



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DOCTORADO EN CIENCIAS FÍSICAS

Estudio Experimental de una Descarga Plasma Focus Rápida Operada en el Rango de Decenas de Joules Emitiendo Neutrones

Profesor Guía: Dr. Leopoldo Soto Norambuena

Tesis para ser presentada a la Dirección de Postgrado de la
Universidad de Concepción como uno de los requisitos para
optar al grado académico de Doctor en Ciencias Físicas

ARIEL ESTEBAN TARIFEÑO SALDIVIA
CONCEPCIÓN - CHILE
2011

Director de tesis:

Dr. Leopoldo Soto (CCHEN, Chile)

Comisión:

Dr. Félix Borotto (UdeC, Chile)

Dr. Roberto E. Mayer (CAB, Argentina)

Dr. Mario Favre (PUC, Chile)

Dedicado a ...

Amalia y Diana

*Este trabajo fue realizado en los laboratorios
del Departamento de Plasmas Termonucleares
de la Comisión Chilena de Energía Nuclear
(CCHEN)*

Agradecimientos

Varias instituciones y muchas más personas han sido parte de la aventura que inicié el año 2005 con mis estudios de posgrado. Hoy, cuando este proceso finaliza, espero poder ser justo y entregar mis agradecimientos a todos aquellos que de una u otra manera me han permitido llegar al momento actual.

En primer lugar deseo agradecer a mi profesor guía, el Dr. Leopoldo Soto, quien creyó en mí desde el inicio, por la guía que me brindó y el apoyo que me entregó en aspectos profesionales y personales. Espero en el tiempo poder cultivar una amistad más profunda y una relación profesional fructífera. También debo reconocer en mi compañero y amigo Cristian Pavez a un guía y soporte durante todo este proceso, el ha sido muy importante para mí no sólo en lo profesional sino también en lo personal, gracias por tu amistad.

Agradezco a la Comisión Chilena de Energía Nuclear por las facilitar el uso de las instalaciones y a sus funcionarios, en particular debo mencionar a los formaron o forman parte del laboratorio de plasmas, me refiero a José Moreno, Marcelo Zambra, Luis “Peto” Altamirano, Patricio Silva, Gustavo Sylvester, Andrea Rozas, Karla Cubillos, Felipe Veloso, Patricio San Martín, Lipo Birstein, y además a los funcionarios del taller mecánico y de vidrios, la gente de metrología y las funcionarias de biblioteca.

De la Universidad de Concepción debo agradecer a la escuela de graduados. Agradezco también las gestiones realizadas en mi nombre y la disposición para conmigo de quienes han sido directores del programa de doctorado desde el 2005, los profesores Dr. Patricio Salgado, Dr. Guillermo Rubilar y el Dr. Jaime Araneda. Agradezco también al Dr. Félix Borotto por sus siempre bien intencionados comentarios y sugerencias, al Dr. Luis Roa por la ayuda facilitada y al Dr. Renato Saavedra por su apoyo durante mi primer año de estadía en Concepción. De mis compañeros de generación debo agradecer a todos por su amistad, en particular a mis “cumpas” Arturo Fernández, Benjamín Burgos y Pato Mella, sin quienes mi periodo en Concepción habría sido un tanto aburrido.

Agradezco a profesores de distintas universidades, quienes desinteresadamente contribuyeron a mi formación permitiéndome asistir a cursos que ellos dictaron, debo mencionar entre otros al Dr. Patricio Cordero de la Universidad de Chile, Dr. Mario Favre de la Pontificia Universidad Católica y al Dr. Gonzalo Gutiérrez de la Universidad de Chile.

En el plano personal debo agradecer a Diana Navarro, quien fuera mi compañera, amiga y un tremendo apoyo durante varios años. Aun cuando nuestros caminos ya no vayan juntos, tu presencia ha sido fundamental para mí. Gracias por los buenos momentos y por la bendición más grande que tengo, nuestra hija Amalia. Para Amalia también son mis agradecimientos, espero que en algunos años más cuando leas estas líneas tengas conciencia de lo importante que eres para mí. Agradezco también a mi familia, a mi padre Yiro Tarifeño, a mi madre Cecilia Saldivia, mi hermana Estefanía, mi hermano Yiro Alexis y mi abuela Lucerina Veloso. Ustedes siempre han sido un pilar para mí, han sido incondicionales y eso lo voy a agradecer toda mi vida, a ustedes me debo... Mis agradecimientos van también para Gustavo Navarro y familia por su amistad y apoyo.

Agradezco a la Comisión Nacional de Investigación Científica y Tecnológica (CONICYT) por la beca de doctorado y beca de término de tesis. Asimismo agradezco al Center for Research and Applications in Plasma Physics and Pulsed Power Technology, P4 (ACT-26, CONICYT) por la beca de doctorado entregada este último año.

Esta tesis fue financiada por el proyecto del Programa Bicentenario en Ciencia y Tecnología de CONICYT, Center for Research and Applications in Plasma Physics and Pulsed Power Technology, P4 (ACT-26, CONICYT).

*Ariel Tarifeño Saldivia
Enero, 2011*

Abstract

In this doctoral research, a small plasma focus discharge operated at tens of joules and kilo amperes has been experimentally studied. This device produces a coaxial discharge by an electrode arrange which consists of an inner electrode, a cylindrical insulator, and an outer electrode. The discharge is driven by a capacitive generator and it is operated at pressures of some millibars. Typical electrical parameters of the device are $T/4 \sim 150ns$, 160 nF, 40 nH, 30-100J, 40-70kA. When Deuterium is used as filling gas, neutrons are produced by fusion reactions. The device, namely PF-50J, is one of the most extreme plasma focus reported in the literature to emit neutrons. The results of this work have demonstrated that the same dynamics found in larger machines (operated from kJ to MJ) is also found in this extremely low energy device which means that after the discharge is initiated, a plasma sheet is formed over the insulator. By the action of the Lorentz force, the plasma sheet moves axially. When the sheet reaches the top end of the inner electrode, it starts to implode radially to finally form a dense plasma column (pinch). Finally, the plasma column is disrupted 5-10ns after column formation. Shock piston velocities of the order of $10^4 - 10^5 m/s$ were estimated from experiments for each discharge dynamical phase. Typical pinch densities of $10^{24-25} m^{-3}$ were also observed in PF-50J. An interesting feature observed in this work is the formation of axial jet-like structures which appears at late times almost hundred nanoseconds after pinch disruption. These structures are composed by a metallic plasma which results from ablation of the inner electrode. The mechanism responsible for the formation of this kind of structure is still unknown, although evidence suggests that the phenomena is not related to the pinch formation process. One of the principal motivations of this thesis was to study the optimization for neutron emission in the PF-50J device. This plasma focus is expected to yield $10^3 - 10^4$ neutrons per pulse when is operated with deuterium. Standard detection techniques, for example neutron activation detectors, present detection limits higher than 10^5 neutrons per pulse, so it was necessary to develop a measurement method for higher efficiency detectors based on the use moderated proportional counter tubes for the purpose of neutron optimization. In contrast to low rate continuous regime, this detectors show pulse piling up when irradiated with pulsed neutrons, which make impossible to count events with standard nuclear electronics. In this thesis, it is presented a detailed study of pulsed piling up statistics in the proportional counter and a complete characterization of the 3He tubes based detection system. Regarding that the net area of detector output signal is proportional to the number of detected events, a counting model was developed and thus a methodology for measurement of the neutron yield is proposed. Special emphasis was put on the sources of fluctuation that affects the measurement process, which are given by the counting statistics, piling up statistics, and background electrical noise. As a result, the methodology allows measurements uncertainties for pulsed D – D fusion neutrons lower than 30% in the range of $Y > 3 \times 10^3 n/shot$, reducing in this way by almost two order of magnitude the detection limit of the state of art techniques. A theoretical study of the detection frequency or reproducibility for pulsed neutron sources is also presented. Comparisons with results in PF-50J show that theoretical models for reproducibility are reasonable high boundary estimations for the experimental values. The optimization study is presented in the last part of this work. Optimal conditions for neutron emission were experimentally obtained. An interesting finding is the observation of two regimes for pinch formation and neutron emission. The first regime is related to the pinch formation close to the first current maximum in the first quarter of period, while in the second one these phenomena are observed at higher pressures close to the first current minimum in the second quarter of period, and even also close to the second current maximum in the third quarter of period. This behavior is linked to the formation of multiple plasma sheets over the insulator and to the energy coupling between generator and load. In connection to the laws governing the optimization for neutron emission for a plasma focus device, boundary values linking global optimal configuration, namely, effective anode length and pressure with other operation parameters as anode radii and current peak are proposed. The validity of this scheme is particularly proved for the optimization of the PF-50J device. Attention was also put on some engineering issues. There was found that neutron emission is strongly affected by impurities generated by electrode ablation. In connection to that, there was observed that gas removal cycle and geometry of the focus chamber are of supreme importance for high reproducibility emission neutron. There was also found that the neutron production is strongly affected when conditioned for plasma focus operation insulator is exposed by a long time to air in atmospheric conditions.

Resumen

En esta investigación doctoral se estudió experimentalmente una descarga plasma focus operada a decenas de joules y decenas de kiloamperes. El dispositivo genera una descarga coaxial por medio de un arreglo de electrodos los cuales consisten de un electrodo central, un aislante cilíndrico y un electrodo exterior. La descarga es alimentada por un generador capacitivo y se opera a presiones de algunos milibar. Los parámetros eléctricos típicos del dispositivo, denominado PF-50J, son $T/4 \sim 150ns$, 160 nF, 40 nH, 30-100J, 40-70kA. Cuando el equipo se opera en deuterio se producen neutrones a partir de reacciones de fusión. Este dispositivo es uno de los plasma focus más extremos reportados en la literatura que producen neutrones. Los resultados de este trabajo demuestran que la misma dinámica observada en máquinas de mayor envergadura (operadas desde kJ a MJ) está también presente en este dispositivo de muy baja energía. Lo anterior significa que una vez que la descarga se inicia, una lámina de plasma se forma sobre el aislante. Debido a la acción de la fuerza de Lorentz, la lámina de plasma se mueve en sentido axial. Cuando el plasma alcanza el borde superior del electrodo central, comienza una etapa de implosión radial la cual finalmente forma una columna densa de plasma (pinch). La columna de plasma es destruida luego de unos 5-10ns posterior a la formación del pinch. A partir de los experimentos realizados se estimó que la velocidad típica del pistón magnético es del orden de $10^4 - 10^5 m/s$. Asimismo, se observaron densidades típicas en el pinch de $10^{24-25} m^{-3}$. Un aspecto interesante de este trabajo es la observación de la formación de estructuras axiales tipo jet de plasma, las cuales aparecen casi un centenar de nanosegundos después de la ruptura del pinch. Estas estructuras están compuestas por un plasma metálico el cual es el resultado de la ablación del electrodo central. El mecanismo responsable de la formación de estas estructuras es aún desconocido, no obstante la evidencia sugiere que este proceso no está relacionado con el fenómeno de formación de pinch. Una de las principales motivaciones de esta tesis es el estudio de la optimización para emisión de neutrones en el dispositivo PF-50J. Cuando este plasma focus es operado en deuterio se espera que produzca $10^3 - 10^4$ neutrones por pulso. Las técnicas de detección estándar, como por ejemplo los detectores por activación, presentan límites de detección mayores que 10^5 neutrones por pulso. Por tanto, a fin cumplir con el propósito del estudio de la optimización, fue necesario el desarrollo de un método de medición con detectores más eficientes basados en el uso de contadores proporcionales moderados. A diferencia del régimen continuo en baja tasa de conteo, estos sistemas de detección presentan apilamiento de pulsos cuando son irradiados con neutrones pulsados, lo cual hace imposible el conteo del número de eventos detectados con electrónica nuclear estándar. En esta tesis se presenta un estudio detallado de la estadística de apilamiento de pulsos en contadores proporcionales y una caracterización completa de sistemas de detección basados en tubos de 3He . Tomando en cuenta que el área neta de la señal de salida del detector es proporcional al número de eventos detectados, se desarrolló un modelo de conteo de eventos, a partir del cual se propuso una metodología para medición de la producción de neutrones. Se puso énfasis en las fluctuaciones que afectan el proceso de medición, a saber: Estadística de conteo, estadística por apilamiento de pulsos y el fondo de ruido eléctrico. Como resultado de este trabajo se cuenta con una metodología que permite la medición de neutrones pulsados producidos por reacciones de fusión D-D con incertezas menores que 30% en el rango de $Y > 3 \times 10^3 n/shot$, con lo cual se reduce por casi dos órdenes de magnitud el límite de detección de las técnicas en el estado del arte para neutrones rápidos pulsados. También se presenta un estudio teórico respecto de la frecuencia de detección o reproducibilidad para fuentes pulsadas de neutrones. La comparación con los resultados obtenidos en PF-50J indica que los modelos teóricos para la reproducibilidad representan cotas superiores razonables para los valores experimentales. En la última parte de este trabajo se presenta el estudio de optimización. Las condiciones óptimas para la emisión de neutrones fueron obtenidas experimentalmente. Un hallazgo interesante es la observación de dos regímenes para formación de pinch y emisión de neutrones. El primer régimen está relacionado con formación de pinch en torno al primer máximo de corriente en el primer cuarto de periodo, por su parte en el segundo régimen estos fenómenos se observan a presiones más altas en torno al primer mínimo de corriente en el segundo cuarto de periodo, y aún también se observan en torno al segundo máximo de corriente en el tercer cuarto de periodo. Este comportamiento está relacionado con la formación de múltiples láminas sobre el aislante y con el acoplamiento de energía entre el generador y la

carga. En relación con las leyes que gobiernan la optimización para emisión de neutrones en un plasma focus, se proponen valores cota sobre la configuración total de optimización, determinada por la longitud efectiva del ánodo y presión de llenado, respecto del radio del ánodo y corriente de peak. La validez de este esquema se probó en particular para la optimización en el dispositivo PF-50J. También se puso atención en algunos aspectos de ingeniería. Se encontró que la emisión de neutrones se ve afectada fuertemente por impurezas generadas por ablación de los electrodos. En relación a esto, se observó que el ciclo de remoción de gas y la geometría de la cámara de descarga son de extrema importancia para obtener alta reproducibilidad en la emisión de neutrones. Asimismo, se observó que la producción de neutrones se ve reducida dramáticamente cuando el aislante, una vez acondicionado para operación en modo plasma focus, se expone por un largo tiempo a una atmósfera de aire en condiciones normales.

Lista de símbolos

T	Período de la descarga
Z	Impedancia
V_0	Voltaje de carga banco de condensadores
L_0	Inductancia generador de potencia pulsada
C_0	Capacitancia banco de condensadores
R_0	Resistencia banco de condensadores
L_p	Inductancia del plasma
R_p	Resistencia del plasma
r_a	Radio del ánodo
r_{cat}	Radio del cátodo
L_{ef}	Largo del ánodo por sobre el aislante
L_{cat}	Largo de las barras de cátodo
L_{ais}	Largo del aislante por sobre la base de cátodo
ρ	Densidad de llenado del gas en la cámara de descarga
P	Presión gas de llenado
E	Energía del banco de condensadores
$Y_{4\pi}$	Tasa de emisión total esperada de neutrones por pulso en 4π
Y	Emisión de neutrones por pulso por unidad de ángulo sólido
R_p	Reproducibilidad o frecuencia de detección de neutrones

Índice general

Agradecimientos	I
Abstract	III
Resumen	V
Lista de símbolos	VII
Índice general	X
1. Introducción	1
1.1. La descarga tipo Plasma Focus	1
1.1.1. Parámetro de drive y densidad de energía del plasma.	4
1.1.2. Emisión de neutrones.	5
1.1.3. Reglas de escala para emisión de neutrones.	6
1.2. El dispositivo PF-50J.	7
1.2.1. Revisión de resultados previos al desarrollo de esta tesis.	7
1.3. Motivación del estudio	9
2. Equipamiento experimental y diagnósticos	13
2.1. Diagnósticos eléctricos	13
2.1.1. Divisor resistivo.	13
2.1.2. Bobina Rogowskii.	14
2.2. Centelladores	16
3. Medición de la emisión de neutrones rápidos en fuentes pulsadas usando contadores proporcionales moderados	17
3.1. Principios de funcionamiento contadores proporcionales basados en ^3He y BF_3 .	18
3.2. Sistema de detección para neutrones rápidos.	20
3.3. Caracterización sistemas de detección de neutrones rápidos pulsados.	21
3.3.1. Eficiencia de conteo y factor de calibración.	21
3.3.2. Fuente patrón de neutrones.	22
3.3.3. Medición del factor de calibración.	24
3.3.4. Reproducibilidad (R_p).	26
3.3.5. Modelamiento de la tasa de conteo en función de la distancia.	30
3.3.6. Espectros por altura de pulso y área.	32
3.3.7. Lecturas de fondo que interfieren en la medición de neutrones.	36
3.4. Estadística de apilamiento de pulsos.	38
3.5. Estimación del número de eventos a partir del área bajo la curva.	45
3.5.1. Obtención del número de eventos detectados a partir del área bajo la curva.	45
3.6. Poder predictivo e incertezas asociadas al modelo de conteo.	47
3.6.1. Metodología de estudio.	48
3.6.2. Resultados y análisis.	50
3.7. Estimación de la emisión total y sus incertezas asociadas a partir de una medición individual.	54
3.7.1. Límites de detección.	56
3.8. Conclusiones y comentarios finales.	56

ÍNDICE GENERAL

4. Dinámica, etapa de pinch y comportamiento a tiempos tardíos	59
4.1. Introducción	59
4.2. Ajustes y montaje experimental.	60
4.3. Resultados y análisis.	63
4.3.1. Caracterización de señales eléctricas y emisión de neutrones.	63
4.3.2. Caracterización de las etapas dinámicas de la descarga.	67
4.3.3. Mediciones de densidad.	74
4.3.4. Observaciones de la dinámica de la descarga a tiempos tardíos.	74
4.4. Conclusiones del capítulo.	77
5. Estudio de optimización para emisión de neutrones	79
5.1. Introducción.	79
5.2. Ajuste y montaje experimental.	79
5.3. Resultados y análisis.	82
5.3.1. Reproducibilidad.	93
5.3.2. Optimización como un problema paramétrico.	93
5.4. Algunos aspectos de ingeniería asociados al Plasma Focus como fuente de neutrones.	96
5.5. Conclusiones y comentarios finales del capítulo.	99
6. Conclusiones, comentarios generales y trabajo futuro	101
6.1. Trabajo futuro.	104
7. Publicaciones generadas como resultado del trabajo de tesis	107

1

Introducción

El Plasma Focus (PF) es un dispositivo capaz de generar, comprimir y confinar un plasma hasta altas densidades por tiempos que van desde algunos nanosegundos hasta centenas de nanosegundos. Como producto del confinamiento y de los procesos dinámicos que tienen lugar en el plasma, se generan múltiples tipos de radiaciones, a saber: Rayos-X duros y blandos, neutrones cuando se opera con deuterio o tritio, haces de electrones y haces de iones.

Este tipo de descarga nació como un nuevo modo de operación del cañón de plasma (*Coaxial Plasma Gun*) y fue propuesta como tal de manera independiente en los años sesenta por Filippov *et al.* en la Unión Soviética [1] y por Mather [2] en Estados Unidos.

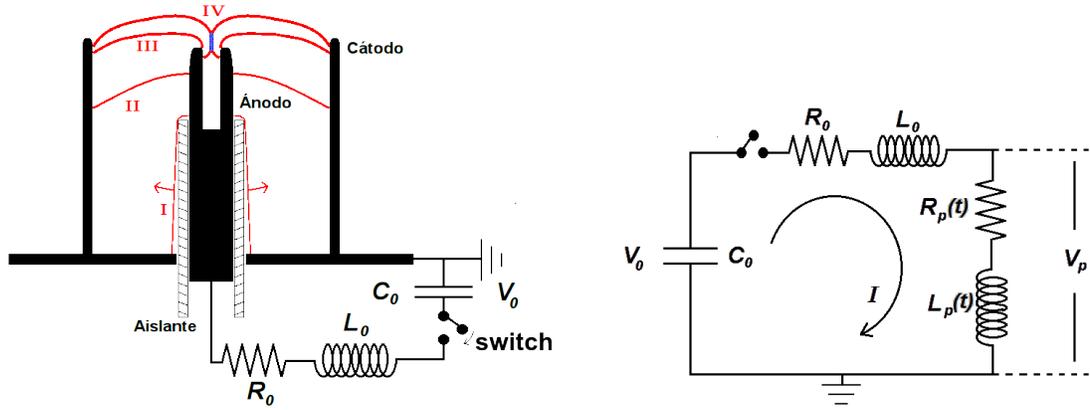
Ambos diseños difieren básicamente en la dirección de movimiento inicial que tiene la lámina de plasma como resultado de la razón de aspecto del electrodo central y la geometría relativa del aislante. La configuración mejor conocida en occidente es la aquella propuesta por Mather.

1.1 La descarga tipo Plasma Focus

La descarga plasma focus (PF) está compuesta por dos electrodos coaxiales separados por un aislante tal como se muestra en la figura 1.1a. Los electrodos son dispuestos en una cámara de vacío la cual contiene gases de bajo número atómico tales como H_2 , D_2 , He , Ar en forma pura o mezclas. La descarga es operada típicamente en el rango de presiones entre $0,1 - 10\text{mbar}$. La configuración de electrodos es conectada a un generador capacitivo el cual una vez gatillado genera un pulso de voltaje positivo en el electrodo central. El voltaje de carga de los condensadores (V_0) está típicamente en el rango de $10 - 60\text{kV}$. Por más de treinta años el estudio de plasma focus se concentró en el rango de energía del banco de condensadores (E) dado por

$$1\text{kJ} < E < 1\text{MJ}.$$

Se distinguen básicamente cuatro etapas conducentes a la formación de una columna densa de plasma por sobre el electrodo central. Estas etapas se muestran esquemáticamente en la figura 1.1a. La primera etapa consiste en la ruptura eléctrica, formación y levantamiento de la lámina de plasma desde la superficie del aislante. En descargas tipo plasma focus el proceso de ruptura eléctrica se produce en condiciones de sobre voltaje, por tanto el voltaje aplicado sobre los electrodos es típicamente varias veces mayor que el voltaje de ruptura que se obtiene desde la ley de Paschen ($V_{Br} \lesssim 1\text{kV}$). Mientras que en condiciones estáticas, es decir en condiciones que obedecen la ley de Paschen, el proceso de ruptura utiliza los iones para generar emisión electrónica desde el cátodo, en condiciones de sobre voltaje, es decir cuando se tienen voltajes rápidos transientes ($\sim 4\text{kVns}^{-1}$), los iones pueden ser considerados como un fondo estático de carga y los electrones son multiplicados por procesos de ionización y emisión de campo desde los electrodos y la superficie del aislante [3].



(a) Diagrama esquemático configuración de la tipo Mather del Plasma Focus. Etapas de la descarga: I) Formación y levantamiento de la lámina sobre la superficie del aislante, II) Tránsito axial, III) Implosión radial y IV) Colapso sobre el eje y formación de una columna de plasma densa y caliente.

(b) Circuito eléctrico equivalente asociado a la descarga Plasma Focus, resistencia (R_p) e inductancia (L_p) del plasma varían con el tiempo. Voltaje en el plasma (V_p) es medido entre el ánodo y el cátodo.

Figura 1.1 Esquema de la configuración, etapas dinámica y circuito eléctrico asociado a la descarga Plasma Focus.

Cuando se opera en las condiciones apropiadas de presión, se observa que la descarga se inicia en el borde superior del aislante y se propaga hacia la base del cátodo (*sliding discharge*), adicionalmente a esto se observa la aparición de manera aleatoria de filamentos radiales a la altura de la base del cátodo donde termina el aislante [4]. Estas observaciones han sido verificadas en simulaciones computacionales [5]. El uso de materiales de alta constante dieléctrica (por ejemplo alúmina) [6], la incorporación de geometrías que ayudan a la amplificación de campo local (*knife-edge*) y el uso de métodos de asistencia a los procesos de ionización (por ejemplo predescargas continuas o pulsadas, irradiación por fuentes radiactivas) [3] permiten mejorar la formación de una lámina homogénea y axisimétrica en la superficie del aislante, lo cual influye directamente en el aumento de la eficiencia para producción de neutrones.

La lámina una vez formada, se desprende desde el aislante por efecto de la fuerza de Lorentz ($\vec{J} \times \vec{B}$) dando inicio de esta forma a la segunda etapa dinámica de la descarga, también conocida como fase de tránsito axial. En dispositivos convencionales se ha observado que el tiempo de levantamiento de lámina (*lift-off time*) se encuentra típicamente en el rango $100ns - 1\mu s$ [7].

La fase de tránsito axial corresponde al intervalo de movimiento axial de la lámina de plasma. La existencia de esta etapa es propia de la configuración tipo Mather y permite, por medio de la modificación del largo efectivo del ánodo, hacer coincidir la formación del pinch con el intervalo de tiempo en torno al máximo de corriente con lo cual se beneficia la transferencia de energía desde el generador al plasma. Durante esta etapa la lámina de plasma tiene un contorno de tipo parabólico [8] y se mueve con velocidades típicas en el rango de $3 - 15cm/\mu s$ [9]. Esta etapa finaliza cuando la lámina alcanza el borde del ánodo dando lugar a la fase de implosión radial (tercera etapa).

En la etapa radial la lámina de plasma presenta un movimiento de implosión radial y otro de elongación axial, cada uno de los cuales es impulsado por la fuerza $\vec{J} \times \vec{B}$. La implosión radial es equivalente a la implosión observada en *Z-pinches*, no obstante el proceso es más rápido y genera mayor compresión y calentamiento del plasma debido a que ocurre comparativamente a mayores corrientes. En dispositivos

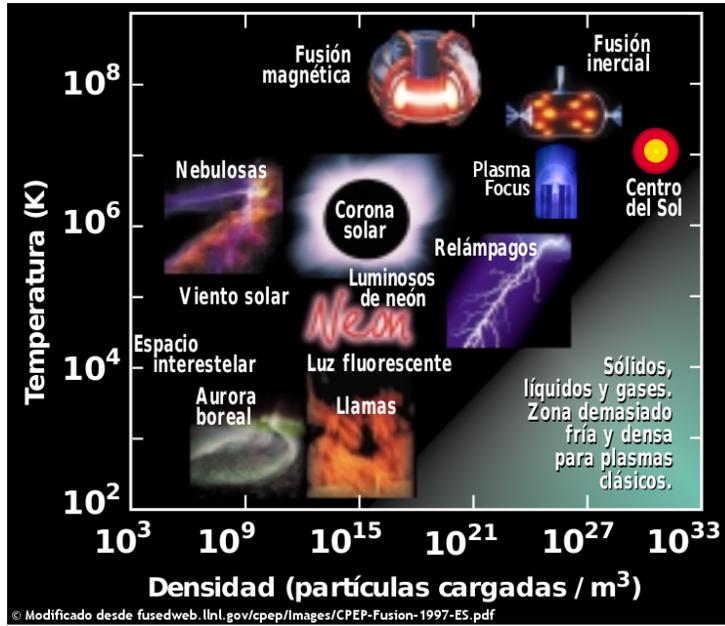


Figura 1.2 Tipos de plasmas y la descarga plasma focus.

tipo Mather la implosión radial ocurre con velocidades típicamente en el rango $10 - 50 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Esta etapa finaliza con la estagnación de la lámina en torno al eje y consecuente formación de una lámina densa de plasma. En términos de modelamiento numérico para las fases axial y radial, los códigos para plasma focus más ampliamente difundidos prescinden de las ecuaciones MHD y en su lugar hacen uso de la descripción que entrega el modelo barre-nieve (*Snow-plow model*) el cual considera la ecuación de movimiento del pistón magnético acumulando masa acoplado a la ecuación de circuito, o bien el modelo *slug* que incluye, además del modelo barre-nieve, la estructura y termodinámica del frente de choque. Este última es especialmente útil para describir la etapa de tránsito radial.

La cuarta etapa observada se denomina fase de pinch y se caracteriza por la formación de una columna de plasma a lo largo del eje del electrodo central, el crecimiento de inestabilidades magnetohidrodinámicas y la posterior ruptura de la columna. En esta etapa se generan haces de electrones los cuales impactan sobre el ánodo generando rayos-X duros por Bremsstrahlung. Por su parte, se generan también haces de iones en dirección axial opuesta a los haces de electrones los cuales dependiendo de los parámetros de operación del dispositivo tienen energías en el rango de $10 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$. Cuando la descarga se opera en deuterio o tritio, se producen reacciones fusión nuclear las cuales son responsables de la generación de neutrones. Luego de algunas decenas de nanosegundos comienza el crecimiento de inestabilidades magnetohidrodinámicas del tipo $m = 0$ las que terminan por destruir la columna de plasma. Es importante mencionar que en esta etapa se ha determinado que la densidad y temperatura del plasma satisfacen [9]

$$\begin{aligned}
 5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3} < n_{e,max} < 10^{26} \text{ m}^{-3} \\
 100 \text{ eV} < T_{e,max} < 2 \text{ keV} \\
 300 \text{ eV} < T_{i,max} < 1,5 \text{ keV}.
 \end{aligned}$$

Lo anterior, como se muestra en la figura 1.2, nos permite situar en un cuadro comparativo a la descarga plasma focus dentro de los múltiples tipos de plasma conocidos.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

Desde el punto de vista eléctrico, la descarga plasma focus se puede entender a partir del circuito eléctrico equivalente que se muestra en la figura 1.1b, cuya ecuación de circuito asociada es

$$V_c(t) = V_0 - \frac{1}{C_0} \int I \cdot dt = IR_0 + L_0 \frac{dI}{dt} + IR_p + \frac{d}{dt}(L_p I), \quad (1.1)$$

donde $V_c(t)$ es el voltaje instantáneo en el banco de condensadores, V_0 es el voltaje de carga, C_0 es la capacitancia y R_0 es la resistencia del banco de condensadores respectivamente, mientras que $R_p(t)$ es la resistencia y $L_p(t)$ es la inductancia del plasma respectivamente. Por su parte, el voltaje del plasma (V_p) medido entre los electrodos de la configuración viene dado entonces por

$$V_p(t) = V_c - IR_0 - L_0 \frac{dI}{dt} = L_p \frac{dI}{dt} + I(R_p + \frac{dL_p}{dt}). \quad (1.2)$$

En la ec. 1.2 se tiene que la inductancia variable del plasma actúa como una resistencia dinámica a nivel del circuito eléctrico. Al final de la etapa radial, producto de la alta velocidad de implosión del plasma, la inductancia crece muy rápido produciendo como resultado una reducción significativa de la corriente que fluye a través de la lámina de plasma, esto da origen a la bajada característica observada en la señal de dI/dt conocida generalmente como “*dip*”. De manera análoga, y también como producto del cambio de inductancia, se genera un aumento sustancial del voltaje en los extremos del plasma, lo que se traduce en la aparición de un *peak* en la señal de voltaje. Procesos posteriores asociados a la ruptura de la columna también generan cambios rápidos de inductancia los cuales se superponen en el *dip* y *peak* observados respectivamente en las señales de dI/dt y voltaje.

En términos de la energía del circuito, la inductancia variable del plasma extrae energía desde el banco de condensadores almacenándola como energía cinética en la lámina de plasma, asimismo la inductancia total del circuito almacena energía en la forma de campo magnético. Despreciando pérdidas resistivas y radiativas el balance de energía en el circuito eléctrico satisface

$$\frac{1}{2} C_0 V_0^2 = \frac{1}{2} L(t) I(t)^2 + \frac{1}{2} C_0 V_c(t)^2 + \frac{1}{2} \int_0^t \dot{L}(t') I(t')^2 dt'. \quad (1.3)$$

A partir de la ec. anterior se tiene que la energía disponible para ser transferida a la lámina de corriente en el momento del pinch viene dada por el término $1/2 C_0 V_0^2 - 1/2 L(t) I(t)^2$, por tanto el acoplamiento de energía se puede estimar como [10]

$$\varepsilon_{transfer} = \frac{\int_0^{t_{pinch}} \dot{L}(t') I(t')^2 dt'}{C_0 V_0^2 - L(t_{pinch}) I(t_{pinch})^2} = \frac{\int_0^{t_{pinch}} \dot{L}(t') I(t')^2 dt'}{C_0 V_c(t_{pinch})^2 + \int_0^{t_{pinch}} \dot{L}(t') I(t')^2 dt'}. \quad (1.4)$$

La función de acoplamiento de energía presentada en la ec. 1.4 alcanza valores máximos cuando el término $C_0 V_c(t_{pinch})^2$ tiende a cero. En palabras, es posible concluir que el mejor acoplamiento de energía entre el plasma y el generador se obtiene cuando la energía remanente en el banco de condensadores es mínima, por tanto, cuando el voltaje instantáneo en los condensadores es cero y la corriente tiene un máximo o mínimo local.

