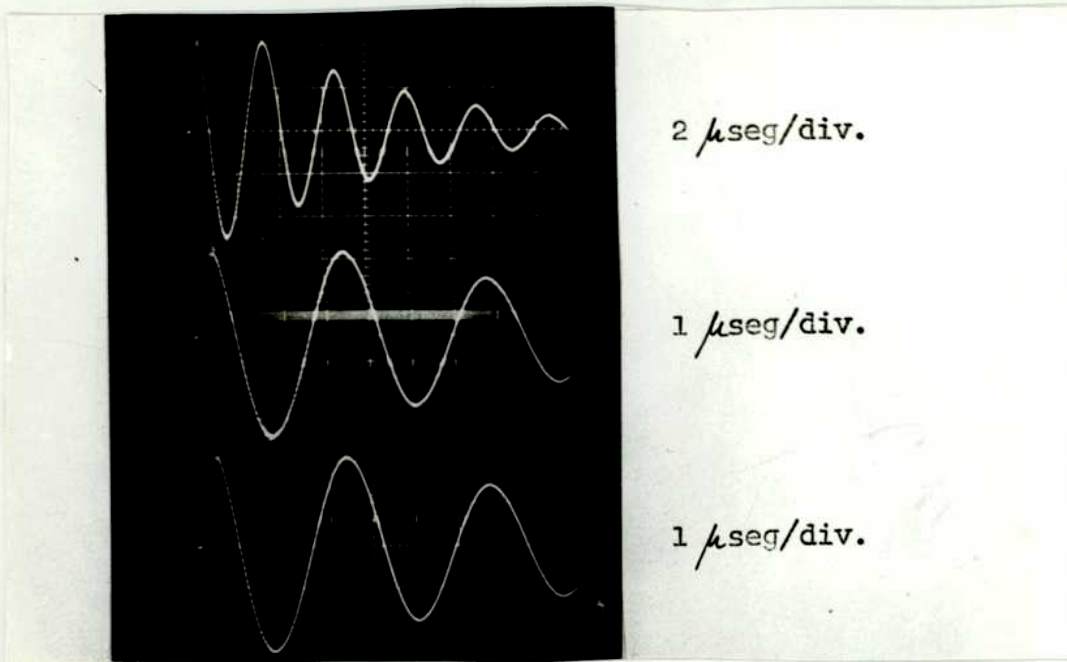


Figura A1-7: Trazas oscilográficas de dI/dt cortocircuitando los electrodos.
Configuración b.

APPENDIX A - 2

A.2 Diseño de la configuración c

Las estimaciones geométricas del valor de la inductancia externa correspondiente a la configuración b (ver apéndice A1), muestran que una contribución importante al valor alcanzado es la debida a la conexión de la línea de transmisión coaxial rígida a los electrodos. Puede observarse en la figura A1 - 4 que la cantidad de material aislante involucrado en la conexión es excesiva, por lo que se decidió rediseñar esta sección.

Se diseñaron para ello tres piezas, dos realizadas en bronce y una en acrílico, mostradas en las figuras A2 - 1, A2 - 2 y A2 - 3, respectivamente. Esta última, consistente en un delgado disco, reemplaza a la gruesa pieza de PVC de la configuración b.

El cierre de vacío se realiza por medio de un o-ring dispuesto entre el acrílico y el plato que sujeta al electrodo interno, lo que permite suprimir la pieza de PVC que cumplía esa función. Como consecuencia de esto, la longitud de la línea coaxial gruesa fue reducida de 10 cm a 2,7 cm.

En la figura A2 - 4 se muestra el esquema completo de la conexión. Una estimación de la inductancia de esta sección, similar a la realizada en el apéndice A1, da como resultado $L_d \approx 2,4$ nHy.