El tiempo característico asociado al circuito se puede estimar, despreciando la resistencia del generador y del plasma, como $\sim \sqrt{\bar{L}C}$, con $\bar{L} = \langle L_0 + L_p \rangle$.

1.1.1. Parámetro de drive y densidad de energía del plasma.

El denominado parámetro de drive S se define formalmente como

$$S = \frac{I_{peak}}{r_a \cdot \sqrt{\rho}}, \quad (1.5)$$

donde I_{peak} es la corriente máxima del circuito en la fase de pinch, r_a es el radio del ánodo y ρ es la densidad del gas de llenado. En el modelo barre-nieve o Slug las velocidades características de tránsito axial o radial son proporcionales al parámetro S . Lee *et al.* [11] estudiaron el valor de este parámetro para distintos dispositivos optimizados para la emisión de neutrones operados en el rango de energía $3kJ - 1MJ$ encontrando que el parámetro de drive tiene un valor esperado de $S = 77 \pm 7kA/cm \cdot mbar^{1/2}$, donde por simplicidad se ha reemplazado el valor de la presión por el de la densidad de llenado y la incerteza corresponde a la desviación estándar. Soto extendió la validez del valor del parámetro S encontrado por Lee *et al.* hasta energías menores a $100J$: $50J \leq E \leq 1MJ$ [12], mientras que Zhang *et al.* reportan que para dispositivos tipo Filippov $S = 43 \pm 11kA/cm \cdot mbar^{1/2}$ [13]. Dado que la presión magnética $B^2/2\mu \sim I_{peak}^2/r_a^2$ es la densidad de energía asociada a la corriente a través de la lámina, S^2 es proporcional entonces a la densidad de energía magnética por unidad de masa. En otras palabras S^2 se puede entender como la energía característica por unidad de masa transferida por el pistón magnético al frente de choque y por ende como una medida de la energía térmica disponible por unidad de masa. La constancia del parámetro de drive puede ser relacionada con los límites de alta y bajas presiones observados para emisión de neutrones [14] en términos de la existencia de constricciones físicas asociadas a la energía característica del plasma. Mientras el límite de alta presión ha sido explicado debido al hecho de que en la compresión radial la lámina de plasma debe tener energía suficiente para ionizar y de esta manera barrer el gas neutral a ser comprimido en el foco, en el caso del límite de bajas presiones la energía de lámina es muy alta, razón por la cual se ha sugerido la generación de una onda de calor que precalienta la zona del pinch reduciendo de esta forma la eficiencia de compresión y por ende la producción de neutrones [15].

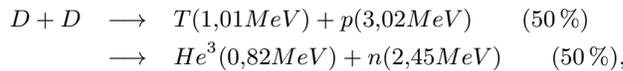
El valor relativamente constante del parámetro de drive es una indicación de que los plasma focus neutrón optimizados alcanzan la misma temperatura de plasma en la etapa de pinch. Dado que la densidad de partículas tampoco varía fuertemente, es posible concluir que la densidad de energía del plasma, en otras palabras la energía por partícula por unidad de volumen, es relativamente constante. Soto ha estudiado como figura de mérito para la densidad de energía del plasma el valor del cociente de la energía del banco de condensadores respecto del volumen estimado del pinch [12]. El denominado parámetro de densidad de energía ($28E/a^3$) presenta un valor en el rango $1 - 10 \times 10^{10} J/m^3$ para dispositivos optimizados operados entre $0,1J - 1MJ$ [12, 16, 17].

El parámetro de drive y el parámetro de densidad de energía pueden ser utilizados como parámetros de diseño para dispositivos plasma focus.

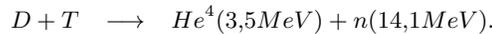
1.1.2. Emisión de neutrones.

La emisión de neutrones por reacciones de fusión en dispositivos plasma focus es un hecho comúnmente observado cuando el experimento se opera con deuterio o tritio. No obstante lo anterior, aún no existe un consenso general en la comunidad científica respecto de los mecanismos que gatillan las reacciones de fusión responsables de la generación de neutrones.

El canal para reacciones de fusión $D - D$ viene dado por



mientras que para el caso de reacciones $D - T$ es



Los reportes de la literatura se refieren más frecuentemente a experimentos operados en deuterio. No obstante, producto de la sección eficaz asociada a cada una de las reacciones, la operación del experimento con mezclas deuterio-tritio genera una producción de neutrones hasta dos órdenes de magnitud mayor.

En un principio el principal interés en los experimentos plasma focus estaba asociado a la producción de neutrones a través del mecanismo denominado termonuclear. Este se basa en la obtención de una

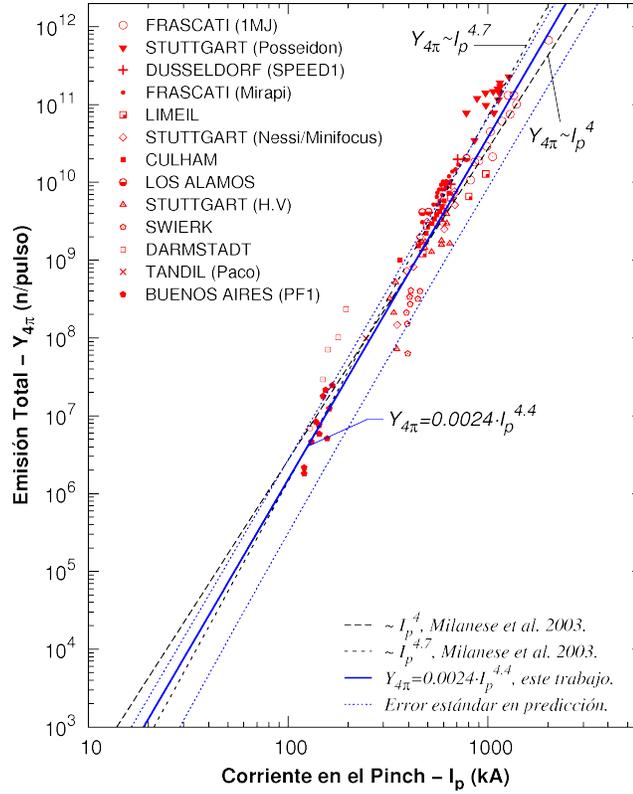


Figura 1.3 Ley de escalamiento para la emisión total de neutrones respecto de la corriente en el pinch.

plasma de alta temperatura ($T > 1keV$) de manera que reacciones térmicas entre iones generan reacciones de fusión. La distribución angular de la emisión de neutrones producida por este mecanismo es isotrópica. Mediciones de la temperatura iónica, distribución angular de la emisión de neutrones y caracterización del espectro de energía de los neutrones evidenciaron la existencia de mecanismos no térmicos. Esto es lo que se denomina mecanismo *Haz-blanco* para la producción de neutrones. Entre otros, el proceso más aceptado como responsable de este mecanismo es la generación de fuertes campos eléctricos locales en las constricciones producidas como resultado del crecimiento de inestabilidades del tipo $m = 0$ en la columna de plasma [18]. Estos campos eléctricos aceleran iones los cuales chocan con otros iones en el plasma produciendo de esta forma reacciones de fusión. Para el caso del mecanismo *Haz-blanco* la emisión de neutrones es anisotrópica y predominante en la dirección axial. Es importante destacar que en la última década se ha reportado evidencia que indica que en dispositivos de mediana energía además del mecanismo *Haz-blanco*, el mecanismo termonuclear aporta significativamente a la generación de neutrones [19].

1.1.3. Reglas de escala para emisión de neutrones.

El escalamiento de la emisión total de neutrones ha sido estudiado desde los década de los setenta. Rapp observó que la emisión total de neutrones ($Y_{4\pi}$) respecto de la energía del banco escala de acuerdo a

$Y_{4\pi} \sim E^{2,1}$ [20]. A partir de mediciones en dispositivos operados a corrientes altas ($100kA \leq I_{peak} \leq 1MA$), Bernard determinó que el escalamiento respecto de la energía del banco es $Y_{4\pi} \sim E^{1,7}$, mientras que respecto de la corriente máxima del circuito es $Y_{4\pi} = 1,2 \times 10^{10} \cdot I_{peak}^{3,3}$ [21, 22] con I_{peak} en MA . La base de datos más amplia de dispositivos para estudio del escalamiento de la emisión total de neutrones es la reportada por Pouzo y Milanese *et al.* [23], en este trabajo los autores reportan que la emisión total escala con la corriente en el pinch de acuerdo a $Y_{4\pi} \sim I_p^{4,7}$ para dispositivos operados en el rango de energías de $1kJ \leq E \leq 650kJ$. Del análisis del escalamiento propuesto se desprende que los autores reportan un ajuste que pasa a través de los datos asociados al dispositivo PACO [15]. Un análisis usando la misma base de datos reportada por Milanese *et al.* usando ajustes mínimos cuadrados para una función exponencial sin restricciones entrega resultados un tanto diferentes, en este caso se obtiene que el valor esperado para la emisión de neutrones en función de la corriente en el pinch viene dado por

$$Y_{4\pi}(I_p) = (0,0024 \pm 0,0017) \cdot I_p^{(4,4 \pm 0,1)}, \quad (1.6)$$

con una incerteza estándar en predicción dada por

$$dY_{4\pi}(I_p) = 2,41 \times 10^{-3} \cdot I_p^{4,4} \cdot \sqrt{1,106 - 0,165 \ln(I_p) + 0,0132 \ln(I_p)^2}, \quad (1.7)$$

donde la emisión total está en $n/pulso \cdot 4\pi$ cuando la corriente está en kA . Para el ajuste se obtiene un coeficiente de correlación lineal $r^2 = 0,92885$. Una gráfica comparativa entre este escalamiento y el reporte original de Milanese *et al.* se presenta en la figura 1.3. Los resultados anteriores son de especial interés cuando se desea verificar si un experimento específico satisface el escalamiento o tendencia observada en dispositivos PF operados en un amplio rango de energía y corriente.

1.2 El dispositivo PF-50J.

PF-50J es un dispositivo plasma focus desarrollado a principios de esta década por investigadores de la Comisión Chilena de Energía Nuclear (CCHEN) en el marco de la línea de investigación “*Física de plasmas en dispositivos pequeños*” [24]. Este equipo es un generador capacitivo concebido para operar en un régimen rápido ($T/4 < 500ns$) bajo 100J de energía de carga del banco de condensadores y a decenas de kiloamperes. El banco consta de 4 condensadores (40nF, 20nH) conectados en paralelo en torno a un spark-gap que actúa como switch del circuito, tiene un tamaño pequeño ($25cm \times 25cm \times 50cm$) y es transportable ($\sim 30kg$). El dispositivo opera a un voltaje de carga de 20-35kV.

La motivación detrás del diseño y construcción de este dispositivo es, por una parte, el estudio del escalamiento de este tipo de descargas en el rango de energía no explorado anteriormente de bajo 100J, además de ser un primer paso en el desarrollo de fuentes repetitivas de radiaciones pulsadas para aplicaciones industriales.

1.2.1. Revisión de resultados previos al desarrollo de esta tesis.

El diseño inicial resultó en un generador cuya inductancia externa total era de 65nH [26]. Dado esto, los parámetros eléctricos del dispositivo eran: 32-98 J, 31-55kA, $T/4 \sim 200ns$ y $Z \sim 0,6\Omega$, mientras que la configuración de electrodos estaba caracterizada por: $r_a = 8mm$ (cobre), $r_{cat} = 10,5mm$ (6 barras de cobre, 5mm diámetro), $L_{ef} = 5mm$, $L_{cat} = 10mm$, $L_{ais} = 5mm$. En estas condiciones se realizaron estudios de descargas en hidrógeno usando diagnósticos eléctricos (voltaje, dI/dt) y una cámara CCD de luz intensificada (ICCD) ajustada con una exposición de 5ns para fotografía en el visible usando [25]. Como resultado de estos estudios se observó que no obstante las señales eléctricas (Fig. 1.4) de voltaje y derivada de corriente no mostraban el característico peak y dip respectivamente, las imágenes en el visible indicaban que se completaba la etapa axial, radial y existía formación de una columna de plasma (Fig. 1.5). A partir de un análisis detallado de las imágenes se concluyó que en las condiciones de operación del

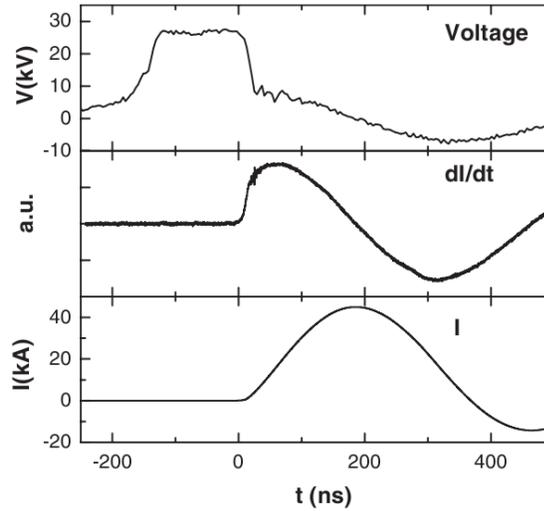


Figura 1.4 Señales eléctricas para un disparo en H_2 , $P = 0,47\text{mbar}$, $V_0 = 25\text{kV}$ (50J energía almacenada en banco de condensadores). Extraído desde [25].

experimento ($0,47\text{mbar } H_2$, 25kV , 50J , $I_{max} = 40 \pm 3\text{kA}$) el colapso radial toma lugar entre los 160 a 220ns con una velocidad $\sim 10^5\text{m/s}$ (ver fig. 1.6a), luego de esto la columna permanece aparentemente estable entre 40 a 50ns con un radio mínimo $\sim 0,7\text{mm}$. Mas allá de los 270ns la columna de plasma desaparece. Posterior a la ruptura se expulsa plasma de manera axial, el cual avanza con una velocidad de $6 \times 10^4\text{m/s}$ (ver fig. 1.6b). La inexistencia de dip en la señal de derivada de corriente se explicó en términos de que la inductancia de la carga (lámina de plasma) es pequeña en comparación con la inductancia del banco, por tanto en la descarga domina básicamente la impedancia de este último. Asimismo, las imágenes iniciales de la secuencia de la Fig. 1.5 sugieren que no habría buena formación de lámina sobre la superficie del aislante.

El siguiente paso fue realizar modificaciones al dispositivo con el fin de mejorar su funcionamiento. Las principales modificaciones realizadas fueron:

- i. Diseño de un nuevo spark-gap, reduciendo la inductancia total del equipo desde 65nH a 38nH , así la impedancia se redujo de $\sim 0,64\Omega$ a $\sim 0,49\Omega$, con el correspondiente incremento de corriente máxima.
- ii. Se modificó también el tamaño de los electrodos y aislante. Con esto los parámetros eléctricos del banco eran: 160nF , $32 - 98\text{J}$, $41 - 71\text{kA}$, $T/4 \sim 150\text{ns}$. Por su parte, para la configuración de electrodos se tiene: $r_a = 3\text{mm}$ (cobre), $r_{cat} = 13,5\text{mm}$ (8 barras de cobre, 5mm de diámetro), $L_{ef} = 5\text{mm}$, $L_{cat} > 29\text{mm}$, $L_{ais} = 24\text{mm}$. Usando esta configuración se demostró la existencia de pinch para descargas en deuterio en un amplio rango de presiones 5-12mbar, operando el dispositivo a $25 \pm 2\text{kV}$ ($\sim 50\text{J}$) y $29 \pm 2\text{kV}$ ($\sim 67\text{J}$). En la fig. 1.8a se presenta una señal eléctrica para un disparo en D_2 a 67J , 9mbar en el cual se observa claramente la evidencia de pinch. No se observa aparición de pinch bajo $5,5\text{mbar}$ y $6,5\text{mbar}$ para operación a 50J y 67J respectivamente [16].

La producción de neutrones en el PF-50J también ha sido confirmada [27]. Para esto se realizaron estudios usando D_2 como gas de llenado y la configuración de electrodos: $r_a = 3\text{mm}$ (cobre), $r_{cat} = 13,5\text{mm}$ (8 barras de cobre, 5mm de diámetro), $L_{ef} = 4,8\text{mm}$, $L_{cat} = 29\text{mm}$, $L_{ais} = 24\text{mm}$. Estos estudios mostraron emisión de neutrones entre $4,5 - 9\text{mbar}$ para operación a 50J , y entre $5,5 - 12\text{mbar}$ para

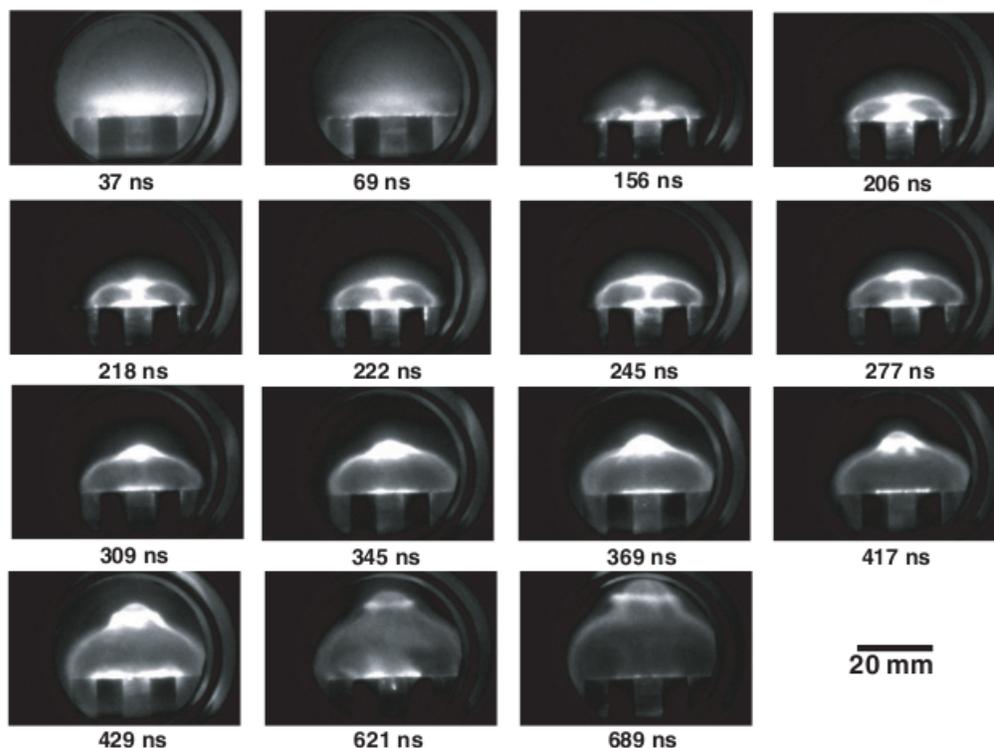


Figura 1.5 Secuencia óptica en el visible ($0.47\text{mbar } H_2$) de la lámina de plasma obtenida con 5ns de exposición sobre una cámara ICCD. Extraído desde [25].

operación a 67J (ver Fig. 1.7). En particular, se obtuvo una producción total de neutrones estimada de $(1,2 \pm 0,5) \times 10^4 n/\text{pulso}$ operando a 6mbar y $25\text{kV}(50\text{J})$, y $(3,6 \pm 1,6) \times 10^4 n/\text{pulso}$ operando a 9mbar y $29\text{kV}(67\text{J})$. Estas mediciones fueron realizadas usando contadores proporcionales moderados basados en tubos de ^3He . La caracterización de los sistemas de detección fue realizada usando una calibración cruzada que tomó como patrón de referencia mediciones obtenidas con detectores de plata activada. Los detalles relacionados con los sistemas de detección, así como también la metodología de calibración fue reportada por Moreno *et al.* [28]. Estudios realizados utilizando mediciones por tiempo de vuelo indicaron que el límite superior de la energía de los neutrones detectados desde el foco es en promedio $2,7 \pm 1,8\text{MeV}$ (ver fig. 1.8b). Lo anterior permite concluir que los neutrones son generados en reacciones de fusión nuclear (D,D). En estas condiciones además se verifica que existe formación de la columna de plasma luego de la etapa de implosión radial (imagen (c) en fig. 1.7). Es importante destacar que el dispositivo PF-50J ha sido el primer plasma focus operado a energías de decenas de Joules reportado en la literatura que emite neutrones.

1.3 Motivación del estudio

El presente trabajo de tesis es la continuación del estudio sistemático realizado en el grupo de plasmas de la Comisión Chilena de Energía Nuclear en dispositivos plasma focus operados a energías menores que

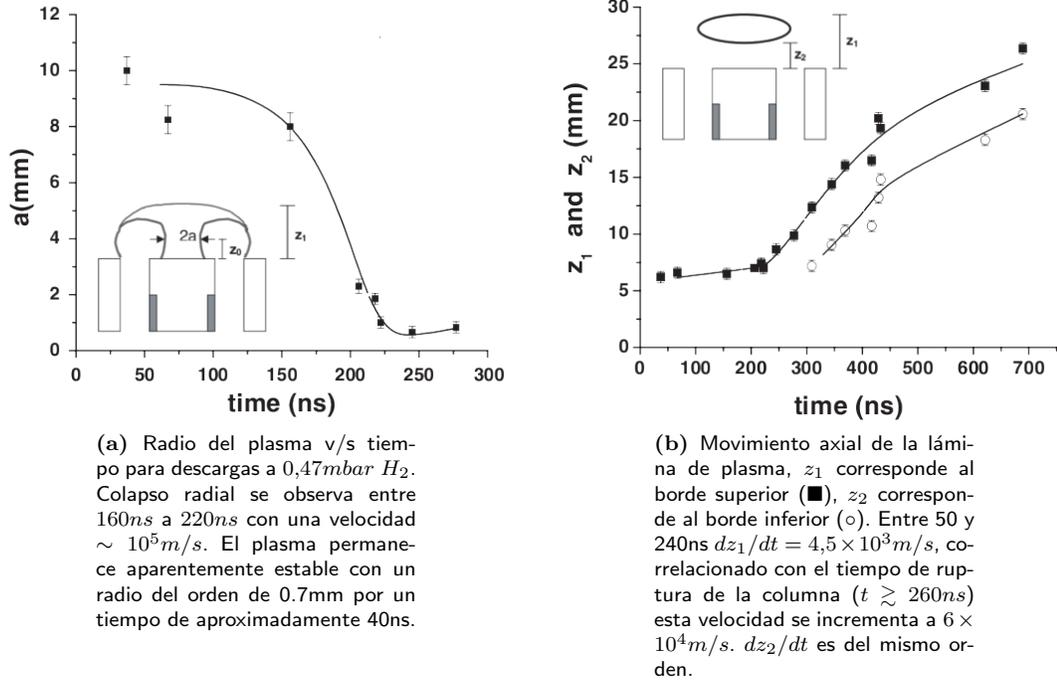
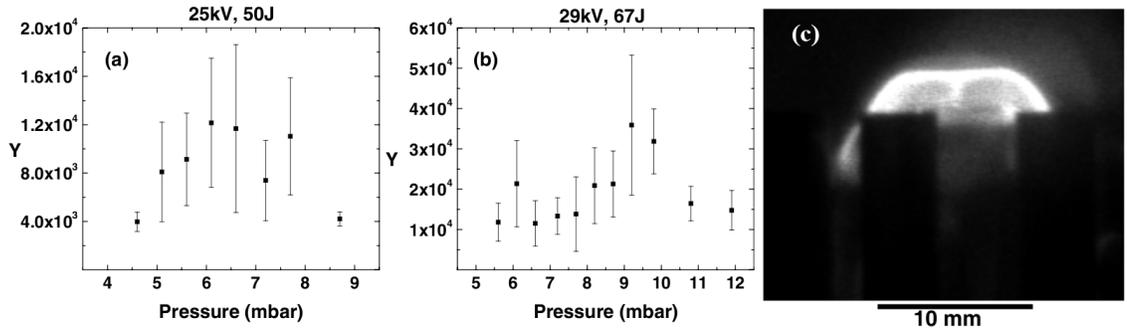
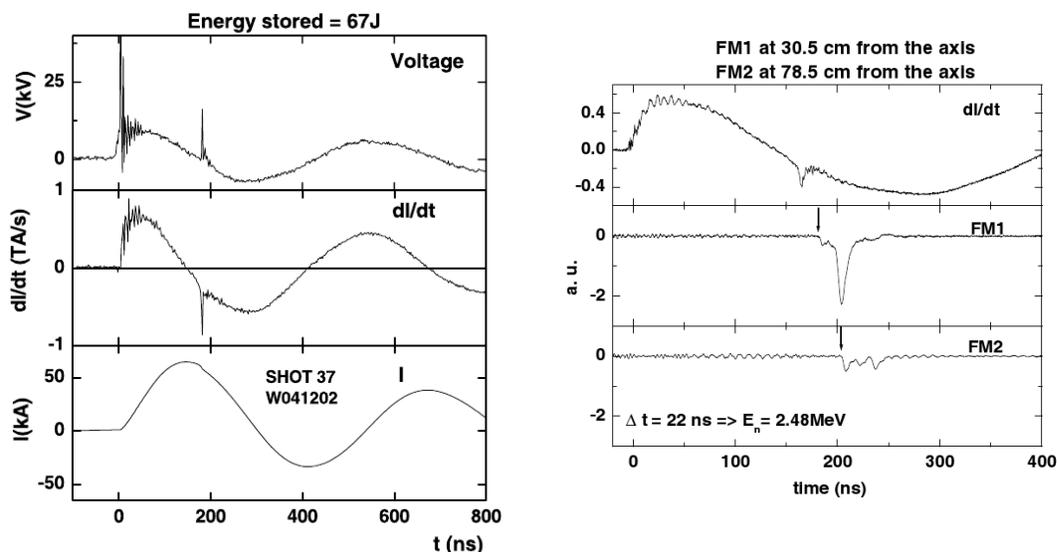


Figura 1.6 Dinámica PF-50J operado en H_2 , 50J . Resultados extraídos desde [25].





(a) Señal eléctrica para disparos en D_2 a 9mbar. Extraído desde [27].

(b) Señales de neutrones en plásticos centelladores con resolución temporal. Mediciones de tiempo de vuelo permiten concluir que los neutrones mas rápidos detectados tienen una energía en torno a 2,45MeV. Extraído desde [27].

Figura 1.8 Señales eléctricas típicas y mediciones de tiempo de vuelo para PF-50J.

1kJ, en particular en el PF-50J que opera en rango de 32-98J.

Como se mostró en la sección 1.2, este dispositivo reproduce la dinámica típica observada en descargas plasma focus en un amplio rango de energías ($10^2 - 10^6$ J): Existe una etapa de tránsito axial, implosión radial y formación de columna de plasma, la velocidad media de implosión en la etapa radial ha sido estimada en $\sim 10^5$ m/s para descargas en H_2 . Operando en D_2 el dispositivo emite neutrones por reacciones de fusión en el rango de $10^3 - 10^4$ neutrones por disparo.

En consideración de lo anterior, este trabajo tiene las siguientes motivaciones:

- a) No obstante la evidencia acumulada y reportada en la literatura para este dispositivo [24, 26, 25, 16, 27], y en general para dispositivos que operan en el régimen de muy baja energía ($E < 100$ J) [29, 30, 31], no existen reportes detallados de las condiciones del plasma en la etapa de pinch, no se ha verificado aún si efectivamente se reproducen los escenarios de alta densidad observados en máquinas operadas por sobre 1kJ. De hecho, bajo 1kJ existe sólo un reporte de mediciones de densidad realizadas en el dispositivo PF-400J para descargas en H_2 [32, 33]. El estudio de las condiciones del plasma en las distintas etapas de la descarga en dispositivos como el PF-50J es de importancia tanto teórica como experimental, en particular de la geometría de lámina y de la densidad electrónica en la columna de plasma se pueden estudiar las reglas de escala que obedece este tipo de fenomenología, testear códigos cero dimensionales, evaluar teóricamente la producción de neutrones y a la vez que tener evidencias del tipo de mecanismo predominante responsable de la generación de neutrones, todo esto en regímenes de tiempo de implosión y energía no explorados anteriormente ($t < 200$ ns y $E < 100$ J). Asimismo, es posible entender aspectos claves en la ingeniería

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

de este tipo de dispositivos tales como simetría de la descarga, efectos producidos por la geometría de los electrodos y el aislante, contaminación por ablación de material en los electrodos, entre otros que permitan mejorar su funcionamiento con miras a construir fuentes pulsadas de neutrones y rayos-X.

- b) La comparación de distintos dispositivos PF operados en un amplio rango de energía ha permitido establecer reglas de escala y ventanas de valores para ciertos parámetros de funcionamiento. Entre estos se pueden mencionar el voltaje de operación, presión de llenado de la cámara, el parámetro de drive, inductancia del generador, tiempo característico del circuito y razón entre el radio del cátodo respecto del radio del ánodo (r_{cat}/r_a). La mayoría de los dispositivos operados a energías sobre centenas de joules mantienen la razón $r_{cat}/r_a \sim 2,5$. Entre otras cosas, esta es una de las diferencias que presenta el dispositivo PF-50J respecto de otros equipos. Es de interés entonces realizar un estudio de optimización para emisión de neutrones con $r_{cat}/r_a \sim 2,5$ e investigar cuales son las condiciones que definen la optimización de un dispositivo.
- c) Lo anterior requiere el uso de detectores de neutrones que permitan resolver bajo $10^4 n/pulso$. Para estos efectos se puede utilizar contadores proporcionales moderados, no obstante el límite de detección de la técnicas de calibración en el estado del arte para neutrones rápidos pulsados permite resolver a lo más $10^5 n/pulso$, esto plantea un desafío para el uso de contadores proporcionales. Es de esta forma que surge la motivación por el desarrollo de una metodología de medición que permita la estimación realista de la incertezas cuando se hace uso de contadores proporcionales como tubos de 3He .

2

Equipamiento experimental y diagnósticos

En el presente capítulo se describe de manera general el equipamiento experimental y los principales sistemas de diagnóstico utilizados para la realización de la presente tesis.

2.1 Diagnósticos eléctricos

2.1.1. Divisor resistivo.

Debido a su simplicidad estructural, el divisor de voltaje resistivo es una de las sondas de prueba más ampliamente usada para mediciones de alto voltaje. Un diagrama esquemático del circuito del divisor resistivo se muestra en la figura 2.1. Este consiste de dos resistencias R_1 y R_2 , las cuales respectivamente sirven como el brazo de alto y bajo voltaje. El bajo voltaje V_2 a través de la resistencia R_2 se mide de manera directa. El voltaje desconocido V_1 se puede determinar usando los valores de R_1 , R_2 , V_2 y la ecuación:

$$V_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_1, \quad (2.1)$$

o bien, a través de un factor de calibración (K) obtenido experimentalmente por comparación con una sonda ya calibrada y la relación

$$V_2 = K \cdot V_1. \quad (2.2)$$

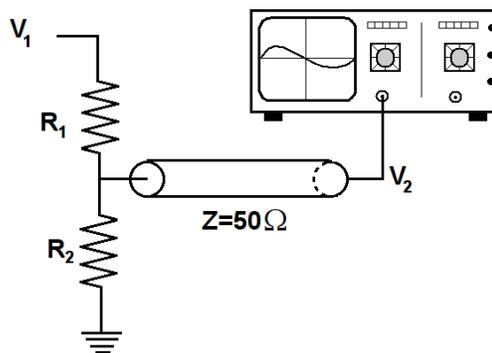


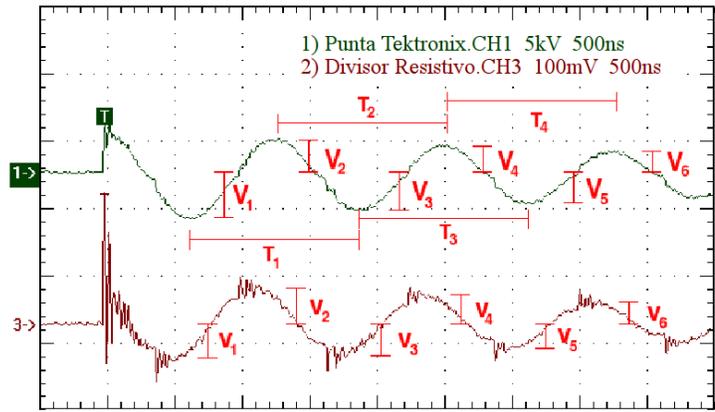
Figura 2.1 Esquema de circuito divisor resistivo básico

CAPÍTULO 2. EQUIPAMIENTO EXPERIMENTAL Y DIAGNÓSTICOS

En términos prácticos es más conveniente realizar la calibración, pues esta contiene la influencia de todos los elementos presentes en el circuito incluido el monitor de voltaje u osciloscopio.

Para el desarrollo de esta tesis se trabajó con un divisor resistivo construido y diseñado en el laboratorio para monitorizar el voltaje del ánodo respecto de tierra en el dispositivo PF-50J. Como brazo de alto voltaje, el divisor utiliza cable resistivo de fibra de carbono. Este tipo de cable construir resistencias de entre $1 - 10kV$, sin embargo presenta problemas de contacto mecánico, razón por la cual es necesario revisar la calibración cada vez que el divisor es desconectado desde el equipo. Por razones técnicas no fue posible determinar el valor de las resistencias R_1 y R_2 en esta sonda. El divisor fue calibrado usando como referencia una punta Tektronix modelo P6015A. La calibración se realizó sobre disparos en alta presión en PF-50J. A fin de evitar que efectos de offset en la punta de referencia sean traspasados a la calibración el factor de calibración de calcula de acuerdo a la relación:

$$K = \frac{V_i + V_j}{v_i + v_j} \quad (2.3)$$



En la tabla 2.1 se presentan los factores de calibración a usar en los experimentos reportados en esta tesis. Estos factores de calibración son válidos para un circuito de conexión que considera el divisor conectado a un atenuador de $20dB$, el cual se conecta a la entrada de 50Ω del osciloscopio.

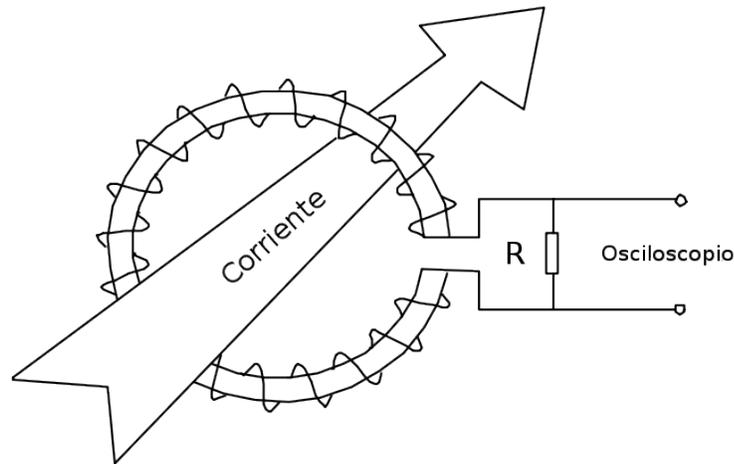
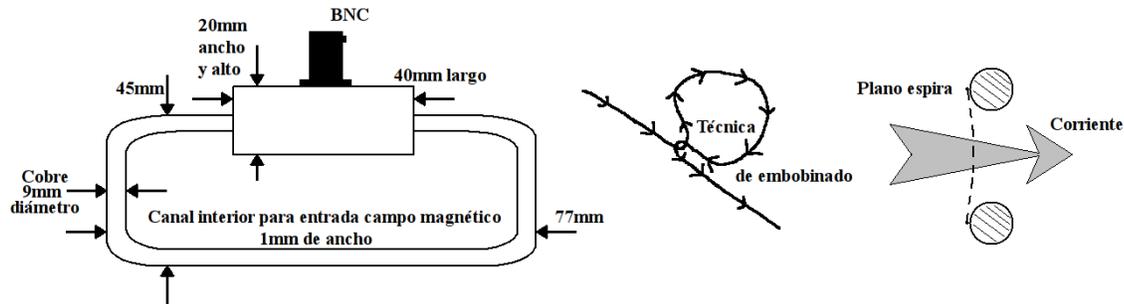
Tabla 2.1 Factores de calibración divisor resistivo PF-50J.

Reporte	Valor (kV/mV)
Capítulo 4	$0,047 \pm 0,002$
Capítulo 5	$0,0595 \pm 0,0004$

2.1.2. Bobina Rogowskii.

El monitoreo de la señal de derivada de corriente del circuito se realiza una bobina Rogowski. Como se muestra en el diagrama esquemático de la figura 2.3, esta sonda actúa como un circuito secundario acoplado magnéticamente al primario a través del cual fluye la corriente, de manera que el voltaje de salida de la bobina es proporcional a la derivada del campo magnético generado por la corriente, y por ende, a la derivada de la corriente encerrada dentro de la bobina. Dependiendo del tipo de aplicación este tipo de sondas son terminadas en integradores típicamente pasivos, los cuales permiten extraer la señal de corriente. En el caso del dispositivo PF-50J es de interés monitorizar simultáneamente la derivada de corriente y la corriente. Por tanto, si S es la señal de salida de la sonda la corriente en el circuito se obtiene a partir de

$$I_{A.U}(t) = \int S(t')dt' \implies I(t) = S_0 \cdot I_{A.U}(t), \quad (2.4)$$

Figura 2.2 Circuito esquemático sonda dI/dt .Figura 2.3 Diseño caja protección eléctrica y técnica de embobinado para sonda dI/dt PF-50J.

donde S_0 es el factor de calibración de la bobina.

Este tipo de sondas son extremadamente sensibles al ruido eléctrico, lo cual se traduce en señales integradas a veces completamente diferentes de la corriente del circuito. Estudiando el problema por ensayo y error se desarrolló un diseño que permitió reducir los efectos de ruido eléctrico en la sonda es disponer la bobina dentro una caja de protección metálica a modo de jaula de Faraday y con una pequeña canal que permita el ingreso del campo magnético generado por la corriente encerrada. El diseño de la bobina construida para el PF-50J, así como también la técnica de embobinado se muestra en la figura 2.3. La bobina consta de 10 espiras equiespaciadas enrolladas en torno a un cilindro plástico flexible.

La bobina se termina en un atenuador de $20dB$, el cual se conecta a la entrada de 50Ω del osciloscopio. Para la calibración se utilizaron disparos en PF-50J a alta presión y se siguió la metodología propuesta por Podlesak [34], en la cual la descarga se considera un circuito RLC ideal, de modo que la señal integrada viene dada por

$$I(t) = I_0 e^{-\alpha t} \sin(\omega t), \quad (2.5)$$

con $\alpha = R/2L$, $\omega = \sqrt{1/LC - \alpha^2}$ e $I_0 = V_0/\omega L$. De la señal integrada de la Rogowskii se extraen máximos

y mínimos sucesivos I_1, \dots, I_n los cuales satisfacen

$$L = \frac{T^2}{4C} (\pi^2 + \ln(-I_j/I_{j+1}))^{-1}$$

$$R = \frac{4L}{T} \ln(-I_j/I_{j+1}),$$

considerando el primer máximo de corriente dado por

$$t_1 = \frac{\arctan(\omega/\alpha)}{\omega}$$

$$I_1 = I_0 e^{-\alpha t_1} \sin(\omega t_1),$$

se calcula el factor de calibración a partir de

$$S_0 = I_1 / I_{A.U.}(t_1). \quad (2.6)$$

2.1.2.1. Caracterización parámetros de dispositivo y sonda dI/dt .

El análisis anterior a la vez de calibrar la sonda dI/dt permite determinar la inductancia y resistencia características del generador y la configuración de electrodos (CE) en conjunto. La capacitancia requiere ser medida de manera independiente. Esto se realizó usando un capacitómetro LUTRON DM-6023.

Sobre una muestra de 12 disparos en alta presión (D_2 , 25mbar, 29kV), se encontraron los siguientes resultados para los parámetros eléctricos del dispositivo

$$C = 158 \pm 3 \text{ nF} \quad (2.7)$$

$$T = 131,1 \pm 0,8 \text{ ns} \quad (2.8)$$

$$L = 43,8 \pm 0,2 \text{ nH} \quad (2.9)$$

$$R = 85 \pm 8 \text{ m}\Omega \quad (2.10)$$

$$I_{peak} = 48,9 \pm 0,5 \text{ kA}, \quad (2.11)$$

donde la incerteza corresponde al error estándar asociado al promedio. Respecto del factor de calibración se obtuvo

$$S_0 = (6,8 \pm 0,1) \times 10^8 \text{ kA/V} \cdot \text{s}. \quad (2.12)$$

2.2 Centelladores

En el desarrollo de esta tesis se utilizaron arreglos de plásticos centellador y fotomultiplicador para medición de rayos-X duros y neutrones con resolución temporal. Los plásticos centelladores son del tipo BC-408 y tienen dimensiones de 2'' de diámetro \times 2'' de largo. Los centelladores son conectados a tubos fotomultiplicadores XP2262B. Cada detector es alimentado con voltajes en el rango 1600 – 2000kV. De acuerdo al catálogo entregado por el fabricante, la señal de salida de los fotomultiplicadores tiene un risetime de 2,3ns, duración a media altura de 3,7ns y un tiempo de tránsito a través del fotomultiplicador de 31ns. En mediciones de tiempo de vuelo respecto de las señales eléctricas, el tiempo de tránsito debe ser descontado a fin de obtener resultados consistentes. La señal de salida desde los FM debe ser conectada directamente al osciloscopio a través de la entrada de 50 Ω .

3

Medición de la emisión de neutrones rápidos en fuentes pulsadas usando contadores proporcionales moderados

Las técnicas de activación son utilizadas de manera convencional para medición de la producción de neutrones en fuentes pulsadas de fusión. Estas fuentes producen neutrones rápidos a través de reacciones de fusión D-D o D-T, las energías típicas de los neutrones producidos son 2.45MeV y 14.1MeV respectivamente. Los isótopos de plata (^{107}Ag y ^{109}Ag para neutrones epitérmicos)[35], indio (^{115}In para neutrones rápidos y térmicos) [36, 37, 38], berilio (^9Be para neutrones rápidos) [39] o plomo (^{208}Pb y ^{207}Pb para neutrones rápidos) [40, 41] poseen secciones eficaces y tiempos de decaimiento de los productos que los hacen de interés para mediciones tiempo integradas de producción de neutrones. En el caso de activación con neutrones térmicos o epitérmicos ($E < 100\text{eV}$) es necesaria previamente la moderación de la energía de los neutrones, lo cual se realiza normalmente usando materiales como polietileno o parafina sólida.

En particular, las técnicas de activación han sido ampliamente utilizadas en investigaciones realizadas en distintos dispositivos plasma focus operados a energías por sobre centenas de joules [29, 42, 43, 44, 45, 46]. Dependiendo del tipo de material a ser activado, el límite de detección para este tipo de técnicas es, en el mejor de los casos, del orden de $10^5 n/pulso$ [35, 38, 47]. Esto impone serias restricciones a mediciones en dispositivos en los cuales la emisión está por debajo de $10^5 n/pulso$, como es el caso de plasma focus pequeños operados a energías menores de 100J. No obstante, en el régimen de baja emisión ($Y < 10^5 n/pulso$) es posible en principio utilizar contadores gaseosos proporcionales tales como tubos de ^3He o BF_3 . Estos detectores poseen una alta sección eficaz para reacciones de captura neutrónica a energías térmicas, son por tanto el tipo detector estándar utilizado en condiciones de emisión continua. En condiciones de emisión pulsada, este tipo de detectores presenta la desventaja del apilamiento de pulsos. No obstante eso, en los últimos años se ha reportado el uso de arreglos de uno o más tubos de ^3He moderados como detectores de neutrones en dispositivos plasma focus y en experimentos de plasmas producidos por láser. Básicamente se han propuesto dos esquemas de utilización en condiciones de emisión pulsada para estos detectores:

- i) Caracterización de la eficiencia del detector usando fuentes continuas, típicamente $^{241}\text{Am} - \text{Be}$ o ^{252}Cf , y configuración del sistema de detección (ya sea por separación detector-fuente y/o uso de preamplificadores rápidos) en condiciones que permita conteo de pulsos por técnicas convencionales, es decir mediante uso de escalímetros. En este esquema se han reportado mediciones de neutrones en un PF de 1kJ con un límite de detección al 10% del orden de $1,6 \times 10^6 n/pulso$ [48].
- ii) Calibración cruzada usando como patrón de referencia detectores por activación. Este esquema ha sido usado por investigadores de la Comisión Chilena de Energía Nuclear y otros grupos [49, 28, 50].

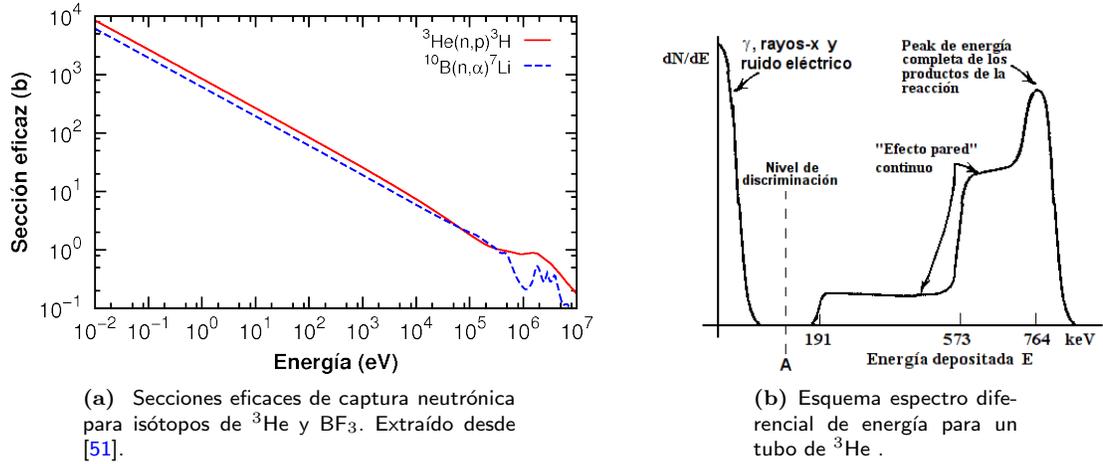


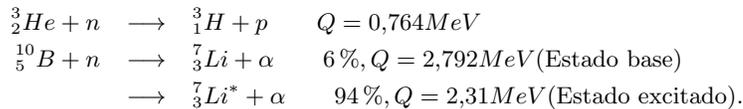
Figura 3.1

Presenta la desventaja de depender crucialmente del detector usado como patrón de referencia, y por tanto arrastrar los límites de detección de éste. Así a pesar de la alta eficiencia del detector de ${}^3\text{He}$, la metodología de calibración no permite reducir los límites de detección por debajo de $10^5 n/pulso$.

El estado del arte actual del uso de contadores gaseosos proporcionales para medición de neutrones rápidos pulsados presenta la carencia de una técnica de calibración absoluta que permita reducir los límites de detección bajo $10^5 n/pulso$. Para superar este carencia, como parte de este trabajo de tesis, se desarrolló una técnica de calibración absoluta, la cual está basada en el uso de fuentes isotópicas de neutrones como patrón de referencia, el estudio de la estadística asociada al apilamiento de pulsos en el sistema de detección y el desarrollo de un modelo de conteo de eventos a partir del área bajo de la señal de salida del detector cuando éste es usado en modo de integración de carga. La idea del estudio de errores a partir de la estadística de apilamiento de eventos fue propuesta por el doctor R. E. Mayer* como parte de la colaboración con el grupo de plasmas de la Comisión Chilena de Energía Nuclear. En el presente capítulo se presenta dicha metodología de calibración y su aplicación a los sistemas de detección disponibles en el laboratorio de Plasmas Termonucleares de la CCHEN.

3.1 Principios de funcionamiento contadores proporcionales basados en ${}^3\text{He}$ y BF_3 .

El principio de funcionamiento de este tipo de detectores son las reacciones de captura neutrónica



*Roberto E Mayer, Comisión Nacional de Energía Atómica, Universidad Nacional de Cuyo, y Red PLADEMA, Argentina.

3.2. SISTEMA DE DETECCIÓN PARA NEUTRONES RÁPIDOS.

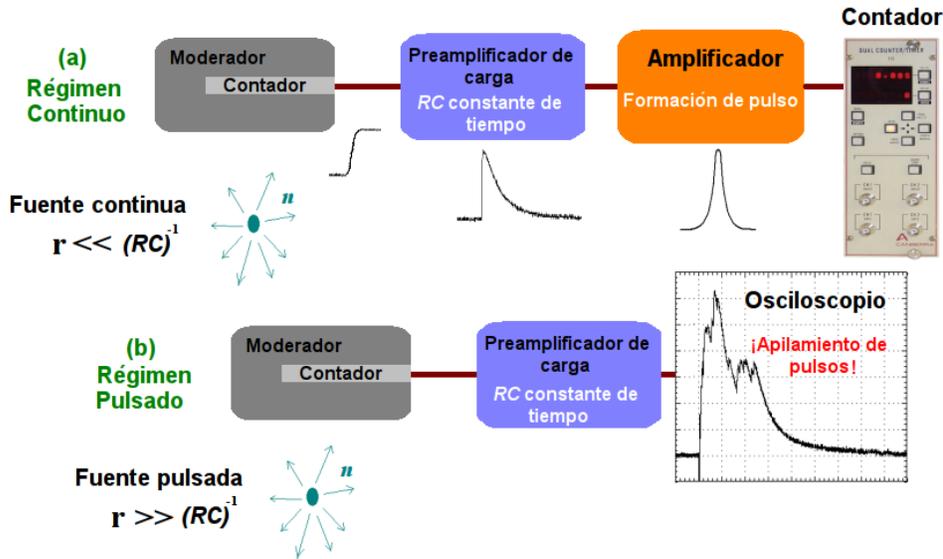


Figura 3.2 Esquemas de uso sistema de detección: (a) Régimen continuo. (b) Régimen pulsado.

Como se observa en la figura 3.1a la sección eficaz para la reacción asociada al ^3He es siempre mayor que la sección eficaz de la reacción asociada al ^{10}B en el rango de energías de neutrones lentos, por tanto a fin de obtener detectores de mayor eficiencia es mas conveniente utilizar tubos de ^3He . En el caso caso de la reacción asociada al Boro, dado que este material en su forma elemental no se encuentra en estado gaseoso, se usa alternativamente Trifluoruro de Boro (BF_3).

Suponiendo energías térmicas para los neutrones, la respuesta ideal de un detector de ^3He de gran volumen debiera ser un pico centrado en torno a 764keV , lo cual es equivalente a que los productos de la reacción de activación depositan toda su energía en el gas. Si las paredes del detector se encuentran a una distancia menor que el rango máximo de alguno de los productos (X_i) de la reacción, es probable que dicho producto escape del detector depositando solo parte de la energía de la reacción en éste, a su vez el producto restante viaja en la dirección opuesta depositando toda su energía en el detector. Como resultado de este proceso sólo una fracción de la energía inicial de la reacción disponible es depositada en el detector. En términos del espectro de energía, cada producto genera un ensanchamiento continuo entre E_{X_i} y $E_{X_1} + E_{X_2} = 764\text{keV}$, y como consecuencia de la superposición de los efectos generados por ambos productos (^3H y p) se observan dos escalones continuos en el espectro típico del detector (ver fig. 3.1b). Esto es lo que se denomina *efecto pared*. La altura y planitud de estos escalones dependen de la geometría del detector. Para reducir el efecto pared es recomendable: (i) Construir detectores con diámetros grandes lo cual favorece que la mayoría de las interacciones ocurran lejos de la pared, (b) incrementar la presión del gas con el fin de reducir el rango máximo de los productos de la reacción, o (c) bien usar pequeñas cantidades de un gas mas pesado que el ^3He a fin de aumentar el poder de frenado del medio[52].

3.2 Sistema de detección para neutrones rápidos.

Los sistemas de detección en uso en el laboratorio de Plasmas Termonucleares de la Comisión Chilena de Energía Nuclear utilizan tubos de ^3He con el fin de obtener una mayor eficiencia. Existen dos unidades en el laboratorio denominadas ^3He -206 y ^3He -209. Estos sistemas consisten básicamente de un moderador de parafina sólida de dimensiones $45 \times 15 \times 15 \text{ cm}^3$ y un tubo de ^3He (modelo LND 2523). Los tubos están envainados en una lámina de plomo de 3 mm de espesor con el objetivo de prevenir detección de rayos-x generados en la descarga. A su vez, el moderador está envuelto en una lámina de cadmio para eliminar detección de neutrones lentos que lleguen desde el exterior del sistema de detección. Cada tubo se conecta a un preamplificador de carga (Canberra modelo 2006) y se polariza a través de éste con un voltaje de 4 kV (Modo de contador proporcional). El preamplificador de carga tiene por función generar un pulso de salida cuya altura es proporcional a la carga generada en el tubo de ^3He . El preamplificador está ajustado a una ganancia de conversión de $235 \text{ mV}/M\text{-ion-par}$ ($\sim 5 \times$), esto permite una mejor razón señal ruido. La constante RC del preamplificador esta ajustada de fábrica de manera que pulsos de entrada con tiempos de subida de hasta centenas de nanosegundos tengan asociado un pulso de salida con tiempos de bajada de $50 \mu\text{s}$, mientras que para pulsos de entrada cuyos tiempos de subida son mas lentos, el pulso de salida asociado tiene un tiempo de bajada menor.

Este sistema de detección puede ser utilizado en dos configuraciones:

Régimen de conteo continuo. Cuando la tasa de conteo es $r \ll (RC)^{-1}$ hablamos del régimen de conteo continuo (Fig. 3.2a) En estas condiciones la salida del preamplificador se conecta a un amplificador y de ahí a un sistema de conteo. El amplificador tiene por función generar un pulso de salida cuya altura es proporcional a la altura del pulso de entrada y además cambiar la forma del pulso acondicionándola para ser registrada en un sistema de conteo. En las mediciones experimentales realizadas en el marco de este trabajo de tesis, se utiliza el amplificador Tennelec modelo TC-244 y analizador multicanal Canberra Multiport II usando la interfaz computacional GENIE2K. En esta configuración los eventos neutrónicos son discriminados considerando la ventana asociada al peak de máxima energía de la reacción y el ensanchamiento continuo generado por efecto pared en el espectro por altura de pulsos (Fig. 3.1b).

Régimen de conteo pulsado. Cuando se trabaja con fuentes que emiten neutrones rápidos de manera pulsada. Es el caso de dispositivos plasma focus, donde el pulso de neutrones tiene un ancho temporal que no supera las centenas de nanosegundos. Cuando el detector es irradiado con este tipo de pulsos, los neutrones son moderados a energías térmicas, lo cual da lugar a un ensanchamiento temporal del pulso de hasta decenas de microsegundos. En estas condiciones se generan altas tasas de conteo instantáneas ($(RC)^{-1} \gg r$), razón por la cual se produce apilamiento de pulsos (Fig. 3.2b). El apilamiento de pulsos genera una señal compuesta por varios pulsos individuales superpuestos. Cuando la fluencia es alta, la señal es suave y bien formada (Fig. 3.3a, $Y > 10^5 \text{ n/pulso}$, detector a $33,5 \text{ cm}$). Por el contrario cuando la fluencia es baja, la señal no es suave y eventualmente se pueden distinguir pulsos individuales (Fig. 3.3b, $Y < 10^5 \text{ n/pulso}$, detector a $23,5 \text{ cm}$). En condiciones ideales, el área bajo la curva de la señal de pulsos apilados es proporcional a la carga generada en el tubo de ^3He como resultado de la detección. Dado lo anterior, el sistema de medición para neutrones rápidos pulsados se completa cambiando la etapa de amplificación y conteo utilizada en el régimen continuo por un osciloscopio (Tektronik, modelo TDS-682B) que registra directamente la señal de salida del preamplificador. El osciloscopio se ajusta a una impedancia de entrada de $1 \text{ M}\Omega$, acoplamiento AC y 20 MHz de ancho de banda. Por su parte, la escala temporal se ajusta a $200 \mu\text{s}/\text{div}$, mientras que la escala horizontal se ajusta dependiendo del nivel de fluencia. A través del uso de la función interna de integración del osciloscopio se obtienen mediciones directas y en tiempo real del área bajo la curva en una ventana temporal menor o igual a $2000 \mu\text{s}$ (ancho total de la ventana del osciloscopio a una escala de $200 \mu\text{s}/\text{div}$). Dicha ventana comienza típicamente en un punto cercano al punto de trigger del osciloscopio. El osciloscopio se dispara usando el ruido electromagnético generado por la

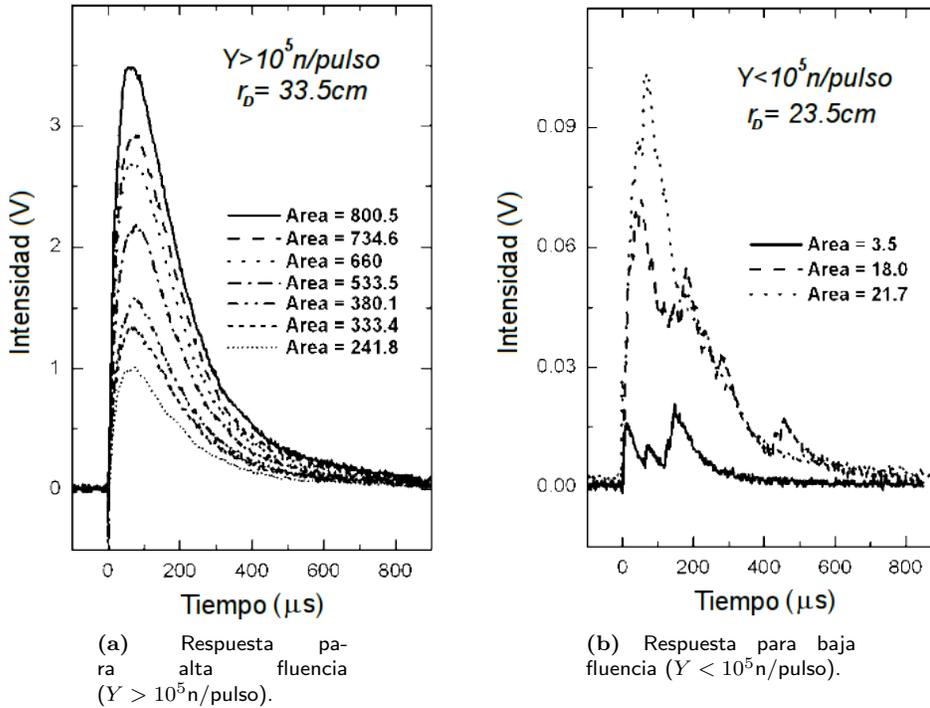


Figura 3.3 Señal de salida preamplificador en configuración régimen pulsado.

descarga. En ausencia de detección, existe una señal eléctrica de fondo (SEF) la cual contribuye al área neta bajo la curva observada (ver sección 3.3.7.2).

3.3 Caracterización sistemas de detección de neutrones rápidos pulsados.

3.3.1. Eficiencia de conteo y factor de calibración.

Consideremos una fuente de neutrones isotrópica emitiendo de manera continua a una tasa de emisión I_0 . Si R_{net} es la tasa de conteo neta de neutrones, entonces el número de neutrones que arriban a la cara de medición (frontal) del detector viene dado por

$$e_c \cdot I_0 \cdot \frac{\Omega}{4\pi} = R_{net}, \quad (3.1)$$

donde e_c es la eficiencia de conteo del sistema de detección y Ω es el ángulo sólido subtendido por el detector. A partir de esto, el factor de calibración se define como el inverso de la eficiencia de conteo, $j_c = e_c^{-1}$, de manera que el número de neutrones por unidad de tiempo ($N_n/\Delta t$) que arribaron al detector esta dado por

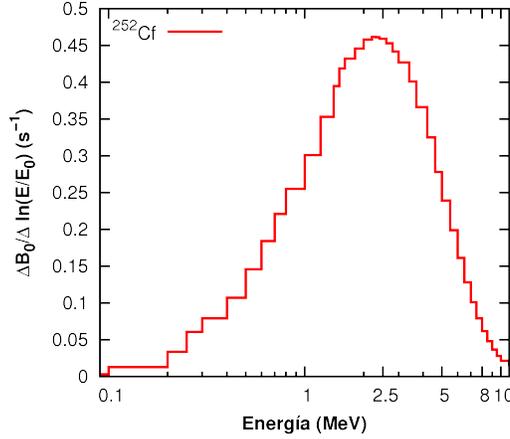


Figura 3.4 Valores de la intensidad de emisión por intervalo logarítmico de energía para una fuente ^{252}Cf de fisión espontánea. Extraído desde [53].

Fuente ^{252}Cf de fisión espontánea	
# de fuente	f91406
Propietario	CCHEN, Chile
Cápsula interior	$d = 6,2\text{mm}, l = 7,3\text{mm}$
Cápsula exterior	$d = 10\text{mm}, l = 8\text{mm}$
Emisión en 4π	$5,43 \cdot 10^6 (3,5\%) \text{ s}^{-1}$
Período	2.645 ± 0.008 años
Fecha de calibración	01 septiembre 1992
Organismo emisor	DANRI, Francia

Tabla 3.1 Resumen certificado de calibración fuente de referencia ^{252}Cf disponible en CCHEN.

$$\frac{\Delta N_n}{\Delta t} = I_0 \cdot \frac{\Omega}{4\pi} = j_c \cdot R_{net}, \quad (3.2)$$

En régimen de conteo pulsado, el factor de calibración se utiliza de manera análoga. Si G_{net} es el número de eventos netos registrados por el detector como producto del pulso, el número de neutrones que arribaron al detector

$$Y = j_c \cdot G_{net} \quad \rightarrow (n/\text{pulso}). \quad (3.3)$$

3.3.2. Fuente patrón de neutrones.

En detectores convencionales, por ejemplo el long counter (ver referencia [52], pág. 542), además de caracterizar la eficiencia de conteo y/o factor de calibración de un detector, es necesario caracterizar su respuesta en energía. Uno de los requisitos básicos es una respuesta plana en energía. En nuestro caso, este no es un requisito pues los sistemas de detección han sido específicamente diseñados para ser usados como detectores para neutrones de fusión $D - D$, por tanto sólo se requiere que el patrón de neutrones a utilizar tenga un espectro lo más similar posible al espectro de neutrones de fusión producidos por un dispositivo plasma focus (ver sección 1.1). Este requisito es parcialmente satisfecho por la fuente ^{252}Cf de fisión espontánea. Esta fuente tiene una vida media del orden de 2.65 años y una energía media entre 2.1 y 2.3 MeV. El espectro de energía se extiende desde 0.1 a 10 MeV aproximadamente (ver Fig. 3.4). En consideración de lo anterior, la caracterización de la eficiencia de conteo o factor de calibración se realiza en la aproximación de que el espectro de la fuente ^{252}Cf y el espectro de fusión del plasma focus producen idénticos resultados después de experimentar moderación por colisiones múltiples. Los datos de emisión de la fuente usada como referencia de neutrones en el marco de este trabajo de tesis se presentan en la tabla 3.1.

3.3.2.1. Anisotropía de la fuente.

El proceso de calibración de las fuentes isotópicas de neutrones se realiza típicamente usando la técnica del baño de sulfato de manganeso, el cual mide la emisión total en un ángulo sólido de 4π . Cuando estas

3.3. CARACTERIZACIÓN SISTEMAS DE DETECCIÓN DE NEUTRONES RÁPIDOS PULSADOS.

fuentes son utilizadas como patrón de calibración, la emisión detectada desde la fuente en una dirección específica es anisotrópica, no obstante la emisión en el material activo de la fuente es de naturaleza isotrópica. Esta situación se origina entre otras causas por dispersión de los neutrones en el material del encapsulamiento de la fuente y por la distribución del material activo en las paredes del encapsulamiento. Por esta razón, a fin de evitar errores sistemáticos en la caracterización de la eficiencia de conteo, es necesario previamente caracterizar la anisotropía de la fuente usada como referencia.

La anisotropía de la fuente se expresa través del factor de anisotropía $F(\alpha)$ [54]. En el caso de una fuente cilíndrica, este factor se define como la tasa de conteo sobre una línea que pasa por el centro de la fuente y que posee un ángulo α respecto del eje de simetría de la fuente sobre la tasa de conteo promediada en todas las direcciones a la misma distancia (ver fig. 3.6), es decir,

$$F(\alpha) = \frac{R(r, \alpha)}{R_{iso}(r)}, \quad (3.4)$$

donde

$$R_{iso} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi R(r, \alpha) d\alpha. \quad (3.5)$$

Dado que el factor de anisotropía está definido como un cociente, éste no depende de la eficiencia de conteo, por tanto es independiente del detector que se utilice para la caracterización.

En el caso de la fuente f91406, la caracterización de la anisotropía se realizó con uno de los sistemas ^3He operado en régimen de conteo continuo (ver sec. 3.2). Con el objetivo de minimizar efectos de scattering en el lugar de experimentación (paredes, piso, etc.), el detector fue dispuesto sobre un riel de posicionamiento a una elevación de 1,1m sobre el nivel del piso. A su vez, esta estructura fue situada en un diámetro de 5m libre de objetos que puedan dispersar neutrones. El riel y estructuras fueron ensambladas usando metal y aluminio. El posicionamiento angular de la fuente se realiza usando una regleta especialmente dispuesta para estos efectos. La fuente se sitúa centrada respecto de la cara de medición. Imágenes de este montaje experimental se muestran en la Fig. 3.5.