La inductancia total fue medida en forma análoga al procedimiento utilizado en el apéndice anterior. En la fotografía A2 - 5 se muestra la traza oscilográfica de la derivada de la corriente de descarga para varias velocidades de barrido. De las mediciones resulta:

$$T = (2,9 \pm 0,1) \text{ } \mu\text{seg}$$

$$\text{y } \frac{RT}{2L} = 0,4 \pm 0,1$$

con lo que se obtiene:

$$L_T = (33 \pm 2) \text{ nHy}$$

$$R = (10 \pm 3) \times 10^{-3} \text{ } \Omega$$

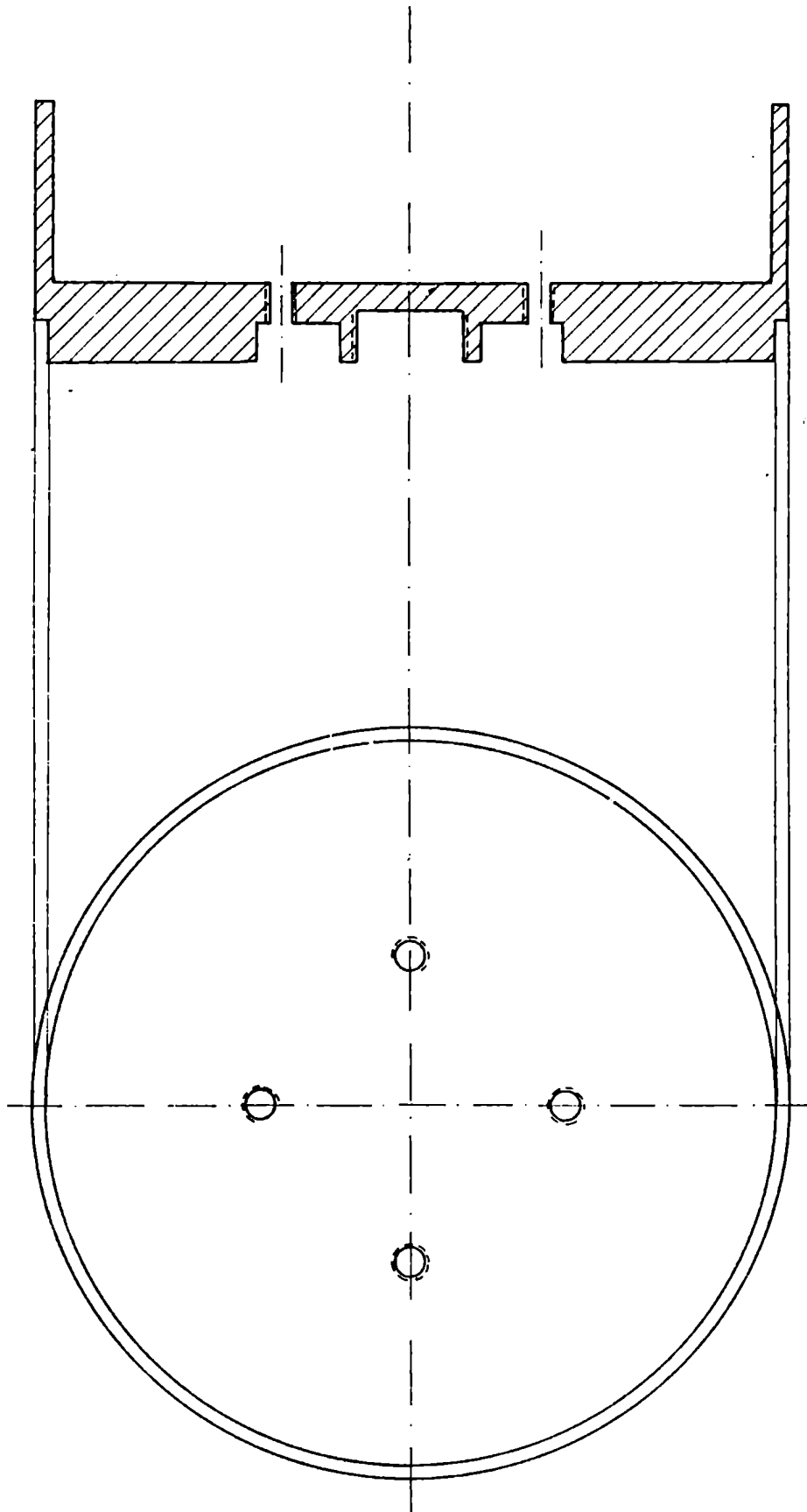


Figura A2-1: Pieza interior de bronce. Escala 1 : 1.

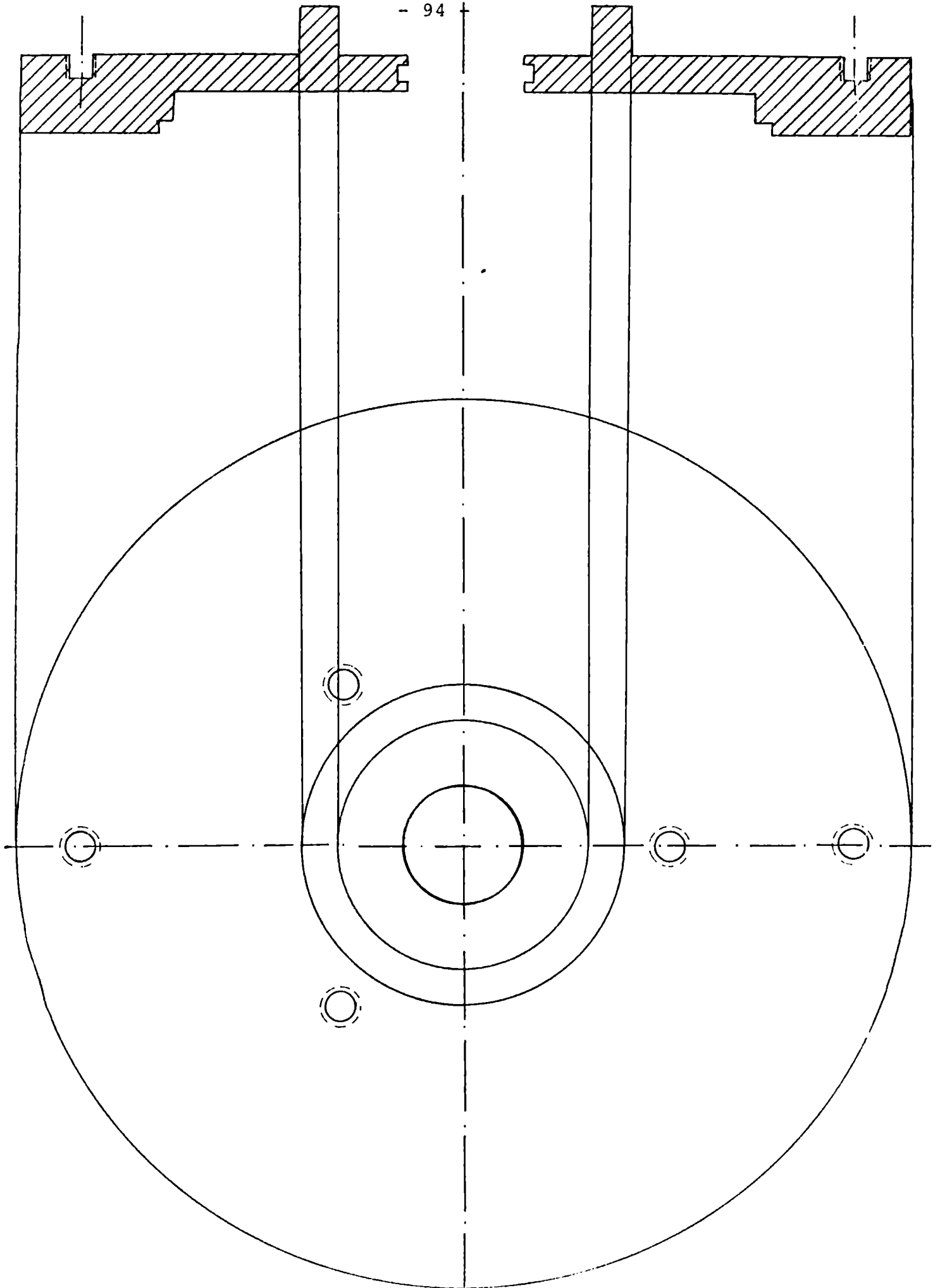


Figura A2-2: Peça exterior da bronce. Escala 1:1