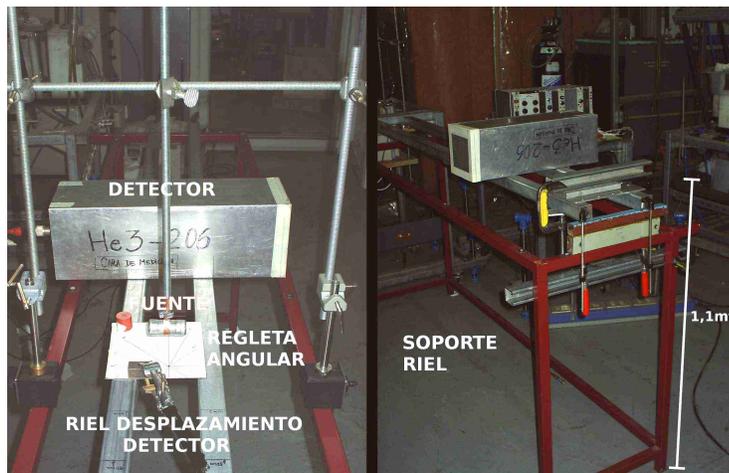
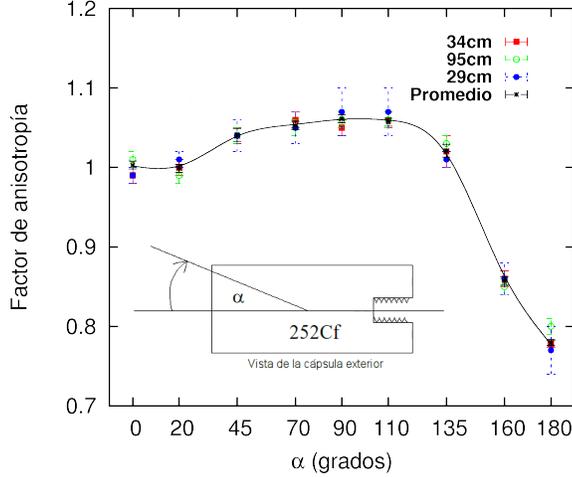


Figura 3.5 Fotografías montaje experimental para caracterización anisotropía de la fuente y eficiencia de conteo.

3.3.2.1.1. Análisis y resultados. Las mediciones se realizaron para ángulos α de: 0° , 20° , 45° , 70° , 90° , 110° , 135° , 160° , 180° , y diferentes distancias respecto de la fuente: 29cm , 34cm , 95cm . Considerando



α (grados)	F(α)
0	1.002 ± 0.002
20	0.997 ± 0.002
45	1.041 ± 0.002
70	1.053 ± 0.002
90	1.060 ± 0.002
110	1.060 ± 0.002
135	1.024 ± 0.002
160	0.857 ± 0.001
180	0.788 ± 0.001

Tabla 3.2 Resultados caracterización anisotropía fuente f91406.

Figura 3.6 Gráfica factores de anisotropía fuente f91406.

el nivel de conteo registrado en los experimentos y el bajo nivel fondo presente en el laboratorio, no se realizaron descuentos por conteo de fondo a las mediciones experimentales (ver sec. 3.3.7.1). El cálculo de R_{iso} , en la ec. 3.5, se realizó usando integración numérica por método del trapecio [55]. En la fig. 3.6 y en la tabla 3.2 se presentan los resultados en detalle de la caracterización de la anisotropía de la fuente f91406. Las incertezas asociadas a mediciones para una distancia específica (fig. 3.6) provienen de la propagación de error en la integración numérica. Como se observa en la fig. 3.6, el valor del factor de anisotropía se mantiene constante en función de la distancia respecto de la fuente dentro del rango las mediciones realizadas, es posible que para $r \gg 1m$ se observe una dependencia del factor de anisotropía respecto de la distancia, sin embargo estas conclusiones están fuera del alcance del estudio realizado. En consideración de lo anterior, en la tabla 3.2 se reporta como resultado final el promedio ponderado de las mediciones a distintas distancias, a su vez, el error reportado en dicha tabla corresponde al error del promedio ponderado.

3.3.3. Medición del factor de calibración.

Considerando el factor de anisotropía de la fuente, $F(\alpha)$, la ec. 3.2 se escribe como

$$I_0 \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot F(\alpha) = j_c \cdot R_{net} \implies j_c = \frac{F(\alpha) \cdot I_0 \cdot \Omega}{R_{net} \cdot 4\pi}. \quad (3.6)$$

De modo que la eficiencia de conteo se obtiene a partir de mediciones de la tasa de conteo neutrónica neta y la ec. 3.6.

Las mediciones se realizaron usando la fuente f91406 como patrón de neutrones y el mismo montaje experimental utilizado para la caracterización de la anisotropía de la fuente (ver sec. 3.3.2.1 y fig. 3.5). Los sistemas de detección se usaron en la configuración asociada al régimen de conteo continuo.

Para la obtención de las tasas de conteo en función de la posición se despreciaron correcciones debidas a conteo de fondo (ver sec. 3.3.7.1). Por otra parte, el conteo registrado se corrige por efectos de atenuación de los neutrones en aire, de acuerdo lo reportado por Eisenhauer *et al.* [56]. El factor de corrección, $F_{air}(r)$, se define en función de la sección eficaz macroscópica del aire, $\bar{\Sigma}_{air}$, y la posición r entre la fuente y la cara frontal del detector:

$$F_{air}(r) = e^{\bar{\Sigma}_{air} \cdot r}. \quad (3.7)$$

3.3. CARACTERIZACIÓN SISTEMAS DE DETECCIÓN DE NEUTRONES RÁPIDOS PULSADOS.

Tabla 3.3 Resultados experimentales factor de calibración y tasa de conteo detector ^3He -206.

$D(\text{cm})$	$R_{net}(s^{-1})$	$j_c(n/cuenta)$
14	556 ± 2	14.9 ± 0.1
19	392 ± 2	14.7 ± 0.1
23.5	295 ± 2	14.7 ± 0.1
29	222 ± 1	14.4 ± 0.1
35	168 ± 1	14.2 ± 0.1
40	134 ± 1	14.3 ± 0.1
50	96.1 ± 0.8	13.5 ± 0.1
60	71.2 ± 0.7	13.2 ± 0.1
75	50.4 ± 0.5	12.3 ± 0.1
90	37.5 ± 0.5	11.7 ± 0.2
110	27 ± 0.4	11.0 ± 0.2
130	20.6 ± 0.3	10.4 ± 0.2
150	16.1 ± 0.3	10.1 ± 0.2
170	13.3 ± 0.2	9.5 ± 0.1

Tabla 3.4 Resultados experimentales factor de calibración y tasa de conteo detector ^3He -209.

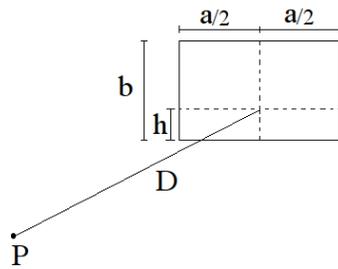
$D(\text{cm})$	$R_{net}(s^{-1})$	$j_c(n/cuenta)$
14	588 ± 2	14.1 ± 0.1
19	407 ± 2	14.2 ± 0.1
23.5	308 ± 1	14.1 ± 0.1
29	227 ± 1	14.1 ± 0.1
35	173.6 ± 0.9	13.7 ± 0.1
40	141.6 ± 0.8	13.5 ± 0.1
50	99.3 ± 0.9	13.1 ± 0.1
60	73.0 ± 0.6	12.8 ± 0.1
75	51.4 ± 0.5	12.0 ± 0.1
90	38.3 ± 0.4	11.4 ± 0.1
110	27.3 ± 0.3	10.9 ± 0.1
130	21.2 ± 0.3	10.1 ± 0.1
150	16.6 ± 0.2	9.7 ± 0.1
170	13.4 ± 0.2	9.4 ± 0.1

En el caso de una fuente ^{252}Cf , en condiciones de medición de 10^2kPa , 21°C y 50% de humedad, la sección eficaz macroscópica tiene valor de $0,0106\text{m}^{-1}$. A partir de lo anterior, la tasa de conteo neta se calcula desde

$$R_{net}(r) = (R_{gross} \pm \sqrt{\frac{G_{gross}}{t_c}}) \cdot e^{\bar{\Sigma}_{air} \cdot r}, \quad (3.8)$$

donde R_{gross} es la tasa de conteo gruesa observada, G_{gross} es el número de cuentas gruesas observadas y t_c es el tiempo de conteo.

El ángulo sólido, Ω , en la ec. 3.6 se obtuvo a partir de la expresión analítica reportada por Gotoh *et al.* para una rendija rectangular [57]:



$$\Omega = 2tg^{-1} \left(\frac{ha}{2D(a^2/4 + b^2 + D^2)^{1/2}} \right) + 2tg^{-1} \left(\frac{a(b-h)}{2D(a^2/4 + (b-h)^2 + D^2)^{1/2}} \right). \quad (3.9)$$

Para el montaje experimental de este estudio se tiene $a = 45\text{cm}$, $b = 15\text{cm}$, $h = 7,5\text{cm}$. La emisión de la fuente al momento de los experimentos se estimó en $6,5 \cdot 10^4\text{s}^{-1}$.

3.3.3.1. Resultados.

Los resultados de la medición de la tasa de conteo y el factor de calibración para cada uno de los detectores se presentan en las tablas 3.3 y 3.4. De estos resultados se desprende que estadísticamente, en virtud de la eficiencia de ambos sistemas de detección, se requiere entre 15 a 9 neutrones llegando a la

cara frontal del detector para producir una cuenta, lo último es válido dentro del rango de distancias en estudio, o sea, para $14cm \leq D < 200cm$.

3.3.4. Reproducibilidad (Rp).

La eficiencia de conteo, e_c , con unidades de (evento detectado)/(evento que arribó al detector), representa la probabilidad de un evento que llega al detector de ser detectado, o sea, la probabilidad de registrar una cuenta. Denominando esta probabilidad como $p = e_c$, la probabilidad de no registrar el evento se escribe como $q = 1 - p$. Supongamos que arriban Y eventos totales al detector, la probabilidad de detectar n eventos viene dada por el coeficiente binomial

$$P_n = \binom{Y}{n} p^n q^{Y-n}, \quad \text{con} \quad \binom{Y}{n} = \frac{Y!}{n!(Y-n)!}. \quad (3.10)$$

De manera que la suma de todas las probabilidades es igual a la unidad

$$\sum_{n=0}^Y P_n = (p+q)^Y = 1. \quad (3.11)$$

A partir de lo anterior se puede responder a la pregunta ¿Cuál es la probabilidad de no registrar detección aún cuando existan N eventos arribando al detector? La respuesta a esto viene dada por el coeficiente binomial para $n = 0$ eventos detectados, es decir

$$P_0 = \binom{Y}{0} q^Y = q^Y. \quad (3.12)$$

De lo anterior se concluye que la probabilidad de registrar eventos se escribe como

$$P_D = 1 - q^Y. \quad (3.13)$$

Consideremos M ensayos (disparos), es decir pulsos de neutrones en los cuales arriban Y eventos al detector. Si P_D es la probabilidad de detección en cada ensayo, entonces la probabilidad de registrar detección en m de los M ensayos viene dada por

$$\mathcal{P}_m = \binom{M}{m} P_D^m (1 - P_D)^{M-m}. \quad (3.14)$$

A partir de lo anterior, se tiene que el número esperado de ensayos en los cuales se registra detección es

$$\mathcal{U} = \sum_{m=0}^M m \cdot \mathcal{P}_m = M \cdot P_D. \quad (3.15)$$

La reproducibilidad o frecuencia de detección de neutrones disparo a disparo se define como

$$Rp = \frac{\# \text{ Ensayos que registran detección}}{M} = \frac{\mathcal{U}}{M} \implies Rp(Y) = 1 - q^Y \quad (3.16)$$

en unidades porcentuales se escribe como

$$Rp(Y) = 100(1 - q^Y). \quad (3.17)$$

La ecuación anterior es válida siempre y cuando en cada uno de los ensayos arriban exactamente Y eventos al detector.

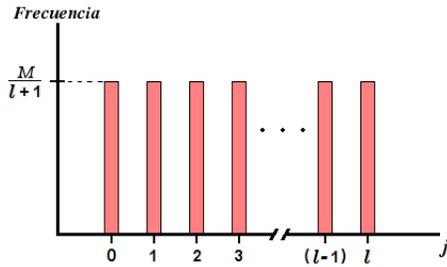
3.3.4.1. Casos de estudio.

En condiciones reales, la emisión tiene fluctuaciones disparo a disparo, por tanto en la práctica se tiene un conjunto de M disparos con emisiones

$$\{Y_1, Y_2, \dots, Y_M\},$$

donde los valores Y_i tienen asociada alguna distribución arbitraria.

3.3.4.1.1. Distribución uniforme. Consideremos como caso de estudio una distribución uniforme para Y_i , con $i : 1, 2, \dots, M$, donde el i -ésimo ensayo puede tomar valores entre 0 y l . De modo que la frecuencia de ensayos donde j eventos arribaron al detector (j -ésima entrada, con $j : 0, \dots, l$), viene dado por



$$f_j = \frac{M}{l+1} \quad ; j : 0, \dots, l$$

Para la j -ésima entrada de la distribución, la probabilidad de detección es $P_D(j) = 1 - q^j$, de donde el valor esperado de eventos con registro de detección dada la j -ésima entrada se escribe como

$$u_j = \frac{M}{l+1} (1 - q^j) \quad ; j : 0, \dots, l \quad (3.18)$$

Calculando el número total de ensayos que registran detección sobre el total de ensayos se obtiene la reproducibilidad:

$$Rp = \frac{\sum_{j=0}^l u_j}{M} = \frac{1}{l+1} \sum_{j=0}^l (1 - q^j). \quad (3.19)$$

Considerando resultados de la serie geométrica, se obtiene finalmente que la reproducibilidad viene dada por

$$Rp = \frac{l(1-q) - q(1-q^l)}{(l+1)(1-q)}. \quad (3.20)$$

El número esperado de neutrones que arriban al detector viene dado por $\bar{Y} = \bar{j} = l/2$, de donde se tiene finalmente la reproducibilidad en unidades porcentuales

$$Rp(\bar{Y}) = 100 \frac{2\bar{Y}(1-q) - q(1-q^{2\bar{Y}})}{(2\bar{Y}+1)(1-q)}. \quad (3.21)$$

3.3.4.1.2. Distribución de Poisson. Cuando el número de eventos que arriban al detector obedece una distribución de Poisson, la frecuencia de eventos para la j -ésima entrada viene dada entonces por

$$f_j = M \frac{e^{-\lambda} \lambda^j}{j!} \quad ; \text{ con } j : 0, \dots, \infty, \text{ y } \lambda \geq 0 \quad (3.22)$$

El valor esperado de ensayos que registran detección es

$$u_j = M \frac{e^{-\lambda} \lambda^j}{j!} (1 - q^j). \quad (3.23)$$

Entonces podemos escribir la reproducibilidad de acuerdo a la ecuación

$$Rp = \frac{\sum_{j=0}^{\infty} u_j}{M} = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{e^{-\lambda} \lambda^j}{j!} (1 - q^j). \quad (3.24)$$

Notando que la exponencial tiene el desarrollo en serie $e^x = \sum_{j=0}^{\infty} x^j/j!$, entonces la reproducibilidad se puede escribir como

$$Rp = 1 - e^{-\lambda(1-q)}. \quad (3.25)$$

El valor esperado de eventos arribando al detector dado los M ensayos es $\bar{Y} = \lambda$, de donde finalmente la reproducibilidad porcentual es

$$Rp(\bar{Y}) = 100(1 - e^{-\bar{Y}(1-q)}). \quad (3.26)$$

3.3.4.1.3. Distribución geométrica. En el caso de la distribución geométrica, la frecuencia asociada a la j -ésima entrada viene dada por

$$f_j = (1 - t)^j t \quad ; \text{ con } j : 0, \dots, \infty, \text{ y } 0 < t \leq 1 \quad (3.27)$$

El valor esperado de eventos que registran detección para la j -ésima entrada es

$$u_j = M(1 - t)^j t(1 - q^j). \quad (3.28)$$

A partir de lo anterior, la se tiene la reproducibilidad

$$Rp = \sum_{j=0}^{\infty} (1 - t)^j t(1 - q^j). \quad (3.29)$$

Usando propiedades telescópicas de las series se obtiene

$$Rp = \frac{(q - 1)(t - 1)}{1 + q(t - 1)}. \quad (3.30)$$

Para el caso de la distribución geométrica, dado un valor de t , el valor esperado de eventos que arriban al detector es $\bar{Y} = (1 - t)/t$, por tanto $t = 1/(\bar{Y} + 1)$. Finalmente la reproducibilidad porcentual se escribe como

$$Rp(\bar{Y}) = 100 \frac{\bar{Y}(1 - q)}{\bar{Y}(1 - q) + 1}. \quad (3.31)$$

3.3.4.2. Análisis.

Si observamos las tablas 3.3 y 3.4 notamos que los valores del factor de calibración, y por consiguiente de la eficiencia de conteo, son casi constantes en el rango de $14\text{cm} \leq r \leq 40\text{cm}$, el cual es el rango de posicionamiento típico del detector para mediciones en condiciones de baja emisión ($Y < 10^5 \text{n/pulso}$). Un valor representativo para p , q y $f_{4\pi}$ en este rango de posicionamiento es el promedio de estos valores tomado sobre ambos detectores, los cuales se muestran en la tabla 3.5.

Respecto de la emisión total, es necesario notar que en condiciones ideales, vale decir, cuando la fuente pulsada tiene la misma emisión disparo a disparo, y además dicha emisión es homogénea en el espacio,

3.3. CARACTERIZACIÓN SISTEMAS DE DETECCIÓN DE NEUTRONES RÁPIDOS PULSADOS.

Tabla 3.5 Valores característicos para p , q y $f_{4\pi}$ en el rango de posicionamiento $14\text{cm} \leq r \leq 40\text{cm}$.

Parámetro	Promedio en $14\text{cm} \leq r \leq 40\text{cm}$
\bar{p}	0,0703
\bar{q}	0,9297
\bar{j}_c	$14,2 \pm 0,1$
$\bar{f}_{4\pi} = \langle 4\pi/\Omega \rangle$	20,45

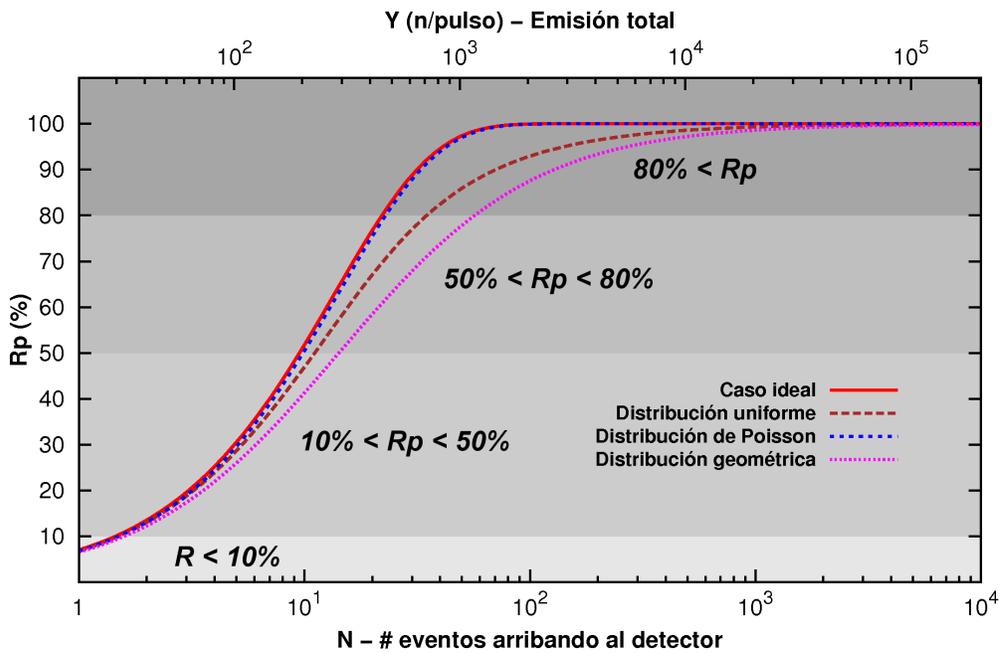


Figura 3.7 Reproducibilidad para disparos donde el número de neutrones que arriban al detector responde a distintas distribuciones: Caso ideal (ec. 3.17), distribución uniforme (ec. 3.21), distribución de Poisson (ec. 3.26) y distribución geométrica (ec. 3.31).

podemos relacionar directamente el número de neutrones por pulso que arriban al detector con la emisión total de acuerdo a la relación

$$Y_{4\pi} = f_{4\pi} \cdot Y. \quad (3.32)$$

En la figura 3.7 se muestran gráficas de la reproducibilidad para distintas distribuciones usando valores representativos de los sistemas de detección en el rango $14\text{cm} \leq r \leq 40\text{cm}$. Como es de esperar la reproducibilidad para el caso ideal es una cota máxima de la reproducibilidad obtenida para cualquier otra distribución, la ec. 3.17 es por tanto la estimación más optimista que se puede realizar. La reproducibilidad asociada a emisión que obedece una distribución de Poisson (ec. 3.26) converge a la reproducibilidad del caso ideal dentro de todo el rango en estudio. La distribución geométrica (ec. 3.31) es el caso que más se aleja de la estimación optimista realizada en el caso ideal. Mientras que la distribución uniforme (ec. 3.21) se muestra como una situación intermedia entre el caso ideal y la distribución geométrica.

A partir de los casos de estudio analizados anteriormente, se establecen las siguientes reglas generales (“reglas del dedo gordo”) como cotas máximas:

- Cuando la emisión total promedio es mayor que 30 eventos por pulso, la reproducibilidad debe ser mayor que 10 %.
- Valores de reproducibilidad mayores que 50 % se observan cuando la emisión total promedio es mayor que 300 eventos por pulso.
- El rango que en adelante denominamos de “buena” reproducibilidad, es decir, cuando $R_p > 50\%$, se obtiene cuando la emisión total promedio es mayor que 10^3 eventos por pulso.
- La estimación más optimista indica que valores de reproducibilidad en torno al 100 % se obtienen sólo cuando la emisión promedio es mayor que 2×10^3 eventos por pulso.
- Por último, estimaciones más realistas indican que valores de reproducibilidad en torno al 100 % se obtienen cuando la emisión total promedio está en torno a 10^4 eventos por pulso.

3.3.5. Modelamiento de la tasa de conteo en función de la distancia.

Cuando la fuente y el detector son sistemas puntuales, la respuesta entregada por el detector, R_{net} en régimen de conteo continuo, satisface la ley de decaimiento con el inverso del cuadrado de la distancia, o sea, $R_{net}D^2 = cte$. En condiciones reales se deben realizar correcciones a la ley anterior como consecuencia de:

- Efectos producidos por la geometría del detector y el moderador.
- Efectos de scattering producidos por el aire, las murallas y piso de la sala de calibración.

Considerando efectos geométricos y de scattering, una expresión para la tasa de conteo válida en detectores del tipo long counter ha sido reportada por Hunt *et al.* [58, 59], la cual establece que

$$R_{net} = \frac{K}{(D + D_E)^2}, \quad (3.33)$$

donde D_E es el centro efectivo del detector medido desde la cara frontal de éste y K es la constante característica del sistema de detección. En el siguiente estudio se explora la aplicación del modelo dado por la ec. 3.33 para la descripción de las tasas de conteo obtenidas experimentalmente.

Con el objetivo de simplificar el análisis de datos, se realiza una linealización de la ec. 3.33 a partir de

$$\frac{1}{R_{net}} = \sqrt{\frac{1}{K}}(D + D_E),$$

definiendo $y = 1/R_{net}$, $A_0 = D_E/\sqrt{K}$ y $A_1 = 1/\sqrt{K}$ se obtiene la relación lineal

$$y(D) = A_0 + A_1D. \quad (3.34)$$

3.3. CARACTERIZACIÓN SISTEMAS DE DETECCIÓN DE NEUTRONES RÁPIDOS PULSADOS.

Tabla 3.6 Resultados ajustes por mínimos cuadrados para modelo de tasa de conteo en función de la distancia (ec. 3.34).

	³ He-206			³ He-206		
Ajuste lineal						
$A_0(s^{1/2})$	0.025	±	0.001	0.024	±	0.001
$A_1(s^{1/2}cm^{-1/2})$	0.00150	±	0.00002	0.00149	±	0.00002
r^2	0.99859			0.99863		
Modelo tasa de conteo						
$K(s^{-1}cm^2)$	445151	±	10091	450802	±	10058
$D_E(cm)$	16.7	±	0.2	16.1	±	0.2

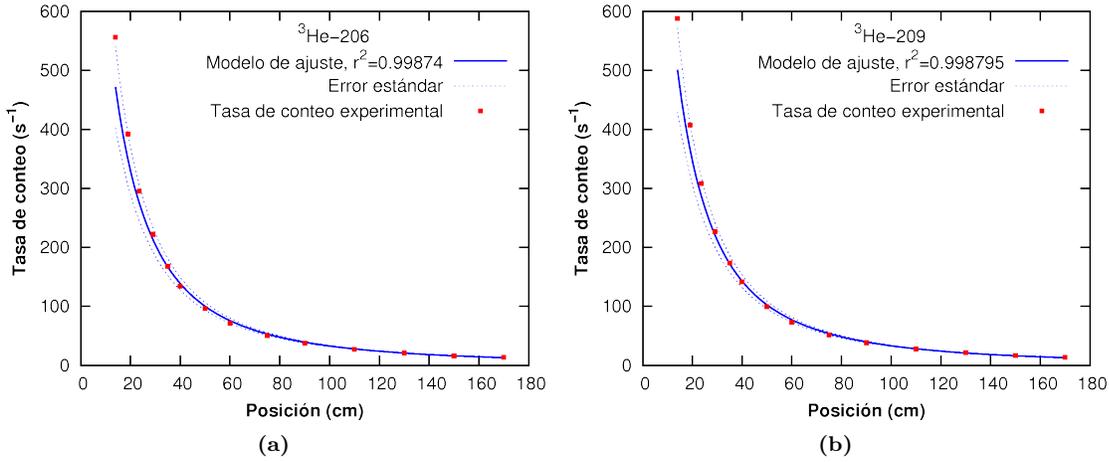


Figura 3.8 Resultados modelo de ajuste para tasa de conteo experimental.

El modelo de la ec. 3.33 se recupera a partir de los coeficientes del ajuste lineal

$$K = \frac{1}{A_1^2} \pm \frac{2dA_1}{A_1^3} \quad y \quad D_E = \frac{A_0}{A_1} \pm \frac{A_0}{A_1} \sqrt{\left(\frac{dA_0}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{dA_1}{A_1}\right)^2}, \quad (3.35)$$

donde dA_0 y dA_1 son las incertezas de coeficientes A_0 y A_1 respectivamente obtenidas desde el ajuste lineal. Finalmente, si σ_y es la incerteza en predicción asociada al modelo $y(D)$, entonces la

$$R_{net}(D) = \frac{K}{(D + D_E)^2} \pm \frac{2\sigma_y}{(A_0 + A_1 D)^3}. \quad (3.36)$$

3.3.5.0.1. Resultados y análisis. Usando los resultados experimentales para la tasas de conteo (tablas 3.3 y 3.4) se realizó un ajuste lineal sobre la base del modelo de la ec. 3.34. Dado que las incertezas experimentales para las tasas de conteo son pequeñas, se realizó un ajuste lineal sin ponderaciones (para detalles de la metodología ver sección [60]). Los resultados de dichos ajustes se muestran en la tabla 3.6.

Para los ajustes lineales, se obtienen coeficientes de correlación muy cercanos a uno. De esto se concluye por una parte que el aporte por efectos de scattering en la sala de experimentación es bajo, y por otra, que el modelo de ajuste es válido, es decir, la tasa de conteo sigue una ley de inverso del cuadrado de la distancia [61]. A partir de los coeficientes de los ajustes lineales, se calculan los valores de K y D_E para cada uno de los detectores (ver tabla 3.6). Por último, es importante notar que los valores de los centros efectivos de cada detector no son significativamente distintos y se encuentran 1,5cm aproximadamente más allá de la cara posterior de los detectores.

El modelo de predicción para la tasa de conteo registrada por el sistema de detección $^3\text{He-206}$ se escribe como:

$$R_{net,206}(D) = \frac{445151}{(D + 16,7)^2} \pm 6,24 \times 10^6 \frac{\sqrt{1,071 + \frac{(D-71,11)^2}{34213,1}}}{(25 + 1,5D)^3} \quad [s^{-1}]. \quad (3.37)$$

Mientras que para el sistema de detección $^3\text{He-209}$ se escribe como:

$$R_{net,209}(D) = \frac{441835}{(D + 16,1)^2} \pm 6,032 \times 10^6 \frac{\sqrt{1,071 + \frac{(D-71,11)^2}{34213,1}}}{(24 + 1,49D)^3} \quad [s^{-1}]. \quad (3.38)$$

Las ecuaciones anteriores son válidas para D medido en cm .

Los modelos de predicción dados por las ecs. 3.37 y 3.38 junto con sus errores de predicción en la banda del 68.3% se muestran en las gráficas 3.8a y 3.8b. A modo de comparación se incluyen también las tasas de conteo medidas experimentalmente. De estas gráficas se concluye que existe muy buen acuerdo entre el modelo de predicción y los datos experimentales.

3.3.6. Espectros por altura de pulso y área.

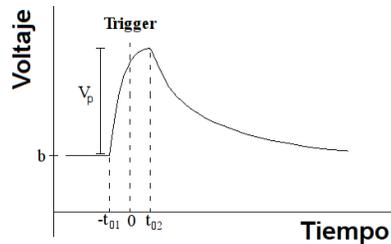
Como se ha establecido anteriormente, en régimen de conteo pulsado los sistemas de detección tienen como última etapa un preamplificador de carga, el cual genera un pulso de salida con una caída exponencial y altura proporcional al pulso de entrada. La constante RC de caída viene seteada por el fabricante de manera que pulsos de entrada con tiempos de subida de hasta centenas de nanosegundos tienen asociado un pulso de salida con tiempos característicos de caída de $50\mu s$. Por tanto, previo a la obtención de espectros por área de la señal, es necesario caracterizar la respuesta de los sistemas de detección en términos de tiempos característicos de subida y bajada. Esto permite, como se mostrará más adelante, expresar el área de un pulso individual como

$$A_p = V_p \cdot FA, \quad (3.39)$$

donde V_p es la altura del pulso y FA es una constante.

3.3.6.1. Señal de respuesta de los sistemas de detección.

A la salida del preamplificador, los pulsos individuales muestran una subida no instantánea y luego una bajada exponencial. Lo anterior sugiere que si $S(t)$ es la señal de salida del preamplificador, entonces $S(t)$ viene dada por



$$S(t) = \begin{cases} b & , \text{ si } t \leq -t_{01} \\ V_p(1 - e^{-(t+t_{01})/\tau_1}) + b & , \text{ si } -t_{01} \leq t \leq t_{02} \\ V_p e^{-(t-t_{02})/\tau_2} + b & , \text{ si } t_{02} \leq t \end{cases} \quad (3.40)$$

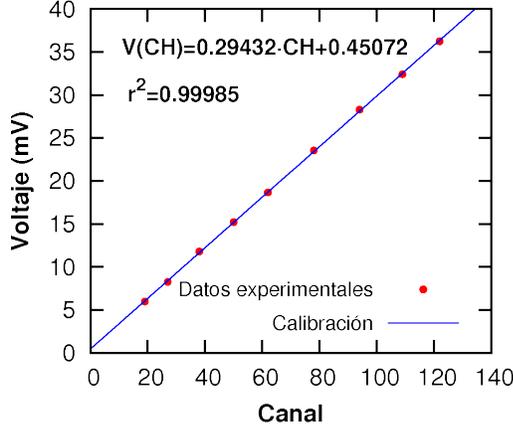


Figura 3.9 Calibración por altura de pulsos sistema multicanal.

Tabla 3.7 Resultados caracterización de la respuesta temporal sistemas de detección (ver ec. 3.40).

Parámetro	³ He-206		
$\tau_1(\mu s)$	1.24	\pm 0.01	(0.5 %)
$\tau_2(\mu s)$	75.1	\pm 0.3	(0.4 %)
$t_{01} + t_{02}(\mu s)$	17.7	\pm 0.1	(0.6 %)
$FA(\mu s)$	91.6	\pm 0.3	(0.3 %)
Parámetro	³ He-209		
$\tau_1(\mu s)$	1.21	\pm 0.01	(0.7 %)
$\tau_2(\mu s)$	75.4	\pm 0.3	(0.3 %)
$t_{01} + t_{02}(\mu s)$	17.4	\pm 0.1	(0.6 %)
$FA(\mu s)$	91.6	\pm 0.3	(0.3 %)

A partir de lo anterior, el área de una señal asociada a un evento individual viene dada por

$$A_p = V_p \cdot (\tau_2 + \tau_1(e^{-(t_{01}+t_{02})/\tau_1} - 1) + t_{01} + t_{02})$$

de donde,

$$FA = (\tau_2 + \tau_1(e^{-(t_{01}+t_{02})/\tau_1} - 1) + t_{01} + t_{02}). \quad (3.41)$$

La caracterización se realizó a partir del estudio de cientos de señales de eventos individuales adquiridas en configuración de régimen de conteo pulsado, es decir, usando un osciloscopio digital a la salida del preamplificador. Usando un script que automatiza el proceso análisis y la función *fit* del programa GNU-PLOT, los parámetros τ_1 , τ_2 , t_{01} y t_{02} fueron obtenidos como resultado de un ajuste no-lineal por mínimos cuadrados. La función *fit* implementa ajustes no-lineales a través del método de Levenberg-Marquard [62].

3.3.6.1.1. Resultados. El análisis estadístico de los resultados de los ajustes no-lineales permitió obtener valores representativos de la respuesta de los sistemas de detección en términos de los parámetros τ_1 , τ_2 , t_{01} y t_{02} . Los resultados se muestran en la tabla 3.7. Cada uno de los parámetros fue considerado normalmente distribuido, de modo que en la tabla 3.7 se reporta el promedio y el error estándar asociado al promedio. Es importante notar que como conclusión de esta caracterización se tiene que el valor del factor de área (ver ecs. 3.39 y 3.41) es $FA = 91,6 \pm 0,3 \mu s$. Este es el valor que se utiliza mas adelante para obtener los espectros por área a partir de los espectros por altura de pulso.

3.3.6.2. Espectros por altura de pulso y área de señal.

La obtención de espectros por altura de pulso se realizó en la configuración asociada al régimen de conteo continuo. La calibración por altura de pulso de los canales del analizador multicanal (Canberra Multiport II) se efectuó usando un generador de pulsos ORTEC 419 (pulsos con rissetime de 250ns). Las alturas de pulso de referencia fueron medidas en persistencia usando un osciloscopio digital en la entrada de $1M\Omega$, esto a fin de lograr un buen acoplamiento entre la impedancia de salida del generador de pulsos con el multicanal y el osciloscopio. El resultado de la calibración se muestra en la fig. 3.9.

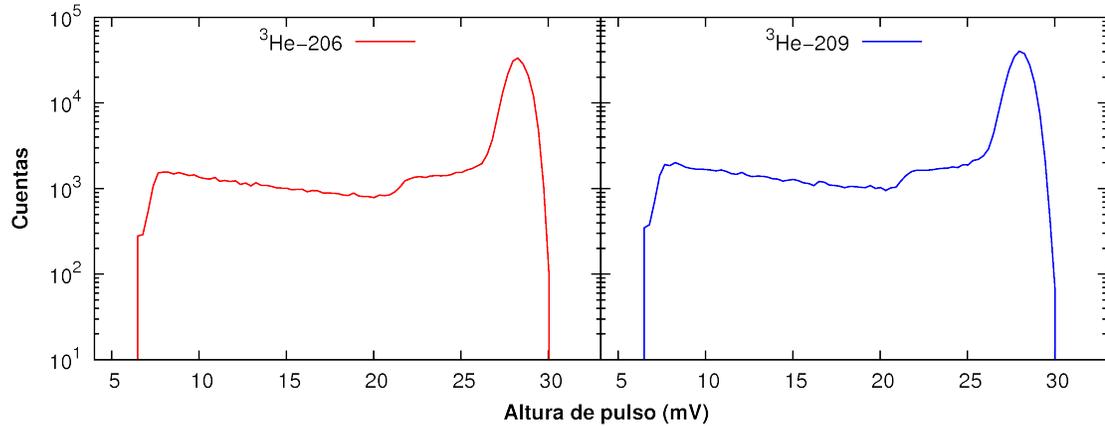


Figura 3.10 Espectros por altura de pulso obtenidos experimentalmente.

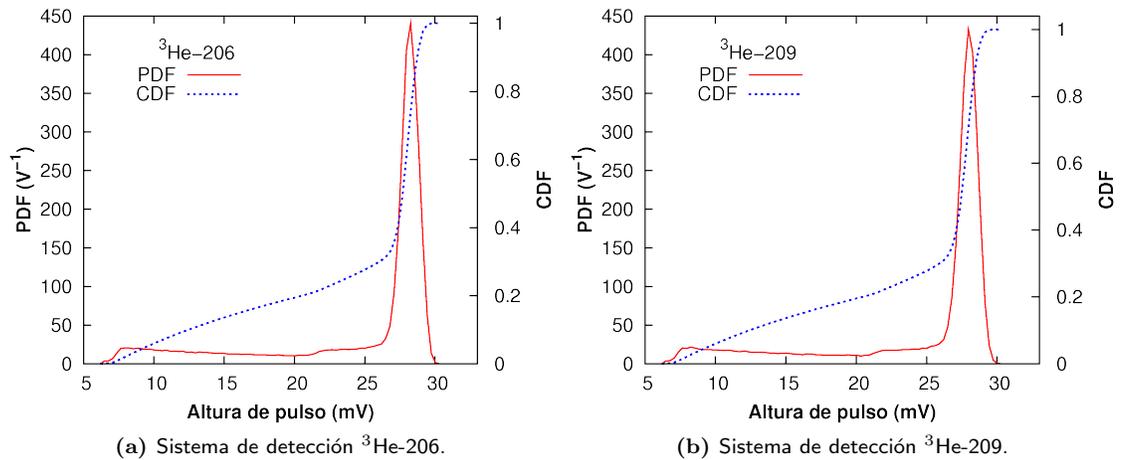


Figura 3.11 Gráficas de las funciones densidad de probabilidad (PDF) y densidad de probabilidad acumulada (CDF) obtenidas experimentalmente para ambos sistemas de detección.

3.3.6.2.1. Resultados. La adquisición de datos se realizó usando la fuente f91406. Usando la calibración del multicanal se obtuvieron los espectros por altura de pulso que se muestran en la fig. 3.10. En estos espectros se observa que los eventos neutrónicos tienen alturas de pulso que van por sobre 6.5mV hasta 30mV aproximadamente.

3.3.6.2.2. Construcción de las funciones densidad de probabilidad (PDF) y densidad de probabilidad acumulada (CDF). Si X es una variable random con función distribución de probabilidad $f(x)$, también denominada PDF por sus siglas en inglés, entonces la probabilidad que X

3.3. CARACTERIZACIÓN SISTEMAS DE DETECCIÓN DE NEUTRONES RÁPIDOS PULSADOS.

esté en el intervalo $[a, b]$ viene dada por

$$P[a \leq X \leq b] = \int_a^b f(x)dx.$$

De modo que la función distribución de probabilidad acumulada (CDF) es

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(u)du$$

entonces

$$f(x) = \frac{dF(x)}{dx}. \quad (3.42)$$

Consideremos una CDF definida como

$$F(x) = \begin{cases} 0 & , \forall x \in \{\mathbb{R} - [a, b]\} \\ \neq 0 & , \forall x \in [a, b] \end{cases}$$

y además una partición del intervalo $[a, b]$ dada por $\{x_0, x_2, \dots, x_n\}$. Usando esta partición, la PDF se puede aproximar por

$$f(x_i) \approx \frac{F(x_i) - F(x_{i-1})}{x_i - x_{i-1}}, \quad (3.43)$$

Para nuestro caso particular de adquisición de datos con un sistema multicanal, el i -ésimo canal nos entrega el número n_i de eventos registrados con alturas de pulso en el intervalo $[x_{i-1}, x_i]$, por tanto, si N_{total} es el número total de eventos registrados, entonces

$$f(x_i) \approx \frac{1}{N_{total}} \cdot \frac{n_i}{x_i - x_{i-1}}, \quad (3.44)$$

de esta forma se satisface que

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) = \sum_{i=0}^n f(x_i) \cdot (x_i - x_{i-1}) = 1. \quad (3.45)$$

A partir de los espectros por altura de pulso (3.10) y usando la metodología descrita anteriormente se construyeron las funciones distribución de probabilidad (PDF) y probabilidad acumulada (CDF) con respecto de la altura de pulso, dichas funciones se muestran en las fig. 3.11a y 3.11b.

Usando el valor de FA obtenido en la caracterización de los detectores, la PDF en función del área de la señal se obtiene a partir de la relación

$$f(s_i) = \frac{f(FA \cdot x_i)}{FA}, \quad (3.46)$$

donde s_i es el valor del área de señal en el i -ésimo punto de la partición. En las fig. 3.12a y 3.12b se presentan las PDF en función del área de señal.

En relación a eventos neutrónicos, se concluye que los sistemas de detección arrojan con un 68 % de probabilidad el peak de máxima energía de la reacción $n({}_2^3He, {}_1^3H)p$, mientras que eventos asociados a efecto pared tienen un 32 % de probabilidad de aparición. A partir de lo anterior, también se concluye que en términos de altura de pulso, un test de funcionamiento de los sistemas de detección debe dar como resultado que en promedio 7 de cada 10 pulsos deben tener alturas entre 26.5mV y 30.5mV.

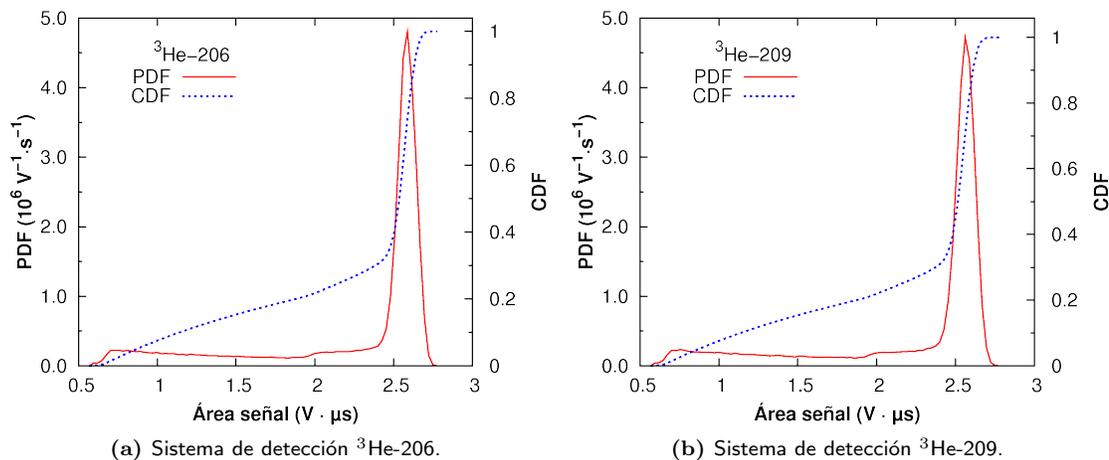


Figura 3.12 Gráficas de las funciones densidad de probabilidad (PDF) y densidad de probabilidad acumulada (CDF) obtenidas experimentalmente para ambos sistemas de detección.

3.3.7. Lecturas de fondo que interfieren en la medición de neutrones.

En ausencia de eventos generados por la fuente que se está diagnosticando, existen dos procesos que generan lecturas positivas en los sistemas de detección (falsos positivos), estos son:

- i. Los eventos de fondo generados en el medio ambiente.
- ii. Señales eléctricas de fondo generadas por ruido electromagnético de la descarga, o bien, por ruido eléctrico en los componentes activos de la electrónica asociada al sistema de detección.

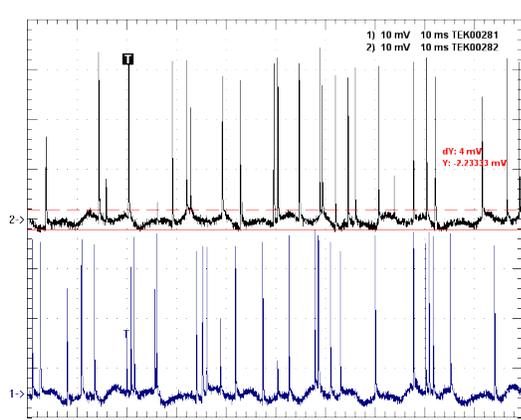
3.3.7.1. Eventos de fondo.

Durante el periodo en que se realizaron las mediciones relacionadas con la caracterización de la anisotropía de la fuente y la medición del factor de calibración, también se realizaron mediciones de conteo de fondo ambiente. Estas mediciones indican que el conteo de eventos fondo tiene un valor entre $0,3s^{-1} - 1,0s^{-1}$ en la sala de medición, que es el mismo lugar donde posteriormente se realizaron los experimentos con el dispositivo PF-50J. En el caso de las mediciones realizadas en régimen de conteo continuo, el valor de la tasa de conteo de fondo es del mismo orden que el valor de las fluctuaciones de la tasa de conteo observada cuando los sistemas de detección fueron irradiados por la fuente patrón de neutrones, por esta razón en estas mediciones se desestimó descontar el fondo de las mediciones gruesas. Por su parte, en régimen de conteo pulsado, la probabilidad de aparición de eventos de fondo en una ventana aleatoria de osciloscopio (2 ms) es de dos sobre mil. Por tanto, también se desestima realizar descuento de eventos de fondo en esta configuración de medición.

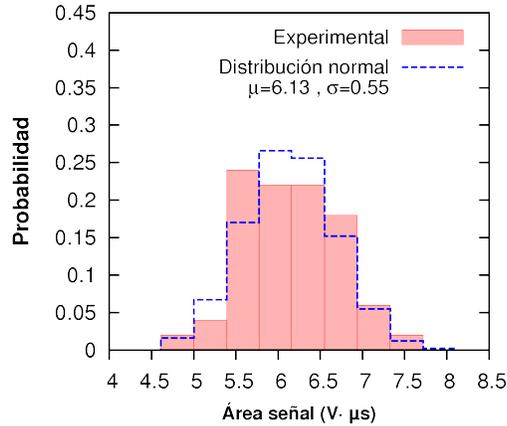
3.3.7.2. Señal Eléctrica de Fondo (SEF).

En el proceso de caracterización de los sistemas de detección se observó la existencia una señal de tipo oscilatorio y cuya presencia es independiente de la detección de eventos. El origen de esta señal es desconocido y durante la caracterización de los detectores no pudo ser eliminada. Típicamente posee una frecuencia del orden de 150Hz y amplitudes pico a pico de algunos milivolts (ver fig. 3.13a). En escalas

3.3. CARACTERIZACIÓN SISTEMAS DE DETECCIÓN DE NEUTRONES RÁPIDOS PULSADOS.



(a) Pantalla de osciloscopio mostrando dos ventanas de medición (100ms) con señal eléctrica de fondo en la escala: 10mV/div, 10ms/div. Sobre la señal se montan pulsos asociados a detección de neutrones.



(b) Comparación de distribución de probabilidades para mediciones de área de señal en ausencia de detección y distribución normal con parámetros: media=6.13, desviación estándar=0.55. Setup: Sistema $^3\text{He-206}$, ventana de integración de $1400\mu\text{s}$, escala osciloscopio: $200\mu\text{/div}$, 100mV/div .

Figura 3.13 Señal eléctrica de fondo (SEF).

de tiempo mas pequeñas (centenas de microsegundos), esta señal aporta de manera aleatoria al área bajo la curva, de modo que puede ser considerada como una señal eléctrica de fondo (SEF). Cuando los parámetros de operación de los sistemas de detección se mantienen constantes, es posible dentro un nivel de significancia estadística del 10 % considerar la SEF determinada por una distribución normal (ver fig. 3.13b). Lo anterior es la conclusión que arroja la aplicación del test de normalidad de Kolmogorov-Smirnov (ver por ejemplo [63]) sobre una población de datos adquiridos con una ventana temporal de integración fija. Por otra parte, se observó que los parámetros de operación asociados a los sistemas de detección que afectan el valor medio de la SEF son:

- Temperatura de la sala de experimentación y osciloscopio de medición.
- Escalas de ajuste vertical y horizontal del osciloscopio.
- Ventana temporal de integración de la señal.

3.3.7.2.1. Conclusiones y recomendaciones. La señal eléctrica de fondo puede ser tratada como una variable aleatoria normalmente distribuida. Para esto es necesario mantener constantes los parámetros: Temperatura sala de experimentación y osciloscopio, escalas de ajuste de osciloscopio y ventana temporal de integración de la señal. Dado que los parámetros anteriores pueden variar desde una sesión de trabajo a otra, o incluso la temperatura de la sala de control y/o experimentación pueden variar dentro de una misma sesión de trabajo, se recomienda el monitoreo *in-situ* y simultaneo de la SEF. Esto puede ser realizado en el curso de las mediciones usando disparos que no muestren registro de detección.

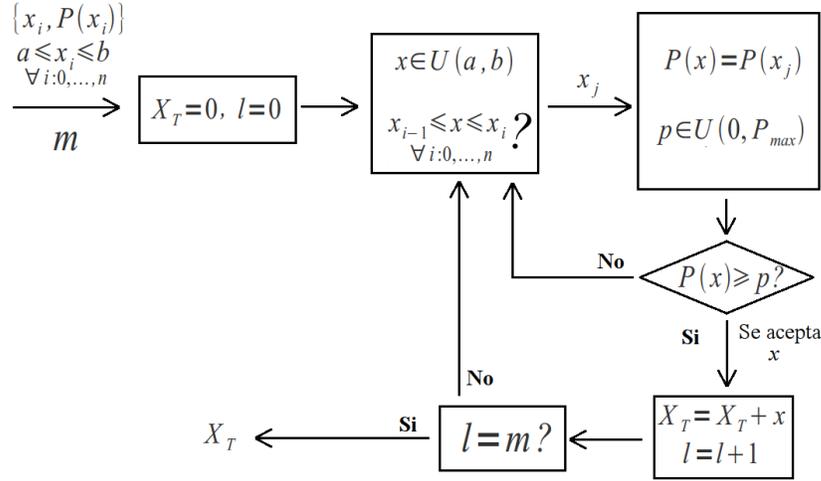


Figura 3.14 Diagrama de flujo Algoritmo Generador de Poblaciones (AGP) para estadística por apilamiento de pulsos usando método de Monte Carlo.

3.4 Estadística de apilamiento de pulsos.

Consideremos los sistemas de detección en configuración asociada al régimen de conteo pulsado. En estas condiciones el registro de la detección se realiza en un osciloscopio conectado a la salida de la etapa de preamplificación. La respuesta del sistema de detección a un pulso muy corto de neutrones es una señal compuesta por la superposición de pulsos generados como resultado de detección de eventos individuales (ver fig. 3.3a y 3.3b). En estos casos se habla de apilamiento de pulsos. En virtud de la señal de respuesta de los sistemas de detección (ver sec. 3.3.6.1), el área total bajo la curva de la señal compuesta viene dada por

$$A_{total}(m) = \sum_{i=1}^m A_{p_i} = FA \cdot \sum_{i=1}^m V_{p_i}, \quad (3.47)$$

donde m es el número total de eventos detectados, A_{p_i} y V_{p_i} es el área de señal y altura de pulso respectivamente del i -ésimo evento. Por otra parte, sólo cuando la constante RC del preamplificador es muy grande se tiene

$$V_{total}(m) = \sum_{i=1}^m V_{p_i}, \quad (3.48)$$

donde V_{total} es altura de pulso medida en la señal compuesta. Dado que las altura de pulso de eventos individuales (V_{p_i}) tiene una estadística asociada, V_{total} para el mismo número de eventos detectados presenta distintos valores en distintos ensayos. Estas fluctuaciones están determinadas por lo que en adelante se denomina estadística por apilamiento de pulsos. En esta sección, a partir de las funciones distribución de probabilidad (sec. 3.3.6.2.2) y métodos de Monte Carlo se realiza un estudio de la estadística por apilamiento de pulsos para los sistemas de detección $^3\text{He} - 206$ y $^3\text{He} - 209$.

3.4.0.2.2. Generación de muestreos de pulsos apilados por método de Monte Carlo.

La estadística por apilamiento de pulsos se estudió a partir de la generación de muestreos usando las

funciones distribución de probabilidad obtenidas experimentalmente y el método de Monte Carlo. Consideremos la función densidad de probabilidad experimental en la forma de un arreglo de $n + 1$ elementos $\{x_i, P(x_i)\}$, con $a \leq x_i \leq b$ e $i : 0, \dots, n$. Sea m el número total de eventos detectados, $x()$ la señal de respuesta aleatoria a la detección de un evento individual en términos de altura de pulso o área de señal, la cual dependiendo del sistema de detección obedece una de las distribuciones de probabilidad presentadas en la sección 3.3.6.2.2. Entonces utilizando el método de aceptación-rechazo (ver por ejemplo libro de M. Hjorth-Jensen [64]) es posible construir muestreos para la señal de respuesta total del detector (X_T) a partir de la estadística generada por

$$X_T(m) = \sum_{j=1}^m x(). \quad (3.49)$$

La metodología mencionada anteriormente fue implementada en un código `c++` cuyo algoritmo principal se muestra en el diagrama de flujo de la fig. 3.14. Esta rutina se denomina en adelante *Algoritmo Generador de Poblaciones (AGP)*. En el diagrama de flujo $U(a, b)$ corresponde a un generador de números pseudo random para una distribución uniforme en el intervalo $[a, b]$, mientras que $U(0, P_{max})$ es un generador de números pseudo random para una distribución uniforme en el intervalo $[0, P_{max}]$, donde P_{max} es el valor máximo que toma la función distribución de probabilidad $P(x)$ en el intervalo $[a, b]$.

3.4.0.2.3. Resultados y análisis. Usando el *AGP* se generaron numéricamente muestreos de la respuesta total de los sistemas de detección $X_T(m)$ para $m : 1, \dots, 1000$. Cada una de estas poblaciones se compone de 20000 muestras. Los resultados de estas simulaciones se muestran en las figs. 3.15 y 3.16. Como verificación de la consistencia del método numérico, se recupera la función distribución experimental para el caso $m = 1$. De los resultados de las simulaciones se observa que la distribución es bastante asimétrica para $m < 50$. Cuando $m > 100$, se observan distribuciones más simétricas aunque aún se marcan diferencias en las colas. Para $m > 500$ no se ya diferencias marcadas en las colas de la distribución. El comportamiento recién descrito es esperable en consideración del teorema del límite central [65]. En virtud de este teorema es posible establecer que existe un valor límite $m = m_{lim}$ más allá del cual las distribuciones asociadas a $X_T(m)$ convergen a una distribución normal.

Para estudiar la convergencia de las distribuciones por apilamiento de pulsos se utilizaron los test de normalidad de Kolmogorov-Smirnov y de Jarque-Bera [66]. El test de Kolmogorov-Smirnov (K-S) estudia la convergencia de la distribución acumulativa de los datos experimentales a una distribución normal, mientras que el test de Jarque-Bera (J-B) estudia la convergencia en términos de la simetría (Skewness) y achatamiento (Kurtosis) de la función distribución de probabilidad experimental respecto de una distribución normal.

3.4.0.2.3.1. Aplicación de test de Kolmogorov-Smirnov. Los resultados de la aplicación del test K-S en función de cada valor de m se muestran en las fig. 3.17a y 3.17b para cada uno de los sistemas de detección. Como se observa en las figuras, los valores d_2 muestran una dispersión con una tendencia claramente marcada. En la misma figura se muestra también el valor crítico del test K-S asociado a un nivel de significancia del 1%, es decir $C_{20000,0,01} = 0,0115258$. Lo anterior sugiere que para el nivel de significancia elegido se obtendrá un valor m_{lim} "promedio". Para estos efectos se supone que los valores d_2 en función de m obedecen el ajuste

$$y(m) = \frac{A}{m^B} + C \implies m_{lim} = \left(\frac{A}{0,0115258 - C} \right)^{1/B}. \quad (3.50)$$

Para evaluar la consistencia de este modelo de ajuste, se utilizó el test de reducción de varianza (VR, ver apéndice [67]). El análisis de los resultados de la aplicación del test K-S se muestra en la tabla 3.8.

A partir de la tabla 3.8 se concluye que el modelo de ajuste planteado en la ec. 3.50 es satisfactorio por sobre un nivel de significancia del 5% en términos del test de reducción de varianza. Usando el modelo de

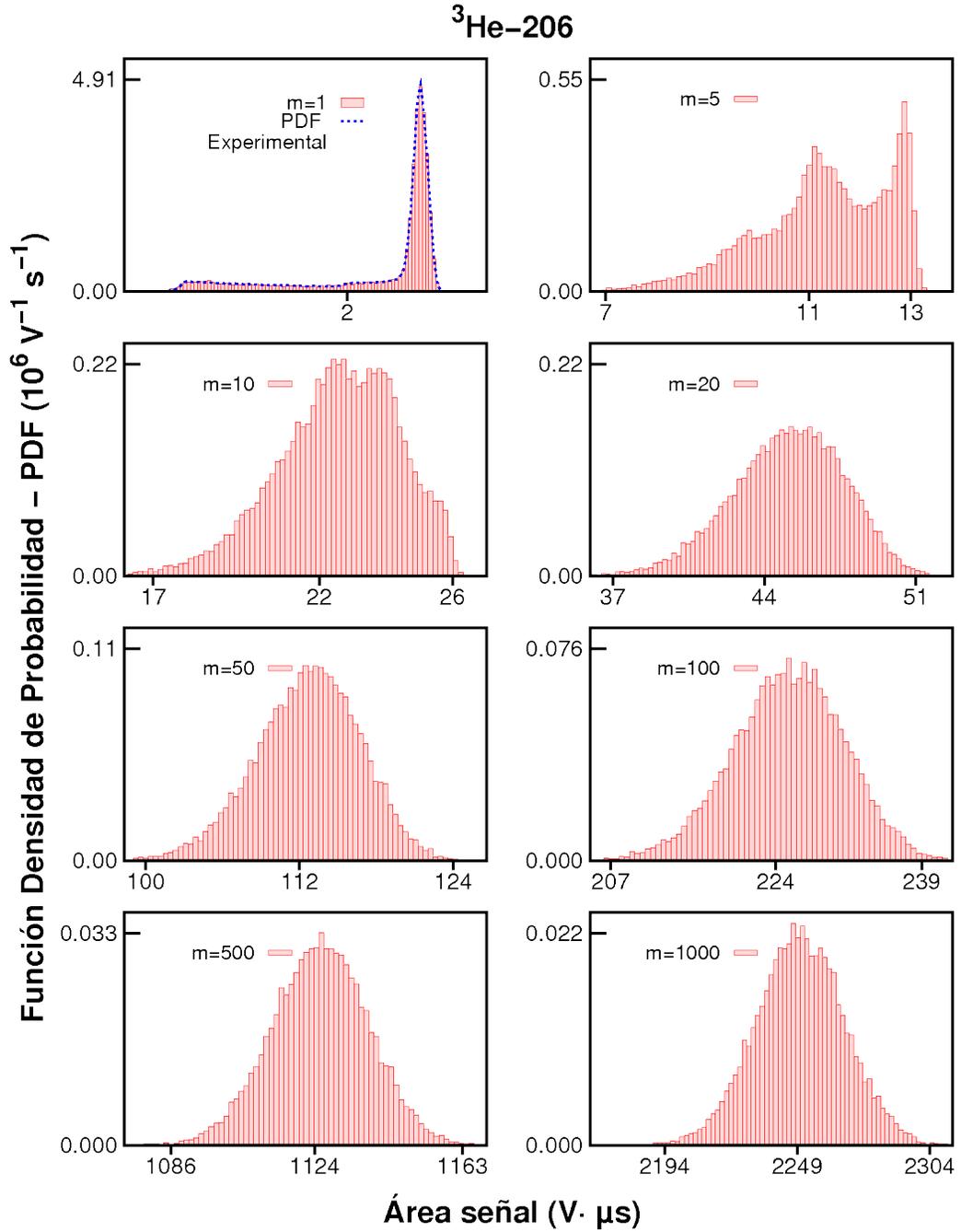


Figura 3.15 Estadística por apilamiento de pulsos sistema de detección $^3\text{He-206}$.

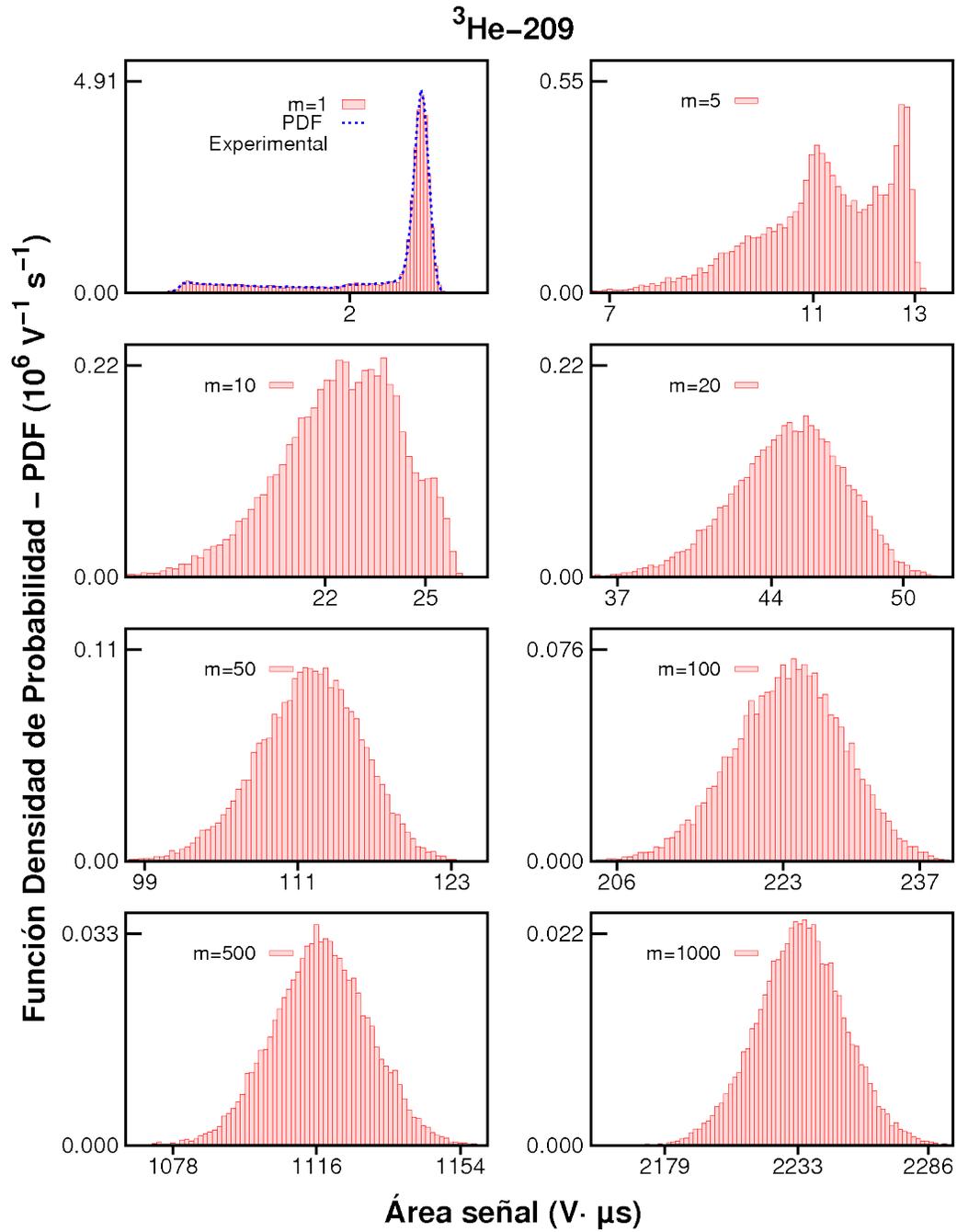
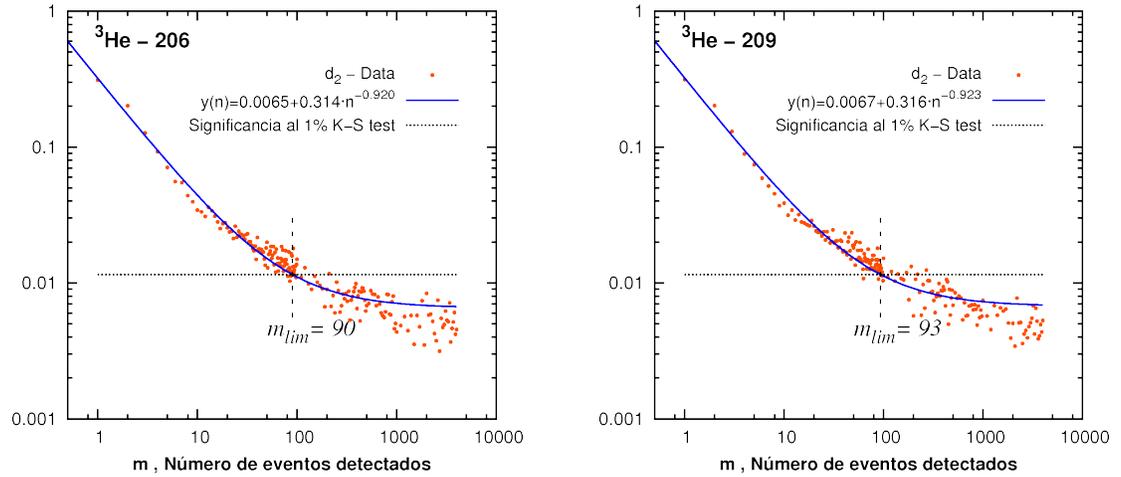


Figura 3.16 Estadística por apilamiento de pulsos sistema de detección $^3\text{He-209}$.