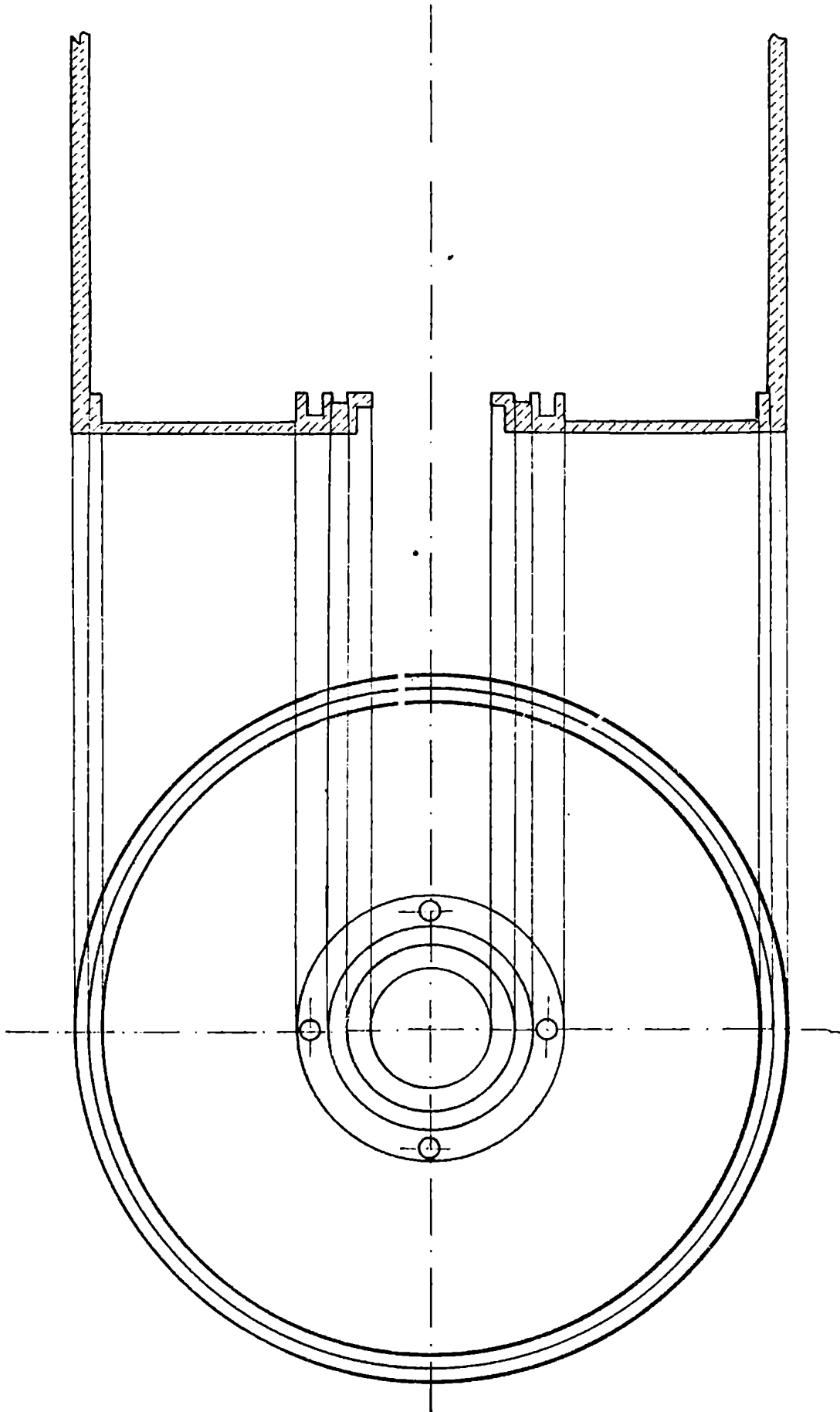


Figura A2-3: Pieza de acrílico. Escala 1:1.