CAPÍTULO 3. MEDICIÓN DE LA EMISIÓN DE NEUTRONES RÁPIDOS EN FUENTES PULSADAS USANDO CONTADORES PROPORCIONALES MODERADOS



(a) Sistema de detección ^3He -206. Se obtiene $m_{lim} = 90$ con una significancia del 1%.

(b) Sistema de detección ^3He -209. Se obtiene $m_{lim} = 93$ con una significancia del 1%.

Figura 3.17 Aplicación del test de Kolmogorov-Smirnov a distribuciones por apilamiento de pulsos generadas por método de Monte Carlo. Cada valor de m corresponde a poblaciones de 20000 muestras.

Tabla 3.8 Resultados aplicación test K-S a data generada por simulaciones Monte Carlo.

Parámetro	^3He - 206	^3He - 209	Valor Crítico	Significancia
Población	20000	20000	—	—
# datos	190	190	—	—
A	$0,314 \pm 0,003$	$0,316 \pm 0,003$	—	—
B	$0,92 \pm 0,01$	$0,92 \pm 0,01$	—	—
C	$0,0065 \pm 0,0004$	$0,0067 \pm 0,0004$	—	—
VR	98,57	98,49	20,55	5 %
m_{lim}	90 ± 9	93 ± 10	$C_{n,\alpha} = 0,0115258$	1 %

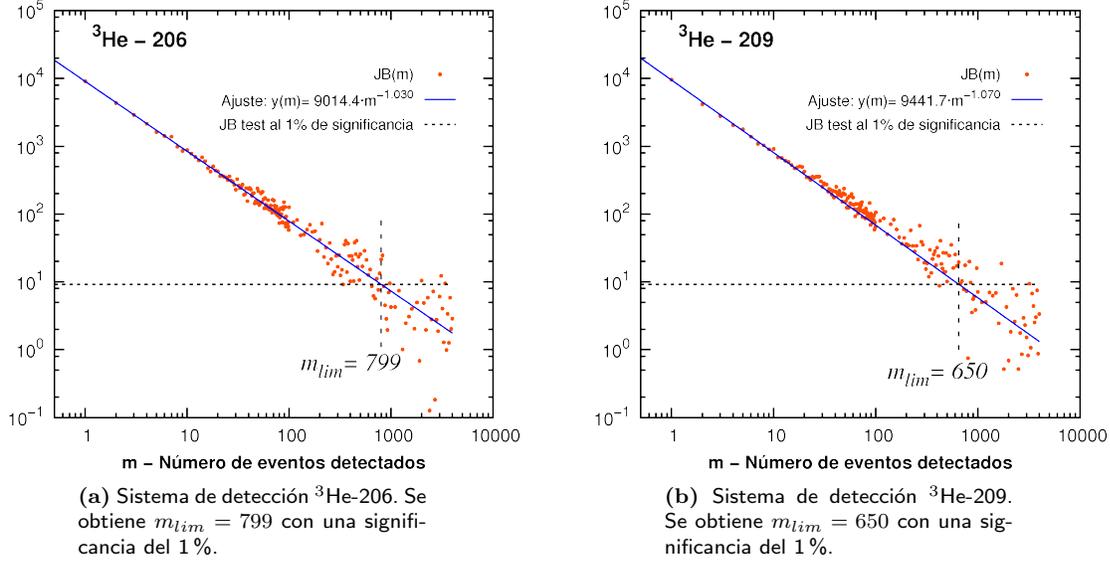


Figura 3.18 Aplicación del test de Jarque-Bera a distribuciones por apilamiento de pulsos generadas por método de Monte Carlo. Cada valor de m corresponde a poblaciones de 20000 muestras.

ajuste, se calcula el valor crítico m_{lim} para una significancia del 1% en términos del test K-S, obteniendo valores típicamente entre 90 y 100 eventos de detectados. Lo anterior permite afirmar que al menos en cuanto a probabilidad acumulada, la estadística por apilamiento de pulsos para los sistemas de detección converge a una distribución normal cuando se tienen $\sim 10^2$ eventos detectados.

3.4.0.2.3.2. Aplicación de test de Jarque-Bera. Los resultados de la aplicación del test J-B en función de cada valor de m se muestran en las fig. 3.18a y 3.18b para cada uno de los sistemas de detección. Al igual que en el caso del test K-S, los resultados del test J-B muestran una dispersión con una marcada tendencia. Por tanto, para efectos de análisis se procede de manera similar al caso del test K-S. Se propone como modelo de ajuste para los valores $JB(m)$:

$$JB(m) = \frac{A}{m^B} \implies m_{lim} = \left(\frac{A}{9,21} \right)^{1/B}. \quad (3.51)$$

En el cálculo de m_{lim} se utiliza el valor crítico para la estadística de J-B en un 1% de significancia. Dado que se tienen poblaciones con un gran número de muestras, el cálculo de dicho valor crítico se realiza usando como aproximación asintótica la distribución chi-squared con dos grados de libertad y $\alpha = 0,01$ (1%). En tal caso el valor crítico es 9,21.

El análisis de los resultados de la aplicación del test J-B se muestra en la tabla 3.9. De estos resultados se tiene que el modelo de ajuste para $JB(m)$ es satisfactorio por sobre un nivel de significancia del 5% en términos del test de reducción de varianza. Asimismo se concluye que la distribución por apilamiento de pulsos, en cuanto a simetría y achatamiento (forma), converge a una distribución normal cuando se tienen ~ 800 y ~ 650 eventos detectados para los sistemas de detección ${}^3\text{He}$ - 206 y ${}^3\text{He}$ - 209 respectivamente, lo anterior dentro del nivel de significancia del 1% para el test J-B.

Tabla 3.9 Resultados aplicación test J - B a data generada por simulaciones Monte Carlo.

Parámetro	³ He - 206	³ He - 209	Valor Crítico	Significancia
Población	20000	20000	—	—
# datos	190	190	—	—
<i>A</i>	9014 ± 27	9442 ± 39	—	—
<i>B</i>	1,030 ± 0,003	1,070 ± 0,005	—	—
<i>VR</i>	99,836	99,819	20,94	5 %
<i>m_{lim}</i>	799 ± 16	650 ± 20	9,21	1 %

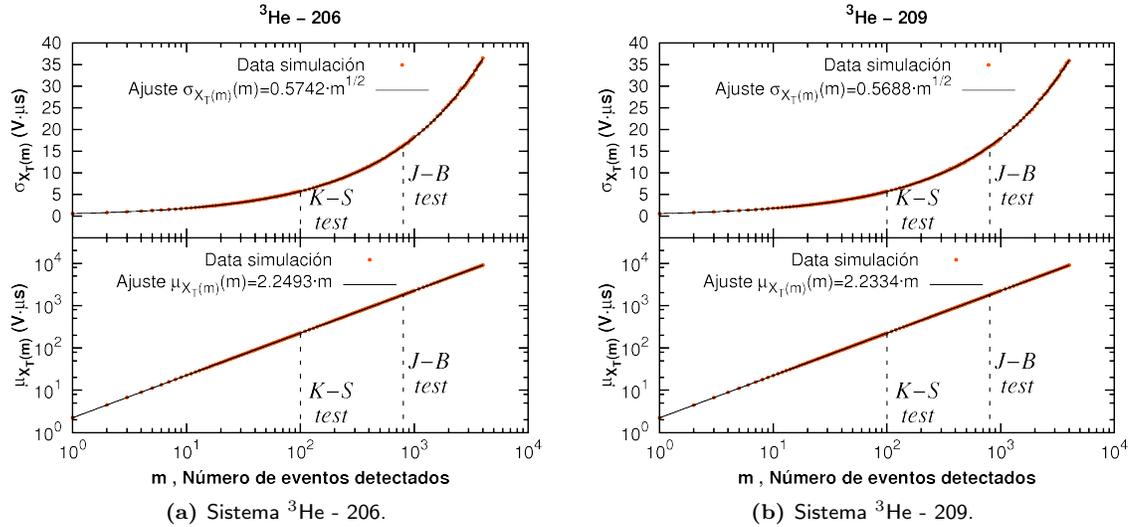


Figura 3.19 Verificación de convergencia a límite central

3.4.0.2.4. Verificación de convergencia a límite central. A partir del teorema del límite central se tiene que

$$\mu_{X_T(m)} = m \cdot \mu_{X_T(1)} \quad \text{y} \quad \sigma_{X_T(m)}^2 = m \cdot \sigma_{X_T(1)}^2, \quad (3.52)$$

donde μ_y y σ_y^2 corresponden al promedio y varianza de la variable y respectivamente. A partir de esto, la verificación de convergencia al límite central de las distribuciones generadas por método de Monte Carlo se estudia usando los modelos de ajuste

$$\mu_{X_T(m)} = A \cdot m \quad \text{y} \quad \sigma_{X_T(m)} = B \cdot m^{1/2}. \quad (3.53)$$

Los resultados de la aplicación de estos ajustes se muestran en las gráficas de la fig. 3.19a y 3.19b, y en la tabla 3.10. Los ajustes fueron realizados usando la función *fit* del programa GNUPLOT. Dichos ajustes son satisfactorios por sobre el 5% en términos de la reducción de varianza. Al comparar los valores numéricos de los factores *A* y *B* respecto de los valores del promedio y desviación estándar de la distribución por apilamiento de pulsos para $m = 1$ ($\mu_{X_T(1)}$ y $\sigma_{X_T(1)}$ respectivamente) se concluye que

3.5. ESTIMACIÓN DEL NÚMERO DE EVENTOS A PARTIR DEL ÁREA BAJO LA CURVA.

Tabla 3.10 Resultados ajustes según modelos ec. 3.53 para verificación de convergencia a límite central.

Parámetro	³ He-206	VR	³ He-209	VR	Valor Crítico
Población	20000	–	20000	–	–
# datos	190	–	190	–	–
A	2,24927 ± 0,00001	99,9999998	2,23339 ± 0,00001	99,9999998	21,33(5%)
B	0,5742 ± 0,0002	99,9942709	0,5688 ± 0,0002	99,9951462	21,33(5%)
$\mu_{X_T(1)}$	2,246 ± 0,004	–	2,234 ± 0,004	–	–
$\sigma_{X_T(1)}$	0,581 ± 0,004	–	0,569 ± 0,004	–	–

estos no son significativamente distintos. Se verifica de esta forma la convergencia al límite central y por ende la consistencia de las simulaciones realizadas.

3.5 Estimación del número de eventos a partir del área bajo la curva.

El problema de la medición de neutrones en condiciones de apilamiento de pulsos se reduce a:

- Relacionar la señal de respuesta total del detector X_T , en nuestro caso el área bajo la curva, con el número de eventos detectados (m). Sea G la función que establece dicha relación, la cual en adelante se denomina modelo de conteo, por tanto

$$m = G(X_T). \quad (3.54)$$

Usando el factor de calibración es posible determinar el número de neutrones que arribaron al detector a partir de la relación

$$Y = j_c \cdot G(X_T). \quad (3.55)$$

- Asociar al modelo de conteo una estimación de las fluctuaciones propias que afectan el proceso de medición de la respuesta total del detector, y asimismo del cálculo del número de eventos detectados. Lo anterior es de suma importancia pues permite a final de cuentas establecer los límites de detección asociados a los sistemas de medición.

3.5.1. Obtención del número de eventos detectados a partir del área bajo la curva.

La señal de respuesta total del detector (X_T) es proporcional al número de neutrones detectados, y por ende al número total de neutrones que arribaron al detector. Esto ha sido verificado experimentalmente para nuestros sistemas de detección [28]. Además es la conclusión que sugiere la convergencia al límite central estudiada en la sección anterior, dado que el valor esperado de μ_{X_T} en la ec. 3.52 es lineal con m .

Para un determinado valor m' del número de eventos detectados, el detector responde de acuerdo a la variable continua aleatoria X_T determinada por la estadística por apilamiento de pulsos. Consideremos una muestra de n valores X_T asociados a m' eventos detectados

$$\{X_{T1}, X_{T2}, \dots, X_{Tn}\}$$

Tabla 3.11 Ajustes lineales usando modelo ec. 3.57 para determinación valor parámetro a .

Parámetro	³ He - 206	³ He - 209
Intervalo m	1 – 300	1 – 300
# Muestras	20000	20000
Paso para m	1	1
$a(V^{-1} \cdot \mu s^{-1})$	$0,44459 \pm 0,00001$	$0,44774 \pm 0,00001$
r^2	0,99999907	0,99999896

de manera que se satisface

$$\begin{aligned} m' &= a_1 X_{T1} \\ m' &= a_2 X_{T2} \\ &\vdots \\ m' &= a_n X_{Tn} \end{aligned}$$

En particular podemos elegir $a_i = a$, con a una constante. De esta forma se define una estadística asociada a los valores m'_i dada por

$$\begin{aligned} m'_1 &= a X_{T1} \\ m'_2 &= a X_{T2} \\ &\vdots \\ m'_N &= a X_{Tn} \end{aligned}$$

Eligiendo apropiadamente el valor de a , la convergencia al límite central (ec. 3.52) asegura que, usando notación de braquets para el promedio,

$$\langle m'_i \rangle = \langle a X_{Ti} \rangle = a \langle X_{Ti} \rangle = m'. \quad (3.56)$$

Es decir, la elección apropiada de a permite predecir m' como el valor esperado de la estadística asociada a m'_i .

Para determinar el valor de a se generaron muestreos de datos que siguen la estadística por apilamiento de pulsos usando el *AGP*. Por razones de tiempo de cálculo y debido a que el interés es desarrollar una metodología de medición cuando los detectores son expuestos a condiciones de baja emisión de neutrones, las simulaciones se realizaron en el intervalo $1 \leq m \leq 300$ con un paso $\delta m = 1$ y considerando para cada valor de m un total de 20000 muestras. Los datos fueron analizados usando el modelo lineal

$$m(X_T) = a \cdot \langle X_T \rangle. \quad (3.57)$$

El coeficiente a fue obtenido a través de un ajuste por mínimos cuadrados con ponderación unitaria que pasa a través del origen.

El resumen de los resultados de los ajustes lineales se presenta en la tabla 3.11. Como evaluación de los ajustes lineales se reportan los coeficientes de correlación lineal. Los modelos obtenidos se aceptan,

pues los coeficientes de correlación indican, en términos de reducción de varianza, que los ajustes son satisfactorios en un nivel del 5% de significancia.

Es importante notar que los ajustes lineales obtenidos están definidos para variables continuas. Sin embargo m es un número entero, mientras X_T es una variable continua. Esta situación es similar a lo encontrado en sistemas de conteo convencionales donde la señal de salida de los detectores es siempre una variable continua (típicamente una altura de pulso) la cual se “discretiza” usando ventanas de discriminación. De manera análoga, en nuestro caso se definirá el modelo de conteo a partir de la discretización del recorrido de la función $m(X_T)$. Lo anterior se realiza usando la función entero más cercano (donde el entero más cercano a x se denota por $[x]$)[68]. Así se define finalmente el modelo de conteo como

$$m_{mc} = G(X_T) = [a \cdot X_T], \quad (3.58)$$

donde m_{mc} denota el valor en predicción para el número de eventos detectados, el valor de a se presenta para cada sistema de detección en la tabla 3.11.

3.6 Poder predictivo e incertezas asociadas al modelo de conteo.

Una vez planteado el modelo de conteo es necesario verificar si éste, dada su definición, tiene capacidad predictiva. Esto equivale a verificar si los valores en predicción entregados por el modelo de conteo convergen a los valores esperados para un sistema que en primera instancia satisface la estadística de conteo. Lo anterior se verificó para el modelo planteado en la ec. 3.58.

Las fluctuaciones asociadas a la obtención del número de eventos detectados a partir del área bajo la curva provienen de tres fuentes:

- (i) **Estadística de conteo.** Estas fluctuaciones están asociadas al proceso aleatorio de detección que tiene lugar en los contadores proporcionales. La estadística de conteo obedece una distribución Binomial determinada por los parámetros p (probabilidad de detección) y m (número de eventos que arriban al detector). Cuando p se mantiene constante, $p \ll 1$ y m es lo suficientemente grande de manera que $\bar{m}_{ec} = mp$ se mantiene constante, la distribución Binomial converge a la distribución de Poisson definida por

$$P(x) = \frac{\bar{m}_{ec}^x \cdot e^{-\bar{m}_{ec}}}{x!}, \quad (3.59)$$

donde \bar{m}_{ec} es el valor esperado de la distribución y la desviación estándar viene dada por $\sigma = \sqrt{\bar{m}_{ec}}$. Las fluctuaciones por estadística de conteo son el orden cero que deben dar cuenta las incertezas que entregue modelo de conteo.

- (ii) **Estadística por apilamiento de pulsos.** El efecto pared distorsiona fuertemente la respuesta ideal de un contador proporcional de neutrones, esto da como resultado que la función distribución de probabilidad asociada a la respuesta del detector sea muy asimétrica. En condiciones de apilamiento de pulsos la suma de eventos aleatorios individuales da como resultado distribuciones que se traslapan, esto se traduce en diferencias (fluctuaciones) entre el valor esperado y el número real de eventos detectados. La estadística por apilamiento de pulsos en términos del área total bajo la curva obedece las funciones distribución de probabilidad presentadas en las fig. 3.12a y 3.12a.

- (iii) **Señal eléctrica de fondo.** Como ya se ha establecido anteriormente, la SEF genera fluctuaciones en la medición de la señal de respuesta neta. Estas fluctuaciones responden a una estadística de tipo normal caracterizada por su valor medio y desviación estándar medidos en ausencia de detección, los cuales en adelante se denominan B y dB respectivamente. La señal de respuesta neta del detector se obtiene entonces a partir de

$$X_{Tnet} = X_{Tgross} - B, \quad (3.60)$$

donde X_{Tgross} es el área bajo la curva obtenida para una determinada ventana temporal.

3.6.1. Metodología de estudio.

La capacidad predictiva del modelo de conteo se estudió numéricamente a partir de la convergencia de los resultados que entrega dicho modelo en predicción respecto del número de eventos detectados considerados como hipótesis inicial. Por su parte, las fluctuaciones asociadas al modelo de conteo se estudiaron considerando los resultados en predicción para los siguientes casos:

Caso 1: Separando el efecto de la SEF respecto de las otras fuentes de fluctuaciones:

$$\textit{Estadística de conteo} + \textit{Estadística por apilamiento de pulsos}$$

Caso 2: Considerando el efecto de todas las fuentes de fluctuaciones:

$$\textit{Estadística de conteo} + \textit{Estadística por apilamiento de pulsos} + \textit{SEF}$$

Supongamos una sucesión de experimentos realizados en similares condiciones, por tanto siempre arriban Y eventos al detector. Lo anterior implica que el valor esperado de eventos detectados viene dado por $m = e_c \cdot Y$, donde e_c es la eficiencia de conteo. Sea m_{ec} el número de eventos detectados para un experimento específico. Dado que el detector satisface la estadística de conteo, entonces necesariamente m_{ec} debe ser, en el contexto de una simulación, un número aleatorio desde una distribución de Poisson. La señal de respuesta total del detector se determina por la estadística por apilamiento de pulsos de acuerdo a la ec. 3.49,

$$X_{T,ec} = \sum_{j=1}^{m_{ec}} x(). \quad (3.61)$$

Considerando la existencia de la SEF, caracterizada por una distribución normal con valor esperado B y desviación estándar dB , se tiene entonces que la señal de respuesta total observada viene dada por

$$X_{T_{gross}} = X_{T,ec} + B + B_{ran} \implies X_{T_{net}} = X_{T,ec} + B_{ran}, \quad (3.62)$$

donde B_{ran} es un aleatorio desde una distribución gaussiana con desviación estándar dB . El número de eventos detectados como predicción usando el modelo de conteo viene dado finalmente por

$$m_{mc} = G(X_{T_{net}}) = [a \cdot X_{T_{net}}]. \quad (3.63)$$

El algoritmo descrito anteriormente se utilizó para escribir un código en `c++` que genera muestreos en predicción para el caso de la estadística de conteo y el modelo de conteo. El diagrama de flujo del código se muestra en la fig. 3.20. En este código se hace uso del algoritmo de generación de números pseudo-random `gsl_rng_ranlux389` disponible en la *GNU Scientific Library* (GSL) [69]. Este algoritmo es recomendado por tener propiedades de aleatoriedad matemáticamente probadas, no obstante es más lento que otros algoritmos de generación. Se hace también uso de las funciones de generación de números aleatorios pertenecientes a la librería GSL para una distribución uniforme, distribución de Poisson y distribución Gaussiana. Los números aleatorios asociados a la estadística por apilamiento de pulsos son generados a partir del *AGP*.

Si el valor esperado de las predicciones por estadística de conteo \bar{m}_{ec} converge al valor esperado de eventos detectados m , entonces la hipótesis a testear estadísticamente es que el valor esperado de las predicciones del modelo de conteo \bar{m}_{mc} convergen a m . Lo anterior es equivalente a verificar que la gráficas \bar{m}_{ec} versus m y \bar{m}_{mc} versus m vienen dadas por la función identidad. El análisis de la convergencia de \bar{m}_{ec} y \bar{m}_{mc} se realiza usando ajustes de la forma

$$y(x) = \beta_1 x + \beta_0$$

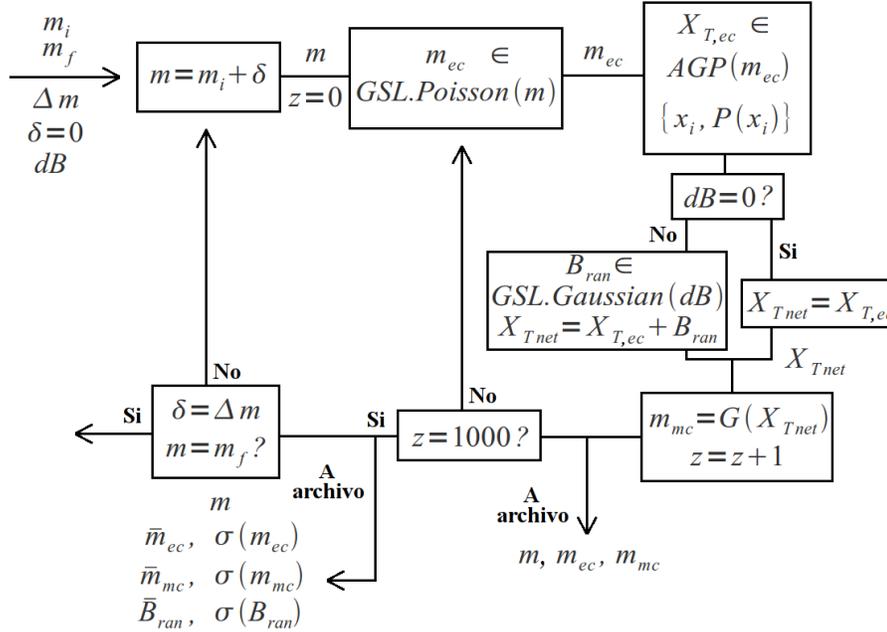


Figura 3.20 Diagrama de flujo código para estudio de efectos de estadística de apilamiento de pulsos en fluctuaciones del modelo de conteo.

y el test estadístico F [60]. Este test permite verificar la validez de la hipótesis

$$\begin{aligned}
 H_0 : \beta_1 = 1 \quad \text{y} \quad \beta_0 = 0 \quad & \text{Hipótesis Nula} \\
 \text{versus} \\
 H_a : \beta_1 \neq 1 \quad \text{y} \quad \beta_0 \neq 0 \quad & \text{Hipótesis Alternativa}
 \end{aligned}$$

para un determinado nivel de significancia α .

En el caso de los resultados asociados a la estadística de conteo, una vez verificada la convergencia de los valores medios, se verifica que las fluctuaciones asociadas a esta distribución satisfagan

$$\sigma(m_{ec}) = \sqrt{m} \tag{3.64}$$

lo cual se espera en el caso de una distribución de Poisson. Esta verificación se realiza usando ajustes de la forma

$$y(x) = \gamma \cdot x \tag{3.65}$$

sobre la gráfica m versus $\sigma^2(m_{ec})$ y además el test-T [60] para verificar la validez de la hipótesis

$$\begin{aligned}
 H_0 : \gamma = 1 \quad & \text{Hipótesis Nula} \\
 \text{versus} \\
 H_a : \gamma \neq 1 \quad & \text{Hipótesis Alternativa}
 \end{aligned}$$

para un determinado nivel de significancia α .

Por último, es importante notar que el uso de los test de hipótesis es una metodología estándar de análisis de datos, la cual en el contexto de este estudio permite validar que los resultados estadísticos de las simulaciones dan cuenta de los planteamientos teóricos realizados.

3.6.2. Resultados y análisis.

Usando el código descrito en la sección anterior se generaron muestreos de 5000 valores para cada valor del número esperado de eventos detectados (m) en el intervalo $1 \leq m < 300$, con un paso $\delta m = 2$. A partir de cada muestra se extraen el valor medio y la desviación estándar asociada a los valores de m_{ec} , m_{mc} y B_{ran} , en total 150 datos por cantidad. El efecto de la SEF se estudia en el rango $0 \leq dB \leq 10V\mu s$.

3.6.2.1. Valores medios.

Tabla 3.12 Resultados capacidad predictiva modelo de conteo para sistema de detección ${}^3\text{He} - 206$. Comparación del Valor - F con el valor crítico del test-F permite concluir que en el rango de estudio valores esperados en predicción para el modelo de conteo convergen al número esperado de eventos detectados, es decir $\bar{m}_{mc} = m$. Test - F a un nivel de significancia del 1%. Ajustes lineales de la forma $y(x) = \beta_0 + \beta_1 x$.

$dB(V \cdot \mu s)$	β_0	β_1	Valor-F	Decisión
0	$0,03 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,538	Aceptado
0,25	$-0,02 \pm 0,03$	$1,0002 \pm 0,0002$	0,695	Aceptado
0,5	$-0,01 \pm 0,03$	$1 \pm 0,0002$	0,261	Aceptado
0,75	$0,02 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,311	Aceptado
1,0	$-0,01 \pm 0,03$	$1,0002 \pm 0,0002$	0,688	Aceptado
1,25	$0,01 \pm 0,03$	$1,0002 \pm 0,0002$	4,198	Aceptado
1,5	$0,02 \pm 0,03$	$1 \pm 0,0002$	0,722	Aceptado
1,75	$0,01 \pm 0,03$	$0,9998 \pm 0,0002$	0,937	Aceptado
2	$-0,01 \pm 0,03$	$1,0002 \pm 0,0002$	0,824	Aceptado
2,5	$0,02 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,522	Aceptado
3	$-0,01 \pm 0,03$	$1 \pm 0,0002$	0,124	Aceptado
3,5	$0 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,93	Aceptado
4	$0,06 \pm 0,03$	$0,9995 \pm 0,0002$	3,528	Aceptado
5	$0,04 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	1,874	Aceptado
6	$0,03 \pm 0,03$	$0,9997 \pm 0,0002$	1,383	Aceptado
7	$0,08 \pm 0,03$	$0,9995 \pm 0,0002$	3,591	Aceptado
8	$0,08 \pm 0,03$	$0,9995 \pm 0,0002$	4,14	Aceptado
9	$0,04 \pm 0,04$	$0,9998 \pm 0,0002$	0,65	Aceptado
10	$0,07 \pm 0,03$	$0,9994 \pm 0,0002$	4,261	Aceptado
Valor crítico test-F al 1% de significancia			4,751	

El análisis de la convergencia de los valores esperados usando regresiones lineales implica que para cada ajuste se tienen 148 grados de libertad (dof). Eligiendo un nivel de significancia del 1% ($\alpha = 0,01$) se tiene que el valor crítico para el test-F es $VC_{test-F} = 4,751$.

Los resultados de los ajustes lineales y la aplicación del test-F sobre predicciones del modelo de conteo calculadas en distintas condiciones se muestran en las tablas 3.12 y 3.13. La comparación del valor-F respecto del valor crítico para el test-F permite concluir que los valores esperados obtenidos usando el modelo de conteo convergen al número esperado de eventos detectados, es decir, se verifica que en el rango

3.6. PODER PREDICTIVO E INCERTEZAS ASOCIADAS AL MODELO DE CONTEO.

Tabla 3.13 Resultados capacidad predictiva modelo de conteo para sistema de detección ^3He - 209. Comparación del Valor - F con el valor crítico del test-F permite concluir que en el rango de estudio valores esperados en predicción para el modelo de conteo convergen al número esperado de eventos detectados, es decir $\bar{m}_{mc} = m$. Test - F a un nivel de significancia del 1%. Ajustes lineales de la forma $y(x) = \beta_0 + \beta_1 x$.

$dB(V \cdot \mu s)$	β_0	β_1	Valor-F	Decisión
0,00	$0,01 \pm 0,03$	$0,9998 \pm 0,0002$	1,507	Aceptado
0,25	$-0,01 \pm 0,03$	$1,0002 \pm 0,0002$	3,301	Aceptado
0,50	$0,03 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,455	Aceptado
0,75	$0,01 \pm 0,03$	$0,9998 \pm 0,0002$	1,149	Aceptado
1,00	$-0,01 \pm 0,03$	$1,0001 \pm 0,0002$	0,342	Aceptado
1,25	$0,00 \pm 0,03$	$0,9998 \pm 0,0002$	4,263	Aceptado
1,50	$0,02 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,195	Aceptado
1,75	$-0,01 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	2,37	Aceptado
2,00	$0,01 \pm 0,03$	$1,0001 \pm 0,0002$	1,51	Aceptado
2,50	$0,01 \pm 0,03$	$1,0000 \pm 0,0002$	0,115	Aceptado
3,00	$0,03 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,407	Aceptado
3,50	$-0,04 \pm 0,03$	$1,0003 \pm 0,0002$	1,254	Aceptado
4,00	$0,04 \pm 0,03$	$0,9997 \pm 0,0002$	1,431	Aceptado
5,00	$0,04 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,843	Aceptado
6,00	$0,03 \pm 0,03$	$0,9999 \pm 0,0002$	0,648	Aceptado
7,00	$0,05 \pm 0,03$	$0,9997 \pm 0,0002$	1,231	Aceptado
8,00	$0,05 \pm 0,03$	$0,9997 \pm 0,0002$	1,113	Aceptado
9,00	$0,07 \pm 0,03$	$0,9997 \pm 0,0002$	2,408	Aceptado
10,0	$0,10 \pm 0,04$	$0,9995 \pm 0,0002$	3,141	Aceptado
Valor crítico test-F al 1% de significancia			4,751	

bajo estudio se cumple

$$\bar{m}_{mc} = m. \quad (3.66)$$

El análisis anterior permite finalmente concluir que efectivamente el modelo de conteo planteado en la ec. 3.58 tiene poder predictivo.