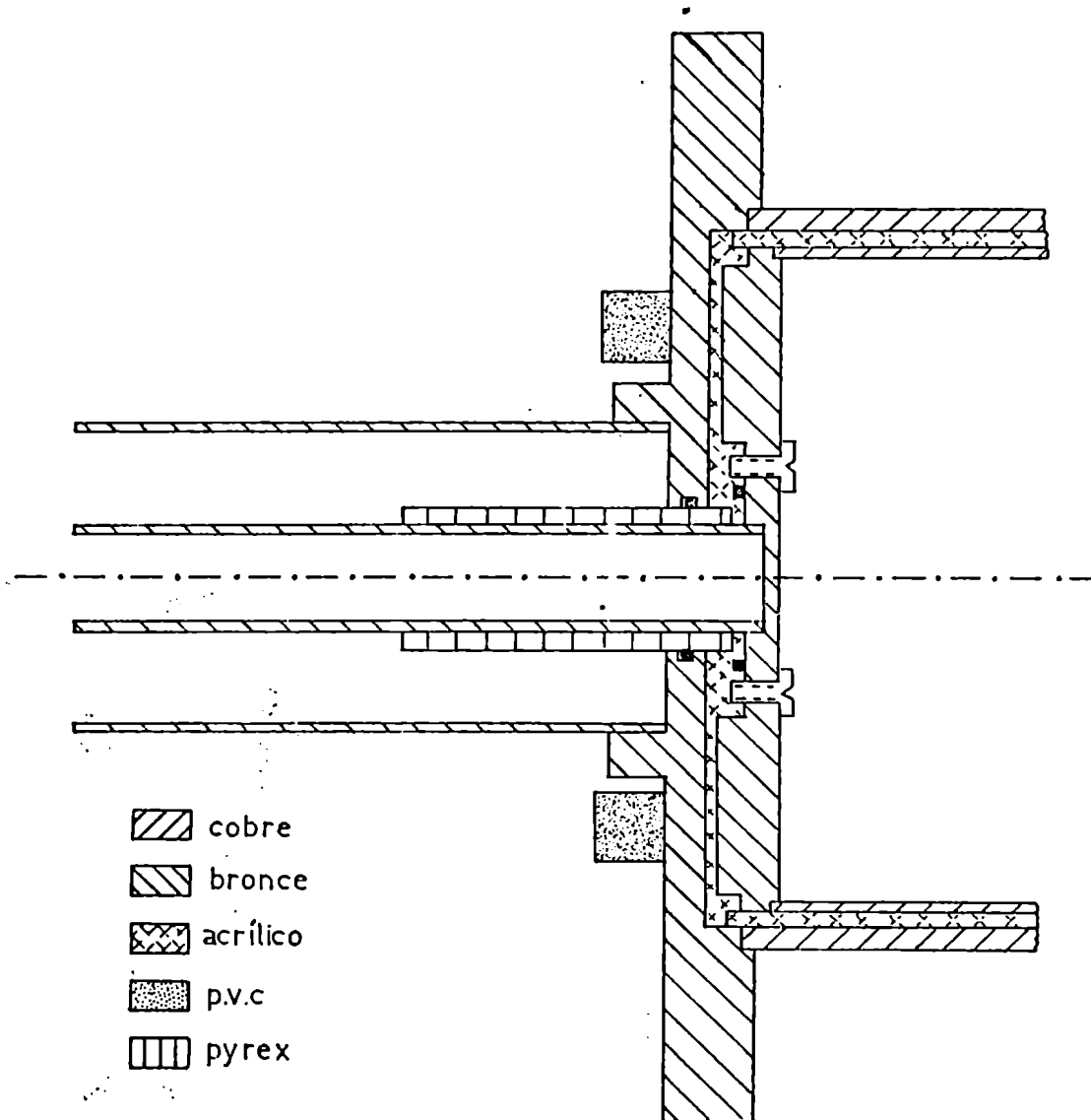


Figura A2-4: Esquema del conexión en la culata de los electrodos correspondiente a la configuración c. Escala 1:1,4.

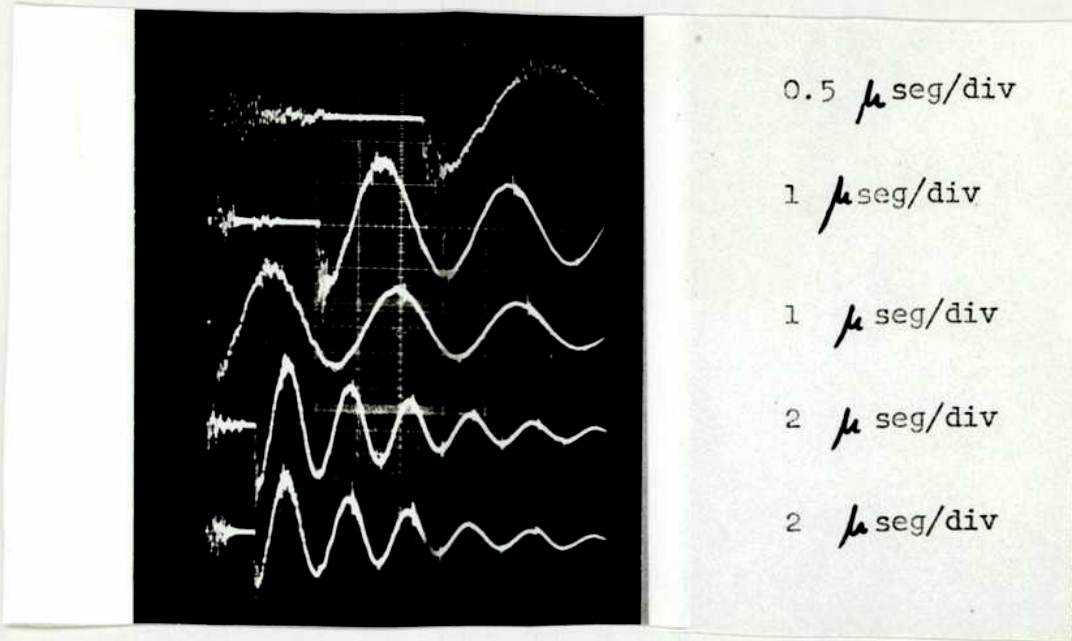


Figura A2-5: Trazas oscilográficas de dI/dt corcircuitando los electrodos.
Configuración c.

APENDICE A - 3

A.3 Probabilidad de obtención de eventos favorables consecutivos en una secuencia de eventos favorables y desfavorables

Supongamos tener una secuencia compuesta por N_1 eventos favorables (que denotaremos con "círculo"), y por N_2 eventos desfavorables ("cruz"), con $N_2 > N_1$. Se desea calcular la probabilidad P de obtener una sucesión en la que aparezcan al menos dos círculos consecutivos. Esta probabilidad está vinculada con la probabilidad P' de no obtener nunca dos círculos consecutivos, a través de la relación:

$$P = 1 - P'$$

Para calcular P' puede seguirse el procedimiento habitual de efectuar el cociente entre los casos favorables y los casos posibles. Estos últimos están dados simplemente por la combinatoria:

$$\text{Casos posibles} = \binom{N_1 + N_2}{N_1}$$

Para computar los casos favorables, supongamos ya ubicada la secuencia de N_2 cruces. El primer círculo dispone de $(N_2 + 1)$ posibilidades para su ubicación, pues hay $(N_2 - 1)$ lugares entre cruces y además los 2 extremos de la sucesión. El segundo círculo dispone de un lugar menos, pues queda prohibido el espacio entre cruces que ocupó el primer círculo. El tercer círculo dispone, con el mismo razonamiento, de $(N_2 - 1)$ posibilidades, y siguiendo así, el N_1 -ésimo dispone de $(N_2 + 2 - N_1)$ posibilidades. Finalmente, hay que tener en cuenta la indistinguibilidad de los círculos, por lo que deben descontarse todos sus posibles permutaciones $(N_1!)$.