3.6.2.2. Fluctuaciones: Caso 1.

Descartar la influencia de la SEF es equivalente a analizar las fluctuaciones del modelo de conteo considerando que

$$\lim_{dB \rightarrow 0} B_{ran} \rightarrow 0. \quad (3.67)$$

En estas condiciones y a fin de tener mayor precisión estadística en los cálculos se realizaron simulaciones en el rango $1 \leq m \leq 300$ con $\delta m = 1$. Cada muestreo contiene un total de 20000 muestras. En su conjunto el cálculo genera 300 datos para las desviaciones estándar asociadas a la estadística de conteo y al modelo de conteo. Para el análisis en el caso de la estadística de conteo se usó el modelo dado por la ec.3.65 y el test-T en un nivel de significancia del 1%, lo anterior con el objetivo de verificar que la desviación estándar muestral satisface la relación $\sigma^2(m_{ec}) = m$. Por su parte, los datos asociados al

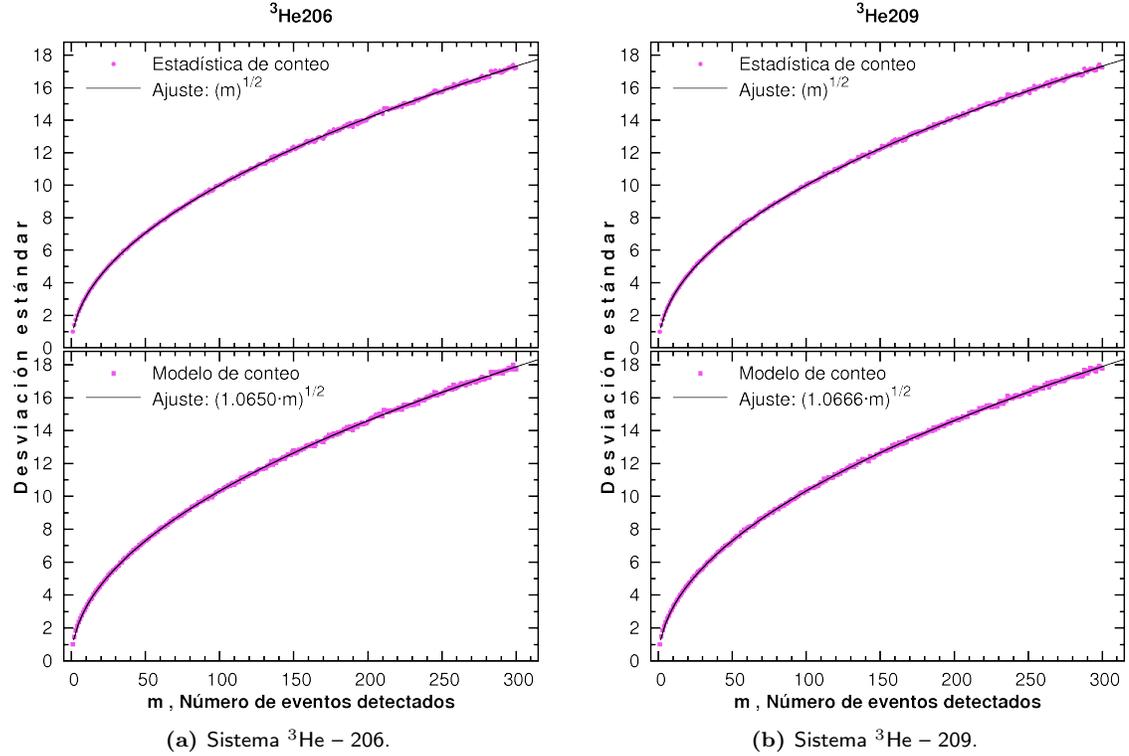


Figura 3.21 Desviaciones estándar para distribuciones generadas en predicción usando modelo de conteo y estadística de conteo.

modelo de conteo fueron estudiados usando como hipótesis que la varianza viene dada por

$$\sigma^2(m_{mc}) = f_0 \cdot m. \quad (3.68)$$

Los resultados de ambos análisis se presentan en la tabla 3.14 y en las gráficas 3.21a y 3.21b. Los ajustes obtenidos se aceptan pues son, en términos de la reducción de varianza, satisfactorios en términos de un 5% de significancia. A partir de los resultados anteriores se puede concluir que la varianza asociada al modelo de conteo ($\sigma^2(m_{mc})$) es proporcional a m . Por su parte en términos de la magnitud de la varianza, se concluye que ésta es mayor entre un 6% a un 7% que la varianza que aporta la estadística de conteo, es decir, este 6% a 7% es atribuible al efecto de la estadística por apilamiento de pulsos en la varianza del modelo de conteo.

3.6.2.3. Fluctuaciones: Caso 2.

En el caso anterior se determinó que las fluctuaciones asociadas al modelo de conteo en ausencia de la SEF ($dB = 0 \implies B_{ran} = 0$) están determinadas por la relación $\sigma^2(m_{mc}) = f_0 \cdot m$, es decir, la varianza del modelo de conteo es tipo Poisson, varía proporcional al valor esperado de eventos detectados. Las fluctuaciones originadas por la SEF aparecen como resultado de la suma de una variable aleatoria con distribución gaussiana y de la señal de respuesta total del detector cuyas fluctuaciones son tipo Poisson.

3.6. PODER PREDICTIVO E INCERTEZAS ASOCIADAS AL MODELO DE CONTEO.

Tabla 3.14 Análisis fluctuaciones modelo de conteo caso 1 ($dB = 0$). Distribuciones en predicción para el modelo de conteo satisfacen $\sigma(m_{mc}) = \sqrt{f_0 \cdot m}$. Test-T en un nivel de significancia del 1% permite concluir que $\sigma(m_{ec}) = \sqrt{m}$. Cálculos realizados con muestreos de 20000 datos por cada valor de m , en el rango $1 \leq m \leq 300$ con $\delta m = 1$. Valor crítico para el test-T 2,59.

Detector	Modelo	Parámetro	Valor	Valor-T
${}^3\text{He} - 206$	Modelo de conteo	f_0 r^2	1,065 ± 0,0006 0,9995687	
	Estadística de conteo	γ r^2	0,9998 ± 0,0006 0,99958056	0,3622 (Aceptado)
${}^3\text{He} - 209$	Modelo de conteo	f_0 r^2	1,0666 ± 0,0006 0,99959517	
	Estadística de conteo	γ r^2	1,0014 ± 0,0006 0,99956676	2,38 (Aceptado)

Sea Z una variable aleatoria definida por $Z = a \cdot X_{T_{net}} = a \cdot X_{T_{ec}} + a \cdot B_{ran}$ (ver ec. 3.62). Cuando $B_{ran} = 0$, se demostró que las fluctuaciones del modelo de conteo vienen dadas por $\sigma^2(m_{mc}) = f_0 \cdot m$ con $m_{mc} = G(Z) = [Z]$. Considerando que la distribución de Poisson puede ser aproximada por una distribución normal [70], y además que la distribución asociada a la SEF es completamente independiente de la estadística de conteo y de la estadística por apilamiento de pulsos. Es entonces razonable plantear que la varianza del modelo de conteo cuando $B_{ran} \neq 0$ está determinada por la relación

$$\sigma^2(m_{mc}) = f_0 \cdot m + \sigma^2(a \cdot B_{ran}) = f_0 \cdot m + a^2 \cdot dB_{muestral}^2, \quad (3.69)$$

donde $dB_{muestral}^2 = \sigma^2(B_{ran})$ es la varianza muestral de la SEF.

La validez de la ecuación 3.69 como varianza del modelo de conteo se estudió por medio de una metodología similar a la utilizada en el caso del estudio de la convergencia de los valores medios en predicción. Redefiniendo $\sigma^2(Z)$ como

$$\sigma^2(Z) = f_0 \cdot m + a^2 \cdot dB_{muestral}^2, \quad (3.70)$$

se construyeron gráficas $\sigma^2(Z)$ v/s $\sigma^2(m_{mc})$ para distintos valores de dB , sobre las cuales se usaron ajustes lineales y el test-F para determinar si dichas gráficas satisfacen la función identidad. En particular, el caso 1 de análisis de fluctuaciones permite concluir que se satisface la ec. 3.69 cuando $dB = 0$. Para este estudio se utilizaron los mismos muestreos utilizados en el estudio de convergencia de los valores medios en predicción. Dado el número de datos que entrega la simulación, el valor para el test-F en un 1% de significancia viene dado por $VC_{test-F} = 4,751$.

Los resultados del análisis descrito anteriormente se presentan en las tablas 3.15 y 3.16. La aplicación del test-F permite concluir que en el rango de estudio las fluctuaciones del modelo de conteo vienen dadas por la ec. 3.69. El uso de la desviación estándar muestral ($dB_{muestral}$) en lugar de la desviación estándar nominal (dB), guarda relación con que el test-F es lo suficientemente sensible como para rechazar ajustes cuando existen diferencias numéricas significativas como resultado de la simulación Monte Carlo entre las cantidades dB y $dB_{muestral}$. Este hecho no es solamente un efecto numérico, sino que además indica que para tener buenas estimaciones de las fluctuaciones del modelo de conteo en condiciones de laboratorio es necesario estar revisando constantemente los parámetros B y dB , los cuales determinan la distribución gaussiana asociada a la SEF.

Tabla 3.15 Resultados estudio de fluctuaciones modelo de conteo en función de dB para sistema de detección ${}^3\text{He} - 206$. Comparación del Valor - F con el valor crítico del test-F permite concluir que en el rango de estudio las fluctuaciones del modelo de conteo vienen dadas por la ec. 3.69. Test - F a un nivel de significancia del 1%. Análisis usando ajustes lineales de la forma $y(x) = \beta_0 + \beta_1 x$.

$dB(V \cdot \mu s)$	β_0	β_1	Valor-F	Decisión
0,25	$0,1 \pm 0,6$	$0,999 \pm 0,003$	0,045	Aceptado
0,50	$0,0 \pm 0,7$	$1,001 \pm 0,004$	0,205	Aceptado
0,75	$0,0 \pm 0,6$	$1,001 \pm 0,003$	0,14	Aceptado
1,00	$0,3 \pm 0,6$	$0,998 \pm 0,003$	0,117	Aceptado
1,25	$0,1 \pm 0,6$	$1,003 \pm 0,003$	2,154	Aceptado
1,50	$-0,1 \pm 0,6$	$1,005 \pm 0,003$	3,207	Aceptado
1,75	$-0,1 \pm 0,6$	$1,000 \pm 0,003$	0,025	Aceptado
2,00	$0,1 \pm 0,7$	$1,002 \pm 0,004$	0,711	Aceptado
2,50	$0,1 \pm 0,7$	$1,000 \pm 0,004$	0,036	Aceptado
3,00	$0,6 \pm 0,6$	$0,996 \pm 0,003$	0,808	Aceptado
3,50	$-0,4 \pm 0,6$	$1,005 \pm 0,003$	2,111	Aceptado
4,00	$0,1 \pm 0,6$	$1,001 \pm 0,003$	0,286	Aceptado
5,00	$-0,3 \pm 0,6$	$1,004 \pm 0,003$	1,606	Aceptado
6,00	$-0,5 \pm 0,7$	$1,004 \pm 0,003$	1,008	Aceptado
7,00	$0,2 \pm 0,7$	$0,998 \pm 0,004$	0,371	Aceptado
8,00	$-0,7 \pm 0,7$	$1,004 \pm 0,004$	0,733	Aceptado
9,00	$0,7 \pm 0,8$	$0,994 \pm 0,004$	1,84	Aceptado
10,0	$-0,4 \pm 0,7$	$1,002 \pm 0,004$	0,205	Aceptado
Valor crítico test-F al 1% de significancia			4,751	

3.7 Estimación de la emisión total y sus incertezas asociadas a partir de una medición individual.

La estimación de las fluctuaciones asociadas a una medición individual es una aplicación del modelo de conteo desarrollado en las secciones anteriores. En este caso se enfrenta el problema de realizar una estimación del número de eventos detectados y de la incerteza asociada a esta estimación para un disparo individual de la fuente pulsada (Plasma Focus). Este problema es desarrollado en textos clásicos como el libro de Knoll [52]. Inspirado en este desarrollo, se resuelve el problema para el caso del modelo de conteo.

Si X_{Tnet} es la señal de respuesta neta total del detector, la mejor estimación que disponemos del número de eventos detectados viene dada usando el modelo de conteo (ver ec. 3.58) por

$$G(X_{Tnet}) = [a \cdot X_{Tnet}]. \quad (3.71)$$

Asimismo, esta es la mejor estimación que se tiene del valor esperado de eventos detectados a partir de una medición individual, es decir

$$\bar{m}_{mc} = m = G(X_{Tnet}), \quad \text{Para una medición individual.} \quad (3.72)$$

3.7. ESTIMACIÓN DE LA EMISIÓN TOTAL Y SUS INCERTEZAS ASOCIADAS A PARTIR DE UNA MEDICIÓN INDIVIDUAL.

Tabla 3.16 Resultados estudio de fluctuaciones modelo de conteo en función de dB para sistema de detección ^3He - 209. Comparación del Valor - F con el valor crítico del test-F permite concluir que en el rango de estudio las fluctuaciones del modelo de conteo vienen dadas por la ec. 3.69. Test - F a un nivel de significancia del 1%. Análisis usando ajustes lineales de la forma $y(x) = \beta_0 + \beta_1 x$.

$dB(V \cdot \mu s)$	β_0	β_1	Valor-F	Decisión
0,25	$0,1 \pm 0,6$	$0,998 \pm 0,003$	0,829	Aceptado
0,50	$0,1 \pm 0,7$	$0,998 \pm 0,004$	0,192	Aceptado
0,75	$0,6 \pm 0,6$	$0,993 \pm 0,003$	3,563	Aceptado
1,00	$-0,3 \pm 0,7$	$1,000 \pm 0,004$	0,448	Aceptado
1,25	$0 \pm 0,5$	$1,000 \pm 0,003$	0,002	Aceptado
1,50	$0,2 \pm 0,7$	$0,996 \pm 0,004$	1,234	Aceptado
1,75	$-0,1 \pm 0,6$	$1,000 \pm 0,003$	0,204	Aceptado
2,00	$-0,1 \pm 0,5$	$0,998 \pm 0,003$	1,63	Aceptado
2,50	$0,7 \pm 0,6$	$0,995 \pm 0,003$	1,283	Aceptado
3,00	$0 \pm 0,6$	$1,000 \pm 0,003$	0,05	Aceptado
3,50	$0 \pm 0,5$	$0,998 \pm 0,003$	0,757	Aceptado
4,00	$-0,1 \pm 0,5$	$0,997 \pm 0,003$	2,74	Aceptado
5,00	$0,5 \pm 0,6$	$0,995 \pm 0,003$	2,162	Aceptado
6,00	$-0,4 \pm 0,8$	$1,000 \pm 0,004$	0,341	Aceptado
7,00	$-0,4 \pm 0,7$	$1,003 \pm 0,004$	0,375	Aceptado
8,00	$-0,4 \pm 0,6$	$1,001 \pm 0,003$	0,481	Aceptado
9,00	$-0,6 \pm 0,7$	$1,001 \pm 0,004$	0,882	Aceptado
10,0	$-1,1 \pm 0,8$	$1,003 \pm 0,004$	1,251	Aceptado
Valor crítico test-F al 1% de significancia			4,751	

Habiendo obtenido una estimación del valor esperado de eventos detectados, es posible estimar la varianza muestral a partir de la ec. 3.69:

$$s^2 = f_0 \cdot G(X_{Tnet}) + a^2 \cdot dB_{muestral}^2. \quad (3.73)$$

Por tanto, la incerteza asociada a la estimación del valor esperado viene dada por

$$\sigma(m) = \sqrt{f_0 \cdot G(X_{Tnet}) + a^2 \cdot dB_{muestral}^2}. \quad (3.74)$$

En resumen, el número de eventos detectados para una medición individual debe ser reportado a partir de su valor esperado como

$$m(X_{Tnet}, dB) = [a \cdot X_{Tnet}] \pm \sqrt{f_0 \cdot [a \cdot X_{Tnet}] + a^2 \cdot dB_{muestral}^2}, \quad (3.75)$$

donde a es un factor que depende del sistema de detección y está reportado en la tabla 3.11, mientras que $dB_{muestral}$ es la desviación estándar muestral asociada a la SEF, la cual se obtiene de mediciones independientes en ausencia de eventos detectados.

Si a partir de la ec. 3.75 se determina el número de eventos detectados (m) con sus respectivas incertezas, entonces usando la ec. 3.55 y la fórmula de propagación de incertezas para el producto, se

calcula finalmente el número de eventos que arribaron al detector

$$Y = j_c \cdot m \left(1 \pm \sqrt{\left(\frac{dj_c}{j_c}\right)^2 + \frac{f_0}{m} + \frac{a^2 \cdot dB_{muestral}^2}{m^2}} \right), \quad (3.76)$$

donde $m = [a \cdot X_{T_{net}}]$ y j_c es el factor de calibración reportado en la tablas 3.3 y 3.4.

3.7.1. Límites de detección.

A partir de la ecuación 3.76 se puede escribir el error relativo asociado a la estimación de Y en unidades porcentuales como

$$\%dY = 100 \cdot \sqrt{\left(\frac{dj_c}{j_c}\right)^2 + \frac{f_0}{m} + \left(\frac{a \cdot dB_{muestral}}{m}\right)^2}. \quad (3.77)$$

Usando valores representativos para j_c , f_0 y a se tiene que $m = Y/\bar{j}_c$, de donde

$$\%dY(Y) = 100 \cdot \sqrt{\left(\frac{d\bar{j}_c}{\bar{j}_c}\right)^2 + \frac{\bar{f}_0 \cdot \bar{j}_c}{Y} + \left(\frac{\bar{a} \cdot dB_{muestral} \cdot \bar{j}_c}{Y}\right)^2}. \quad (3.78)$$

Un valor representativo asociado a j_c para ambos detectores en el rango $14cm \leq r \leq 40cm$ se presenta en la tabla 3.5. Por su parte para f_0 y a se asumen como valores representativos el promedio de ambas cantidades para los dos sistemas de detección, de modo que $\bar{f}_0 = 1,0658$ y $\bar{a} = 0,44617$. Transformando el número de eventos que arriban al detector en emisión total a través de la relación

$$Y_{4\pi} = \bar{f}_{4\pi} \cdot Y, \quad \bar{f}_{4\pi} = 20,45, \quad (3.79)$$

se construye la gráfica $\%dY(Y_{4\pi}/\bar{f}_{4\pi})$ v/s $Y_{4\pi}$, la cual se presenta en la figura 3.22. A partir de esta gráfica se observa que el límite de detección al 10% se encuentra en torno a $3 \times 10^4 n/pulso$. Mientras que el límite de detección al 30% se encuentra en el rango $(3 - 6) \times 10^3 n/pulso$ para los distintos valores de dB estudiados.

3.8 Conclusiones y comentarios finales.

En el este capítulo se presentó la caracterización de los sistemas de detección de neutrones rápidos pulsados ${}^3\text{He} - 206$ y ${}^3\text{He} - 209$. Dicha caracterización permitió determinar que:

- I. La eficiencia de conteo para ambos sistemas de detección es en promedio un 7%. Este valor es válido para una fuente con espectro de energía similar al ${}^{252}\text{Cf}$ en el rango de mediciones a distancia $14cm \leq r \leq 40cm$ relativo a la fuente.
- II. En consideración de la eficiencia de conteo, las estimaciones más optimistas indican que el rango de buena reproducibilidad ($Rp > 50\%$) se obtiene cuando la emisión total es mayor que $10^3 n/pulso$.
- III. En la configuración actual, es decir con una ganancia de conversión de $5\times$, las alturas de pulso asociadas a detección de eventos neutrónicos individuales están entre $6,5mV$ a $30,5mV$. De estos, aproximadamente el 68% de los eventos aparecen con una altura de pulso sobre $26,5mV$.
- IV. La señal de respuesta total asociada a los sistema de detección, en términos de área bajo la curva, posee una componente generada por una señal eléctrica de fondo. Esta componente responde a una distribución normal, y por ende puede ser descontada para obtener la señal de respuesta total neta.

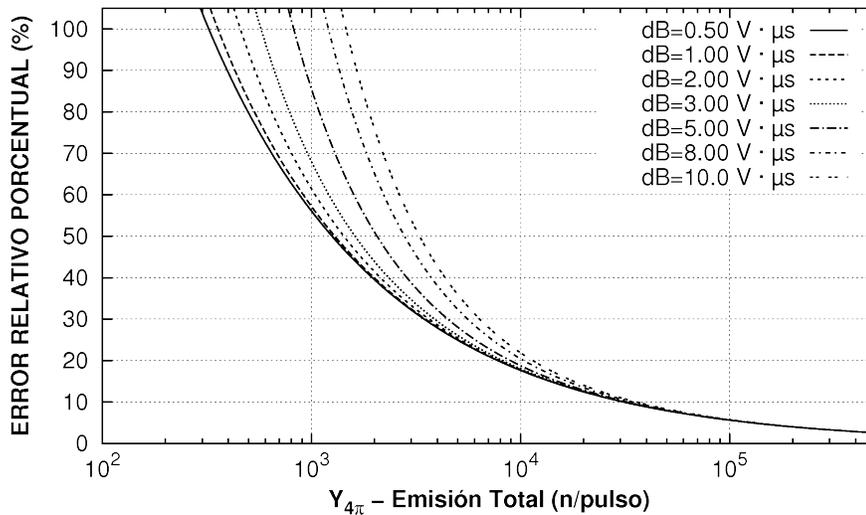


Figura 3.22 Error relativo porcentual en base a parámetros característicos para ambos sistemas de detección.

Usando la caracterización de los sistemas de detección se estudió detalladamente la estadística asociada al apilamiento de pulsos. De este estudio se concluye que:

- V. Las distribuciones asociadas a la señal de respuesta total del sistema de detección convergen a una distribución normal cuando el número de eventos detectados es del orden de 10^2 . No obstante lo anterior, las distribuciones son aún asimétricas cuando el número de eventos detectados es inferior a 6×10^2 .

A partir del estudio de la estadística por apilamiento de pulsos, fue posible desarrollar un modelo de conteo de eventos como función del área bajo la curva. En este caso se puede concluir que:

- VI. El promedio asociado a las predicciones del modelo de conteo converge al número real de eventos detectados.
- VII. Las fluctuaciones del modelo de conteo dan cuenta de los aportes debidos a la estadística de conteo, estadística por apilamiento de pulsos y la señal eléctrica de fondo.

Finalmente, como resultado de todo lo anterior, se cuenta con una metodología que permite, a partir de mediciones individuales, realizar estimaciones de la emisión de una fuente de neutrones rápidos pulsados en términos del número de neutrones que arriban al detector. De esto, es importante destacar que:

- VIII. El uso del modelo de conteo desarrollado en este trabajo de tesis permitió reducir en casi dos órdenes de magnitud el límite de detección impuesto por las técnicas estándar de calibración en el estado del arte.

4

Dinámica de la lámina de corriente, Condiciones en la etapa de pinch y Comportamiento a tiempos tardíos de la descarga

4.1 Introducción

Este capítulo es una versión en extenso del trabajo “Dynamics and Density Measurements in a Small Plasma Focus of Tens of Joules Emitting Neutrons” aceptado para su publicación en *IEEE Trans. Plasma Science*.

En el capítulo 1 se presentó una revisión de los resultados relevantes obtenidos en el dispositivo PF-50J previo al desarrollo del presente trabajo de tesis. De estos estudios se pueden mencionar dos conclusiones importantes:

- i. Para descargas en H_2 , no obstante la ausencia de dip en las señales eléctricas, diagnósticos de fotografía rápida en el rango visible indican que el dispositivo PF-50J reproduce la misma dinámica observada en dispositivos tipo Mather operados a energías por sobre centenas de joules. Es decir, se observa levantamiento de la lámina de plasma desde el aislante, finalización de las etapas axial y radial, y por último formación de una columna de plasma por sobre el ánodo a lo largo del eje de la configuración de electrodos. Por su parte, las velocidades características en las etapas axial y radial son del orden de las velocidades observadas en dispositivos de mayor envergadura [25].
- ii. Con un banco de condensadores modificado para tener menor inductancia (40% menos de inductancia), se obtuvo dip (evidencia de pinch) en las señales eléctricas posterior al máximo de corriente ($T_{dip} > 150ns$), lo anterior es válido cuando el dispositivo es operado con deuterio como gas de llenado [16].
- iii. Cuando el dispositivo es operado con D_2 y la configuración de electrodos consiste de un ánodo de 3mm radio y 4,8mm de largo efectivo, mientras que el cátodo son 8 barras de cobre de 5mm de diámetro dispuestas a 13,5mm de radio respecto del eje del ánodo, se observa una emisión máxima de neutrones de $1,2 \pm 0,5 \times 10^4 n/pulso$ para operación a 50J, 6mbar y $3,6 \pm 1,6 \times 10^4 n/pulso$ para operación a 67J, 9mbar. Como se ha mostrado en la sección 1.2, los resultados de emisión de neutrones reportados para el dispositivo PF-50J satisfacen la extrapolación de las reglas de escala para emisión de neutrones aceptadas para dispositivos operados en el rango de energía de $10^3 - 10^6 J$ (ver sección 1.1.3).

CAPÍTULO 4. DINÁMICA, ETAPA DE PINCH Y COMPORTAMIENTO A TIEMPOS TARDÍOS

Tabla 4.1 Detalle configuración de electrodos para estudio de la dinámica radial y condiciones en la etapa de pinch.

	Gas	D_2 en flujo
Ánodo	Material	Cobre
	$l_{efectivo}$ $r_{ánodo}$	3,32mm 3mm
	Perforación central	4,5mm de diámetro, 9mm de profundidad
Aislante	Material	Alúmina
	$l_{efectivo}$	23,9mm
Cátodo	# barras	8 barras de cobre, 5mm de diámetro
	Largo	26,5mm (6U) + 24,5mm(2U)
	$r_{cátodo}$	11mm pared interior, 13,5mm del eje de las barras

En consideración de lo anterior cabe preguntarse si las observaciones experimentales realizadas inicialmente respecto de la dinámica de un plasma de hidrógeno son reproducibles en el dispositivo PF-50J con inductancia reducida cuando éste es operado en H_2 o D_2 . Más específicamente, ¿Cuando existe emisión de neutrones se reproduce la dinámica característica observada en dispositivos operados a energías varios órdenes de magnitud mayores?. Por otra parte, es interesante responder a la pregunta de si este dispositivo operado a energías bajo 100J, además de reproducir la dinámica, recrea los mismos escenarios de alta densidad en la etapa de pinch observados en dispositivos operados a energías mucho mayores. Motivado por estas interrogantes, el presente capítulo tiene como principales objetivos:

- *Estudio de la dinámica del plasma en la etapa radial:* Estudio de las etapas dinámicas del plasma (etapa axial y radial) cuando el dispositivo es operado en D_2 y emite neutrones. Obtención de las velocidades características en cada una de estas etapas.
- *Estudio de las condiciones del plasma en la etapa de pinch:* Mediciones de densidad y geometría de la columna de plasma en el momento del pinch cuando el dispositivo es operado con D_2 .
- *Estudio del comportamiento de la descarga a tiempos tardíos:* Observaciones de la formación de estructuras tipo jet de plasma a tiempos tardíos luego de la ruptura de la columna de pinch.

4.2 Ajustes y montaje experimental.

Dispositivo y configuración de electrodos. Los parámetros eléctricos del dispositivo fueron presentados en el capítulo 2. Considerando el aporte de inductancia de parte del generador y de la configuración de electrodos se tiene una inductancia total de $44nH$ aproximadamente. En estas condiciones el cuarto de periodo observado es de $T/4 \sim 150ns$. Los estudios fueron realizados para un voltaje de carga nominal de $29kV$, lo cual en términos de energía almacenada en el banco de condensadores corresponde a $67J$. En la tabla 4.1 se presenta el detalle de la configuración de electrodos usada para experimentos reportados en este capítulo. En ambos casos la presión en la cámara de descarga se ajustó con el gas en flujo, esto con el objetivo de ayudar a la extracción de contaminantes generados por efecto de la misma descarga.

Interferometría. Para efectos de la determinación de la posición del plasma en función del tiempo y medición de la densidad del plasma en la etapa de pinch se utiliza un interferómetro de Mach-Zender

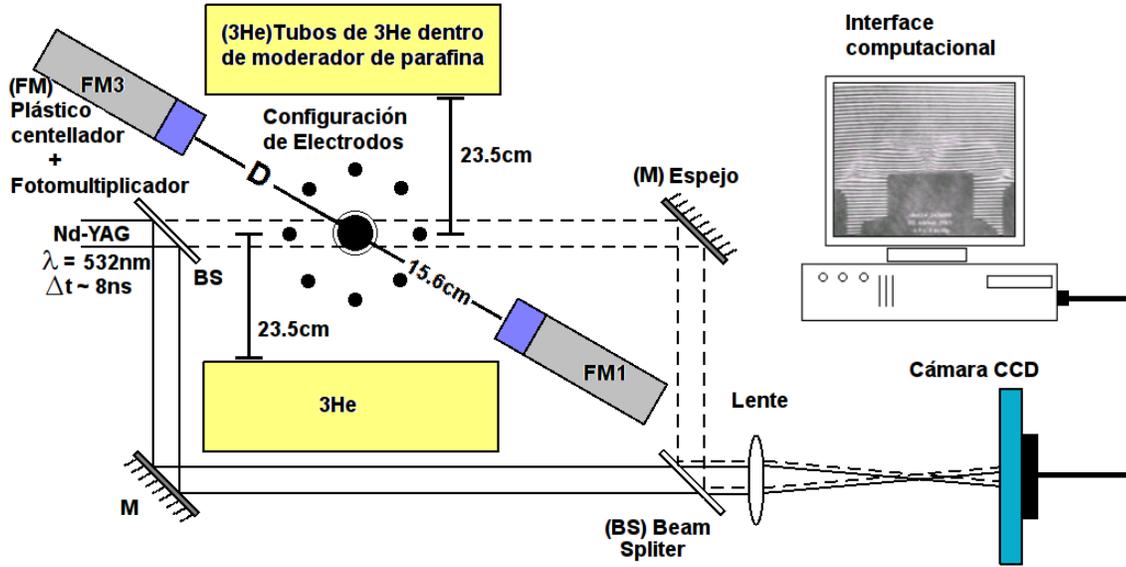
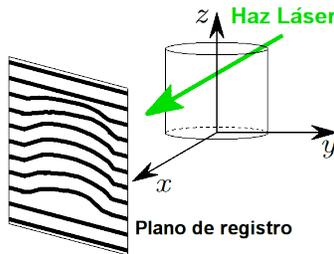


Figura 4.1 Ajuste experimental interferómetro de Mach-Zehnder, sistema de adquisición de imágenes y diagnósticos de rayos-X y neutrones.

(ver figura 4.1). En este tipo de interferómetro el patrón de franjas está determinado por la diferencia de camino óptico entre los dos brazos, uno de los cuales pasa a través de la cámara de descarga. En ausencia de plasma, es posible ajustar un patrón de franjas paralelas. Una vez generada la descarga, el medio óptico al interior de la cámara de descarga cambia su índice de refracción por efecto de la densidad del plasma, lo cual se traduce en un corrimiento de las franjas respecto del patrón original. En plasma de hidrógeno o deuterio ($Z = 1$), dada la diferencia de masa entre el núcleo y los electrones, la contribución iónica al índice de refracción es tres órdenes de magnitud menor que la contribución electrónica, por tanto esta técnica permite mediciones de densidad electrónica. No obstante, dado que se tiene $Z = 1$, la densidad electrónica es equivalente a la densidad iónica.

Consideremos un plasma de radio R que tiene geometría cilíndrica, como es el caso de la columna de plasma en la etapa de pinch. Sea δ la densidad de franjas, es decir, el número de franjas por unidad de longitud. Si y es la posición radial, $s(y)$ es el corrimiento de franja en unidades de longitud en la posición y , entonces suponiendo que el perfil de densidad electrónica tiene simetría cilíndrica se tiene que el corrimiento de franjas (S) en términos de número de franjas satisface



$$\delta \cdot s(y) = S(y) = 4,49 \times 10^{-16} \lambda \int_{-(R^2-y^2)}^{(R^2-y^2)} n_e(x, y) dx, \quad (4.1)$$

con λ , n_e , x e y en MKS. El formalismo anterior ha sido abordado en extenso por otros autores, ver

por ejemplo C. Pavez [32] y R. Miklaszewski [71]. Usando la ec. 4.1 se tiene que la densidad de línea viene dada por

$$N_e = \int \int n_e(x, y) dx dy = \frac{4,45 \times 10^{15}}{\lambda} \int_0^R S(y) dy, \quad (4.2)$$

con N_e , λ e y en unidades MKS. Finalmente el perfil de densidad se obtiene usando la metodología que consiste en dividir el radio del objeto en elementos anulares discretos y asumir en cada uno de estos elementos un índice de refracción constante, lo cual trasforma el problema de la inversión de una inversión de Abel en la solución de un sistema de ecuaciones lineales [72, 73]. En el montaje experimental se utilizó un láser pulsado Nd:YAG en la longitud de onda $\lambda = 532nm$. El registro de la imagen interferométrica se realiza usando una cámara Elektrim EDC-1000N, con un CCD modelo TC-237, tamaño del CCD $4,7mm \times 3,5mm$, 8 bits, resolución de 658×496 pixels. La cámara es controlada usando el programa *EDCNW*, el cual permite ajustar el tiempo de adquisición de imagen. De esta forma, la imagen se adquiere en un ambiente de oscuridad usando un periodo de adquisición largo dentro del cual se produce la descarga. El sistema de formación de imágenes tiene una magnificación de 0,374. Las imágenes son almacenadas y analizadas de manera digital. La extracción del corrimiento de franjas se obtiene de manera manual usando el programa *GIMP*.

El pulso del láser fue caracterizado previamente [32] usando un fotodetector de respuesta rápida marca Newport, modelo 818-BB-21, el cual tiene un tiempo de subida y bajada menor que $300ps$. Esta caracterización arrojó como resultado un tiempo de subida del pulso láser de $9ns$ y un ancho temporal a media altura de $8ns$. Sobre la base de esta caracterización se realiza la correlación temporal de las imágenes interferométricas. El montaje experimental hace uso de un diodo PIN modelo BPX65 cuyo tiempo de subida y bajada es del orden de $10ns$. Este fotodiodo es dispuesto de manera que detecte el pulso láser a la misma distancia desde el interferómetro que se encuentra el CCD de adquisición de imágenes, de esta forma se eliminan desfases por tiempo de vuelo. En la señal de salida de este fotodiodo se toma como referencia el tiempo al 5% de altura de la señal (t_{ref}), de manera que el tiempo real de la imagen t_{real} se obtiene a partir de

$$t_{real} = (t_{ref} + 9ns) \pm 4ns,$$

donde la barra de error de $\pm 4ns$ corresponde al ancho temporal a media altura del pulso láser.