Entonces se obtiene:

$$\text{Casos favorables} = \frac{(N_2 + 1) \cdot N_2 \cdot (N_2 - 1) \dots \dots \dots (N_2 + 2 - N_1)}{N_1 !}$$

y la probabilidad de no obtener dos círculos seguidos esta dada por:

$$P' = \frac{(N_2 + 1) \cdot N_2 \cdot (N_2 - 1) \dots \dots \dots (N_2 + 2 - N_1) \cdot N_1! \cdot N_2!}{N_1! \cdot (N_1 + N_2)!}$$

o sea:

$$P = 1 - \frac{N_2 (N_2 - 1) (N_2 - 2) \dots \dots \dots (N_2 + 2 - N_1)}{(N_2 + 2) (N_2 + 3) (N_2 + 4) \dots \dots \dots (N_2 + N_1)}$$

Hecha P. 67

REFERENCIAS

Referencias

- [1] A.A. Harms and M.Heindler, Nucl. Science and Engineering, 66 (1978) 1.
- [2] E. Bar Avraham and Y. Porath, Nucl. Instr. and Meth., 123 (1975) 5.
- [3] D. Petrov, N. Filippov, T. Filippova, V. Khrabrov, Plasma Physics and the problem of Controlled Thermonuclear Reactions, Moscú (1960), Vol. IV, pag. 198.
- [4] J.W. Mather, Phys. Fluids Suppl., 7 (1964) 28.
- [5] H. Bruzzone, Tesis Doctoral, FCEN, UBA (1976).
- [6] J.W. Mather, Methods of Experimental Physics, 9, part B, Academic Press (1971) New York.
- [7] W.H. Bostick, V. Nardi, W. Prior, Annals of the New York Academy of Sciences, 251 (1975) 2.
- [8] G. Decker, H. Herold, H.J. Kaeppler, W. Kies, W. Maysemholder, B. Nahrath, T. Oppenlander, G. Prob, B. Ruckle, A. Sauerbrunn, P. Schilling, H. Schimdt, M. Shakhatre, M. Trunk, VII International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Innsbruck 1978, paper CN-37-U-3-2.
- [9] A. Bernard, International Conference on Emerging Concepts in Advanced Nuclar Systems Analysis, Graz 1978, p. 73.
- [10] W.H. Bostick, L. Grunberger, V. Nardi and W. Prior, IV European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Roma (1970), p 495.
- [11] A. Bernard, G. Cesari, A. Coudeville, A. Jolas, J. de Mascureau, J. Watteau, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Proc.IV Int.Conf. Madison 1971), 1, IAEA, Vienna (1972), 553.

- [12] M.M. Milanese, J.Pouzo, Nuclear Fusion 18 (1978) 533.
- [13] N. Filipov, T.Filippova, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Proc. II Int. Conf. Culham 1965) 2 , IAEA, Vienna (1966) 405.
- [14] D. Meskan, H. van Paassen, G. Comisar, Am. Phys. Soc. Conference on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967, paper C6.
- [15] M.J. Bermstein, Phys. Rev. Letters 24 (1970) 724.
- [16] H. Bruzzone, H. Kelly, M.Milanese and J. Pouzo, Nuclear Fusion 16 (1976) 870.
- [17] H. Bruzzone, R. Gratton, H. Kelly, M. Milanese and J. Pouzo Energy Storage, Compression and Switching, Plenum Press, New Yourk 1975, p. 255.
- [18] O. Zucker, W. Bostick, J. Long, J. Luce and H. Sahlin, Nucl. Instr. and Meth. 145 (1977) 185.
- [19] F. Gratton, J.M Vargas, Proc. VII Conf. on Controlled Nuclear Fusion, Lausanne 1975, p. 04.
- [20] J.M. Vargas, Seminario de Física, FCEN, UBA (1976).
- [21] J.M. Vargas, F. Gratton, J. Gratton, H. Bruzzone, J. Kelly, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Proc. IV Int. Conf. Berchtesgaden 1976) 3, IAEA, Vienna (1977) 491.
- [22] C. Gouylan, J.P. Rager, M. Samuelli and C. Strangio, Lab. Gas Ionizzati, GI.R/PLAD/74.10/E, Frascati (1974).
- [23] E.E. Donaldson and M. Rabowitz, Journal of Applied Physics 34 (1963) 319.
- [24] N. Peacock, P. Wilcock, R. Speer, P. Morgan, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. III Int. Conf. Novosibirsk, 1968) 2, IAEA, Vienna (1968) 51.

- [25] L. Michel, K. Schonback, H. Ficher, Appl. Phys. Lett. 24 (1974) 57.
- [26] J. Feujeas, Comunicaci6n privada.
- [27] J. Nowikowski, Nukleonika 20 (1974) 1081.
- [28] H. Rapp, Phys. Lett. 43A (1973) 5.
- [29] G. Decker, L. Flemming, H.J. Kaeppler, T. Oppenländer, G. Prob, P. Schilling, H. Schimdt, M. Shakhatre, M. Trunk, Institut Für Plasmaforschung, IPF 77-2, Stuttgart.
- [30] J. Mather, Phys. Fluids 8 (1965) 366.
- [31] J. Mather, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. II Int. Conf. Culham, 1965) 2, IAEA, Vienna (1965) 389.
- [32] A. Bernard, A. Coudeville, J. Watteau, Phys. Lett. 33A (1970) 477.
- [33] C. Maisonnier, J. Rager, C. Gourlen, M. Galenti, P. Morgan, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. VI Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 3, IAEA, Vienna (1977) 447.
- [34] R. Huddleston, S. Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques" Academic Press (1965), New York.
- [35] L. Spitzer, "Physics of fully ionized gases", Interscience (1962).
- [36] G.J. Pert, Journal of Plasma Physics, 18 (1977) 227.
- [37] C. Ferro Fontán, A. Sicardi, II Int. Conf. on Energy Storage, Compression and Switching, Venecia (1978).
(LFP-DIGID: P-p:9/78)
- [38] H. Bruzzone, H. Kelly, M. Milanese, J. Pouzo, Physis 04/75 (LFP-DIGID: I-p:4/75).

- [39] L.A. Harris, Journal of Applied Physics 39 (1968) 1410.
- [40] A. Grover, "Inductance Calculations", D. Van Nostrand Company (1946).
- [41] D.A. Tidman, R.A. Shanny, The Phys. of Fluids, 17 (1974) 1207.

AGRADECIMIENTOS

Agradecimientos

Debo agradecer al Dr. Horacio Bruzzone, Director de esta Tesis, por el apoyo brindado a lo largo de todo el trabajo, y por haber sido él quien me inició en el tema de los Plasma Focus. Al Dr. Roberto Gratton, que participó activamente en muchas discusiones, y a quien debo gran parte de mi formación como profesional. Al Dr. Julio Gratton, por sus valiosos consejos y sugerencias, y por su participación en el trabajo experimental.

Deseo agradecer también a todos los integrantes del Laboratorio de Física del Plasma, muy especialmente a los Licenciados Jorge Pouzo, María Magdalena Milanese y Roberto Delellis por su ayuda en el trabajo experimental; a la Licenciada Alicia Bañuelos por su trabajo de computación; a la Srta. Violeta León por su colaboración en la confección de las figuras y a la Srta. Cecilia I. Capdevielle por su excelente trabajo de mecanografiado.

Por último, quiero agradecer al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y a la Dirección General de Investigación y Desarrollo del Ministerio de Defensa, por el apoyo económico brindado a este trabajo.