Detección de neutrones. Para efectos de medición de la producción total de neutrones se usan los sistemas de 3He -206 y 3He -209. Estos detectores fueron dispuestos en un ángulo de 90° respecto del eje de simetría de la configuración de electrodos y una distancia de $23,5cm$ del mismo eje (ver fig. 4.1). Los estudios presentados en este capítulo fueron desarrollados con anterioridad al desarrollo de la técnica de calibración absoluta de los sistemas de 3He reportada en el capítulo 3, por esta razón las mediciones de producción de neutrones reportadas en el presente capítulo utilizan la caracterización de los sistemas de detección basada en una calibración cruzada con detectores por plata activada usados como patrón de referencia (ver sección y [28]). En este caso los sistemas de detección fueron utilizados en configuración de régimen pulsado con una ganancia de conversión $47mV/M - ion - par$ ($\sim 1 \times$). Esta calibración ha sido reportada por Moreno *et al.* [28] para el sistema de detección 3He -206 dispuesto a $33,5cm$ del eje. Suponiendo una ley del tipo inverso del cuadrado de la distancia para la emisión de neutrones, se estima el factor de calibración a una distancia de $23,5cm$ del eje, de modo que la producción total de neutrones medida a partir del sistema de detección 3He -206 viene dada por:

$$Y_{4\pi} = (785 \pm 266) X_{T_{gross}}, \quad (4.3)$$

con $X_{T_{gross}}$ el área gruesa bajo la curva en unidades de $V \cdot \mu s$. El sistema de detección 3He -209 se utiliza para confirmar detección de neutrones.

Edemas de los sistemas de 3He también se utilizó un par de arreglos de plástico centellador con fotomultiplicador, los detalles de estos detectores fueron revisados en la sección 2.2. Estos detectores

responden con resolución temporal a neutrones y rayos-X. El primer detector, denominado FM1, fue posicionado en un ángulo de 45° respecto de la vertical y a una distancia fija de $15,6\text{cm}$ en relación al punto en el eje situado en el borde superior del ánodo. Dada esta distancia de separación respecto de la fuente de radiaciones, en la eventualidad de existir simultáneamente emisión de neutrones y rayos-X, este detector no sería capaz por sí sólo de resolver ambos pulsos por separado. En el caso del segundo detector, denominado FM2, éste fue situado en un ángulo de 90° respecto de la vertical. El valor de la distancia de posicionamiento del detector en relación al eje fue modificada en el transcurso del experimento con el objetivo de mejorar la capacidad de resolución entre los pulsos de rayos-X y neutrones, así como también, para aumentar el tiempo de vuelo de los neutrones entre ambos detectores y por ende mejorar la resolución en energía.

Diagnósticos eléctricos y adquisición de señales. El voltaje y la derivada de corriente son monitorizados con el divisor resistivo y bobina Rogowskii detallados en la sección 2.1. La corriente es obtenida por integración numérica desde la señal de dI/dt . Debido al número de canales de osciloscopio disponibles, se utiliza una bobina Rogowskii adicional para correlacionar temporalmente la imagen interferométrica del plasma con respecto al momento del pinch, o bien, respecto del inicio de la corriente. Las señales de los diagnósticos eléctricos ($V(t)$, dI/dt) y arreglos de centelladores con fotomultiplicadores (FM1 y FM3) son registradas en un osciloscopio Tektronix modelo TDS684A (1GHz, 5GSa/s). La señal de correlación temporal de la imagen interferométrica (fotodiodo) y de la Rogowskii adicional son registradas en un osciloscopio Tektronix modelo TDS3064B (600MHz, 5GSa/s). El tiempo de desfase estimado para la señal registrada por el fotodiodo es de 19ns , razón por la cual a fin de prevenir desfases temporales por efecto de tiempo de tránsito de señales se ajustaron en el montaje experimental todos los largos de cable de los diagnósticos con resolución temporal a 4m . Las señales de los sistemas de detección $^3\text{He-206}$ y $^3\text{He-209}$ son registradas en un osciloscopio Tektronix modelo TDS3064B (600MHz, 5GSa/s). Cada uno de los osciloscopios es conectado a un puerto GPIB. Usando el programa *WAVESTAR* de Tektronix es posible entonces almacenar directamente de manera digital las trazas de todos los diagnósticos en uso.

4.3 Resultados y análisis.

En la siguiente sección se presentan resultados del estudio sistemático de la descarga en el dispositivo PF-50J operando con D_2 en flujo, a 6mbar , 29kV , 67J . Como se describió en el montaje experimental (sec. 4.2), se cuenta con monitores para las señales eléctricas y radiaciones emitidas por el dispositivo, además se utiliza el diagnóstico de interferometría el cual permite caracterizar la posición de la lámina en las etapas dinámicas de la descarga, y la geometría y densidad de la columna de plasma en la etapa de pinch.

4.3.1. Caracterización de señales eléctricas y emisión de neutrones.

En la figura 4.2 se muestra las señales eléctricas de uno de los disparos obtenidos en el estudio, en particular estas señales corresponden al shot33_24Jul08. En la gráfica se muestran esquemáticamente los parámetros asociados a las señales eléctricas de interés en el presente estudio:

t_{dip} : Se mide en la señal de dI/dt . Corresponde al intervalo entre el inicio de la traza y el punto de mayor profundidad en el dip. Dentro de este intervalo ocurren todas las etapas dinámicas de la descarga.

H_{dip} : Se mide en la señal de dI/dt . Corresponde a la profundidad observada en el dip medida entre el punto paralelo al mínimo local de la señal de voltaje y el mínimo local registrado en la derivada de corriente.

I_{peak} : Se mide en la señal de corriente. Corresponde al máximo valor de corriente registrado dentro del primer medio periodo de la descarga.

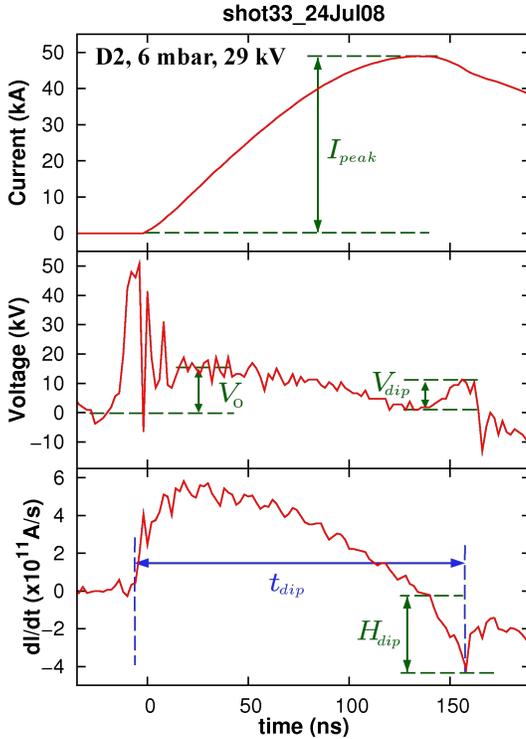


Figura 4.2 Parámetros a estudiar en caracterización de señales eléctricas. Trazas de la gráfica corresponden a shot33_24Jul08.

Tabla 4.2 Resultados caracterización parámetros de las señales eléctricas.

Parámetro	Valor
Reproducibilidad (R)	60–85 % (estimado)
t_{dip}	$\bar{t}_{dip} = 156 \pm 1ns$ $\sigma(t_{dip}) = 7,9ns(5\%)$
I_{peak}	$\bar{I}_{peak} = 49,25 \pm 0,07kA$ $\sigma(I_{peak}) = 0,6kA(1,2\%)$
V_0	$\bar{V}_0 = 15,1 \pm 0,2kV$ $\sigma(V_0) = 1,4kV(9\%)$
V_{dip}	$\bar{V}_{dip} = 6,1 \pm 0,3kV$ $\sigma(V_{dip}) = 2,6kV(43\%)$
Parámetro de Drive (S)	$67 \pm 0,8 \frac{kA}{cm \cdot \sqrt{mbar}}$

V_0 : Se mide en la señal de voltaje. Corresponde al máximo que se observa en la señal de voltaje posterior a la etapa de ruptura eléctrica.

V_{dip} : Se mide en la señal de voltaje. Corresponde al voltaje registrado entre el mínimo y máximo locales que se observan en torno a la aparición del dip.

Las señales fueron procesadas de manera manual. El tamaño de los muestreos obtenidos para el estudio de cada parámetro está entre 55 a 65 datos.

Los resultados de la caracterización estadística de cada parámetro se presentan en la tabla 4.2. La reproducibilidad o frecuencia de detección de neutrones fue estimada sobre la base de observaciones realizadas durante la realización de los experimentos considerando evidencia de detección en sistemas de 3He y centelladores. En esta tabla se reporta el promedio y el error estándar asociado al promedio (MSE). También se reporta la desviación estándar muestral (σ). Dado que las distribuciones obtenidas para los parámetros reportados en la tabla 4.2 son razonablemente simétricas, las fluctuaciones típicas en mediciones individuales vienen dadas en el intervalo $\pm 1\sigma$, por esta razón en la misma tabla se reportan también los valores de la desviación estándar muestral en términos porcentuales. Por último se reporta el valor del parámetro de drive (ver sec. 1.1.1) con el que opera el dispositivo. La incerteza reportada para el valor de S viene de considerar una incerteza de $0,15mbar$ en la lectura de presión y la incerteza estadística obtenida para la corriente máxima. Es importante notar que con el montaje experimental de los experimentos reportados en este capítulo, se reproducen las condiciones de operación de estudios previos al desarrollo de esta tesis con los cuales se demostró la generación de neutrones en el dispositivo PF-50J [27].

Tabla 4.3 Tabla de correlaciones correspondientes a parámetros de las señales eléctricas.

Parámetros	Correlación de Pearson	N
$H_{dip} \longleftrightarrow Y_{4\pi}$	0.65	56
$V_0 \longleftrightarrow Y_{4\pi}$	0.15	63
$V_{dip} \longleftrightarrow Y_{4\pi}$	0.45	58
$H_{dip} \longleftrightarrow V_{dip}$	0.61	56

Es de interés también el estudio de las correlaciones entre los distintos parámetros de las señales eléctricas y la emisión total de neutrones. Los resultados de este estudio se presentan en la tabla 4.3. En esta tabla N corresponde al tamaño muestral. De estos resultados se desprende que para los parámetros bajo estudio la mejor “figura de mérito” que indica mayor eficiencia en la producción de neutrones es la profundidad del dip (H_{dip}). La profundidad del dip está relacionada con el incremento rápido de impedancia como resultado de la focalización de la lámina de plasma. Por esta razón es considerado como una condición necesaria para buena operación del dispositivo en términos de la generación de rayos-X y neutrones [74]. Esta figura de mérito también ha sido utilizada por otros autores en la optimización para emisión de neutrones de un plasma focus de centenas de joules [50]. Por su parte, no se observa correlación significativa entre el parámetro V_0 y la emisión total de neutrones.

La generación de neutrones por reacciones de fusión $D - D$ también fue corroborada en este estudio. A modo de ejemplo, en la figura 4.3 se muestra la detección de neutrones con resolución temporal en las señales de los arreglos de centelladores + fotomultiplicadores y tiempo integrada en las señales de los sistemas 3He para el shot06_25Ago08. En este disparo en particular se tiene una emisión total de neutrones de $(1,4 \pm 0,5) \times 10^4 n/pulso$. Estudios previos al desarrollo de esta tesis, los cuales estaban enfocados en la medición de la energía de los neutrones por tiempo de vuelo determinaron que los neutrones más energéticos generados en el dispositivo presentan una energía cuyo valor esperado es de $2,7 \pm 1,8 MeV$ [27]. Estos resultados también se verifican en el presente estudio, como se observa en la figura 4.3, la diferencia en tiempo de vuelo en el inicio de las señales del FM1 y el FM2 es de $4,5 ns$, esto corresponde a una energía de $2,58 MeV$ para neutrones. Dado el montaje de los FM’s, la diferencia en tiempo de vuelo para rayos-X respecto del instante de emisión sería de $0,5 ns$ para el FM1 y $0,85 ns$ para el FM2. En consideración de lo anterior, las señales del shot06_25Ago08 no presentan evidencia de detección de rayos-X. La generación de rayos-X duros en el PF-50J ha sido reportada anteriormente para descargas en hidrógeno [75], sin embargo el estudio de la generación rayos-X esta más allá de los objetivos del presente estudio. Los pulsos observados en las señales de los FM’s que aparecen varias decenas de nanosegundos posterior al dip corresponden a detección de neutrones dispersados por la base plástica del generador (condensadores, spark-gap, etc).

El detalle del análisis estadístico de la emisión total de neutrones observada durante el estudio se presenta en la tabla 4.4, mientras que en la gráfica 4.4 se presenta la distribución para la emisión total en forma de histograma. Esta distribución presenta un valor esperado de $(1,0 \pm 0,2) \times 10^4 n/pulso$ lo cual está de acuerdo con lo observado en estudios previos realizados a $67 J$ y $6 mbar$ [27]. Dado que la distribución es asimétrica, el valor esperado de la emisión debe ser interpretado mas bien como la tasa de emisión total por pulso, puesto que la emisión total más probable se encuentra en el rango $3 \times 10^3 n/pulso \leq Y_{4\pi} \leq 6 \times 10^3 n/pulso$. Por último es importante destacar que el mejor disparo de la serie tuvo una emisión total de $(9 \pm 3) \times 10^4 n/pulso$.

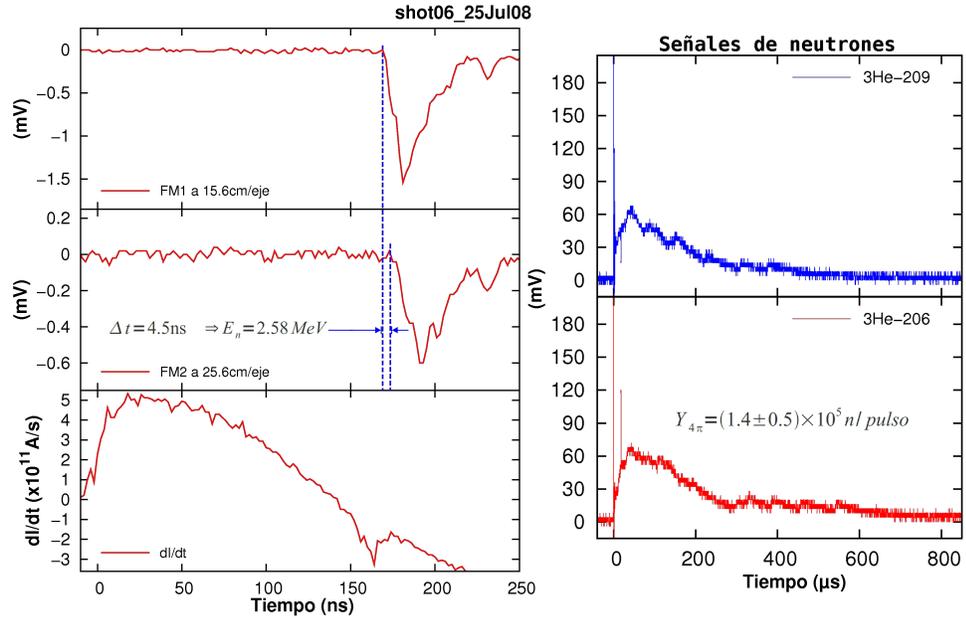


Figura 4.3 Señales de neutrones con resolución temporal (Centelladores) y tiempo integradas (Sistemas 3He) para shot06_25Ago08.

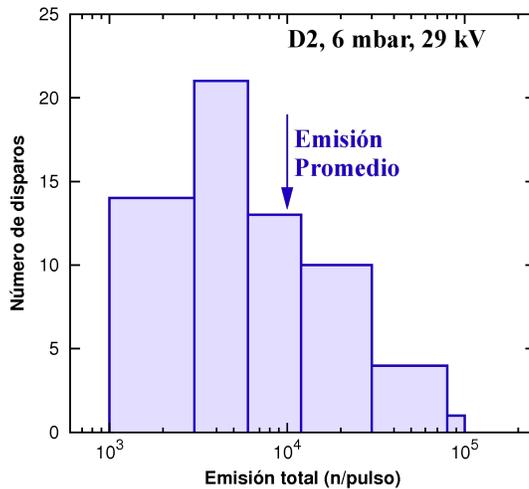


Figura 4.4 Histograma para la emisión total de neutrones observada.

Tabla 4.4 Análisis estadístico distribución asociada a la emisión total observada de neutrones.

Parámetro	Emisión total($n/pulso$)
N	63
Mínimo	$1,3 \times 10^3$
Máximo	9×10^4
Promedio	$(1 \pm 0,2) \times 10^4$
Desviación estándar	$1,4 \times 10^4$
Intervalo modal	$(3 - 6) \times 10^3$
Emisión integrada	$(6,3 \pm 0,5) \times 10^5$

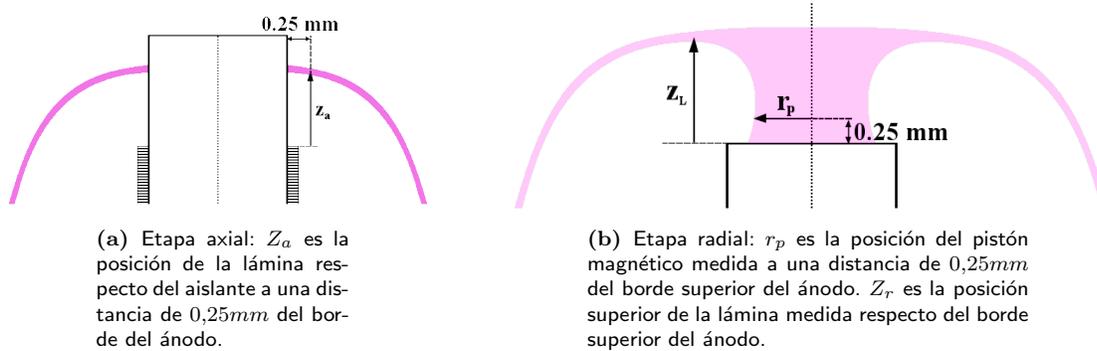


Figura 4.5 Diagrama esquemático para caracterización de las etapas dinámicas de la descarga en imágenes interferométricas.

4.3.2. Caracterización de las etapas dinámicas de la descarga.

La caracterización de las etapas dinámicas de la descarga supone la medición de los siguientes parámetros (ver figs. 4.5a y 4.5b):

Z_L : Posición media de la lámina en la etapa axial medida respecto del borde superior del aislante.

Z_r : Posición axial media o elongación de la lámina en la etapa radial medida respecto del borde superior del ánodo.

r_p : Posición del pistón magnético o borde externo de la lámina de plasma medido respecto del centro del ánodo.

Los parámetros anteriores son determinados en las imágenes interferométricas a partir de la posición de las perturbaciones y/o el corrimiento de franja observado. En el análisis de los interferogramas Z_L fue medido sobre una vertical a $0,25\text{mm}$ de los bordes laterales del ánodo, mientras que r_p fue medido sobre una horizontal a $0,25\text{mm}$ del borde superior del ánodo. Como incerteza se reporta una estimación del intervalo total donde debiera encontrarse el parámetro bajo medición. La naturaleza de este tipo de incertezas no necesariamente satisface una distribución normal, sin embargo el intervalo reportado debiera ser equivalente a una banda de confianza por sobre el 90%. Las mediciones de cada uno de estos parámetros se realizaron en ambos costados de la imagen, los resultados reportados corresponden al promedio de ambas mediciones. Las velocidad media en cada una de las etapas se obtiene a través del uso de ajustes ponderados por mínimos cuadrados. Los ajustes reportados son significativos por sobre la banda del 5% en términos de χ^2/dof . Por último, es importante mencionar que el presente análisis permitirá construir un cuadro general para la dinámica de la descarga, el cual a nivel temporal presenta fluctuaciones que son a lo menos del orden de las fluctuaciones de tiempo al dip, es decir del orden de $\pm 8ns$.

4.3.2.1. Formación de lámina y etapa axial.

Los resultados obtenidos para el periodo inicial de la descarga donde ocurre la formación de lámina y para la etapa axial se muestran en secuencia de la figura 4.6. Se observa que entre el inicio de la descarga y aproximadamente $115ns$ antes del dip no hay registro de corrimiento o perturbación de las franjas en los interferogramas. Lo anterior sugiere que la etapa de formación y levantamiento de lámina ocurre dentro de los primeros $40ns$ de la descarga, periodo que es comparable al intervalo que duran las etapas dinámicas



Figura 4.6 Secuencia de interferogramas para la etapa axial.

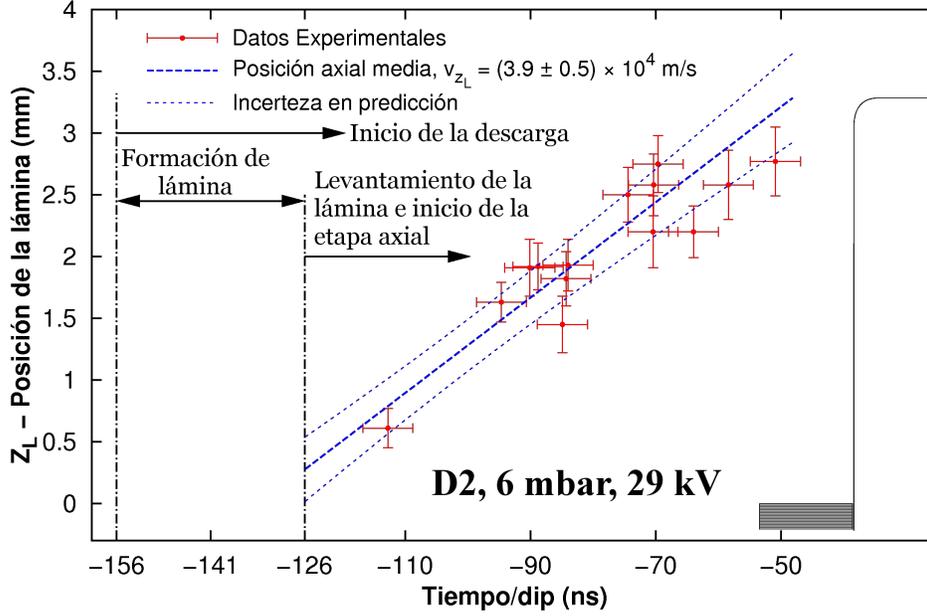


Figura 4.7 Posición del pistón magnético medida a $0,25\text{mm}$ por sobre el borde superior del ánodo.

de la descarga. Este comportamiento no es usual en dispositivos plasma focus convencionales los cuales son operados típicamente en escalas de tiempo un orden de magnitud mayor.

Respecto de la etapa de tránsito axial, se observa que esta finaliza típicamente no antes de 70ns previo al dip. Los resultados de las mediciones de la posición de la lámina en la etapa axial se presentan en la fig. 4.7. La posición axial media de la lámina viene dada por

$$Z_L(t) = (0,039 \pm 0,005) \cdot t + (5,1 \pm 0,5), \quad (4.4)$$

la incerteza en predicción viene dada por la ecuación

$$dZ_L(t) = \sqrt{(0,3894 + 0,0021t)^2 + 0,219 + 4,96 \times 10^{-3}t + 3 \times 10^{-5}t^2}, \quad (4.5)$$

donde $Z_L(t)$ está medido en mm y t es el tiempo respecto al dip medido en ns . Por último, se concluye finalmente que la velocidad media en la etapa axial es del orden de $4 \times 10^4 \text{m/s}$, este valor verifica observaciones realizadas en dispositivos tipo Mather donde el rango típico de velocidades en la etapa axial está entre $3 - 15 \times 10^4 \text{m/s}$ [9].

Bruzzone *et al.* [7] han propuesto una formulación simple para la estimación del tiempo de levantamiento de lámina (t_L). Para esto resuelven la dinámica de un modelo barre-nieve (snowplough) inmediatamente después de la formación de la lámina. El tiempo de levantamiento se calcula a partir de la solución de la ecuación

$$\frac{\delta}{r_a} = \frac{1}{\sqrt{12}}\tau_L^2 - \frac{11}{360}\tau_L^4, \quad (4.6)$$

válida en el intervalo $0 \leq \tau_L \lesssim 1$, donde τ_L es un tiempo adimensional desde el cual se obtiene el tiempo de levantamiento

$$t_L = \tau_L \left(\frac{4\pi^2 m_D n_0}{\mu_0} \right)^{1/4} \left(\frac{L_0}{V_0} \right)^{1/2} r_a, \quad (4.7)$$

con m_D la masa del deuterón, n_0 densidad inicial de llenado, μ_0 permeabilidad magnética del vacío, L_0 inductancia inicial del PF, V_0 voltaje de carga, r_a radio exterior del aislante y δ ancho de la lámina.

A partir de la perturbación en los interferogramas de la etapa axial se puede estimar el ancho de la lámina en $0,2mm$. El radio exterior del aislante es $4,6mm$, por tanto $\delta/r_a = 0,04348$ con lo cual se obtiene $\tau_L \approx 0,3925$. Usando los datos de la configuración en estudio y estimando la densidad inicial de llenado a partir de la ecuación de estado de gas ideal a temperatura ambiente se obtiene

$$t_L \approx 30ns. \quad (4.8)$$

El resultado anterior es consistente, de acuerdo a lo que se muestra en la fig. 4.7, con la estimación que se realiza usando la posición axial media y su incerteza en predicción asociada. Lo anterior permite concluir dentro del cuadro general que la formación y levantamiento de la lámina de plasma sobre el aislante tarda $30ns$, mientras que la etapa axial comienza aproximadamente $126ns$ antes del dip.

4.3.2.2. Etapa radial y pinch.

En la figura 4.8 se presenta la secuencia de interferogramas obtenidas para la etapa radial y de pinch. La secuencia indica que la etapa de implosión radial comienza típicamente entre $55 - 50ns$ antes del dip. La columna aparece en los último $10ns$ previo al dip. Respecto de la dinámica en la etapa radial, es necesario tener presente que debido al orificio central que tiene el ánodo en las imágenes no es posible observar las dimensiones reales de la columna de plasma. En las figuras 4.9 se presentan los resultados de las mediciones de la posición del pistón (r_p). A partir de los datos obtenidos, la posición media del pistón viene dada por la ecuación

$$r_p(t) = (-0,052 \pm 0,005) \cdot t + (0,12 \pm 0,1) \quad (4.9)$$

con una incerteza en predicción dada por

$$dr_p(t) = \sqrt{1,43 \times 10^{-3} + 8,75 \times 10^{-4}t + 2,65 \times 10^{-5}t^2}, \quad (4.10)$$

donde las distancias están medidas en mm y el tiempo respecto al dip en ns . Con esto la rapidez media del pistón en la etapa radial es del orden de $5 \times 10^4 m/s$. Por su parte, a partir de la línea de tendencia dibujada en la fig. 4.9 se estima que la rapidez máxima del pistón de es $7,8 \times 10^4 m/s$. Los valores de rapidez obtenidos en la etapa radial están levemente por debajo de los valores observados en dispositivos tipo Mather donde el rango típico es $10 - 50 \times 10^4 m/s$ [9]. En base a los interferogramas el radio mínimo del pinch se estima entre $0,3 - 0,5mm$. A partir de modelos de tipo *Slug* aplicados a la etapa radial, los cuales describen la evolución del frente de choque impulsado por el pistón magnético, se ha determinado que [76, 11]

$$r_{pmin} \sim 0,1 - 0,15 \cdot r_{anodo}. \quad (4.11)$$

En el caso de dispositivos PF, estas reglas han sido corroboradas por observaciones experimentales en dispositivos operados a energías por sobre centenas de Joules. Los resultados presentados en esta tesis verifican estas reglas en el rango de energías bajo $100J$.

En la figura 4.10 se presentan las mediciones la elongación axial de la lámina (Z_a). Estos datos satisfacen la ecuación

$$Z_a(t) = (0,031 \pm 0,002)t + (2,16 \pm 0,07), \quad (4.12)$$

con una incerteza en predicción dada por

$$dZ_a(x) = \sqrt{(0,005t + 0,41)^2 + 0,0047 + 0,000275t + 4,8 \times 10^{-6}t^2}, \quad (4.13)$$

donde las posiciones se miden en mm y el tiempo en ns respecto del dip. En consideración de lo anterior, se tiene que la velocidad de elongación axial es del orden $3 \times 10^4 m/s$. No obstante no es posible medir la



Figura 4.8 Secuencia de interferogramas para la etapa radial y de pinch.

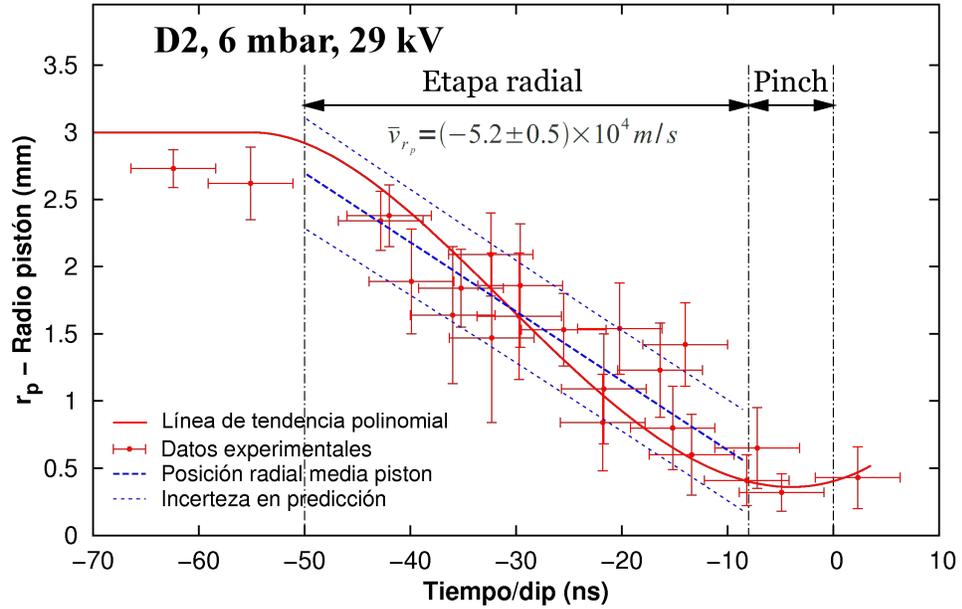


Figura 4.9 Posición del pistón magnético medida a $0,25\text{mm}$ por sobre el borde superior del ánodo.

longitud máxima de la columna de plasma, no está demás mencionar que la elongación axial observada satisface la regla de escala $z_{max} \simeq 0,8 - 1,0 \cdot r_{anodo}$ [11].

El tiempo de vida del pinch se estima entre $6-10\text{ns}$. En particular la fig. 4.8, en $t = 4,8\text{ns}/dip$ pareciera mostrar la ruptura del pinch. Desafortunadamente el diagnóstico interferómetro no permite realizar un estudio más detallado de los procesos de inestabilidades que se generan en la columna de plasma. Es bien sabido que la ruptura del pinch se produce por el crecimiento de inestabilidades. El tiempo de estabilidad del pinch se relaciona entonces con el tiempo de tránsito de pequeñas perturbaciones a través de la columna de plasma (velocidad de Alfvén). A partir de simulaciones numéricas, Lee *et al.* [11] sugieren que el tiempo de vida del pinch escala como $t_{pf} \simeq 2r_{anodo}$ con el tiempo de vida medido en ns cuando el radio del ánodo está en mm . El tiempo de vida observado desde los interferogramas verifica este escalamiento. El radio mínimo del pinch se observa en torno a $t = -5\text{ns}$, lo cual sugiere que el cambio brusco de impedancia que da origen al dip, instante respecto del cual se miden los tiempos, no se produce como resultado de la estagnación del plasma, sino más bien está relacionado con la ruptura del plasma.

Como consecuencia de la ruptura de la columna y por conservación de momento se genera un jet axial de plasma. Esta estructura se aprecia en fig. 4.8, en $t = 8\text{ns}/dip$. Este jet de plasma está constituido por el material remanente de la columna de plasma, básicamente deuterio ionizado e impurezas. La velocidad de propagación axial del material debe coincidir, al menos en la primera etapa del movimiento, con la velocidad media de elongación de la columna, es decir $3 \times 10^4 \text{m/s}$. Este valor es comparable con la velocidad ($\sim 5 \times 10^4 \text{m/s}$) observada para jets generados en dispositivos de tipo Filipov de mayor envergadura que el PF-50J [77].

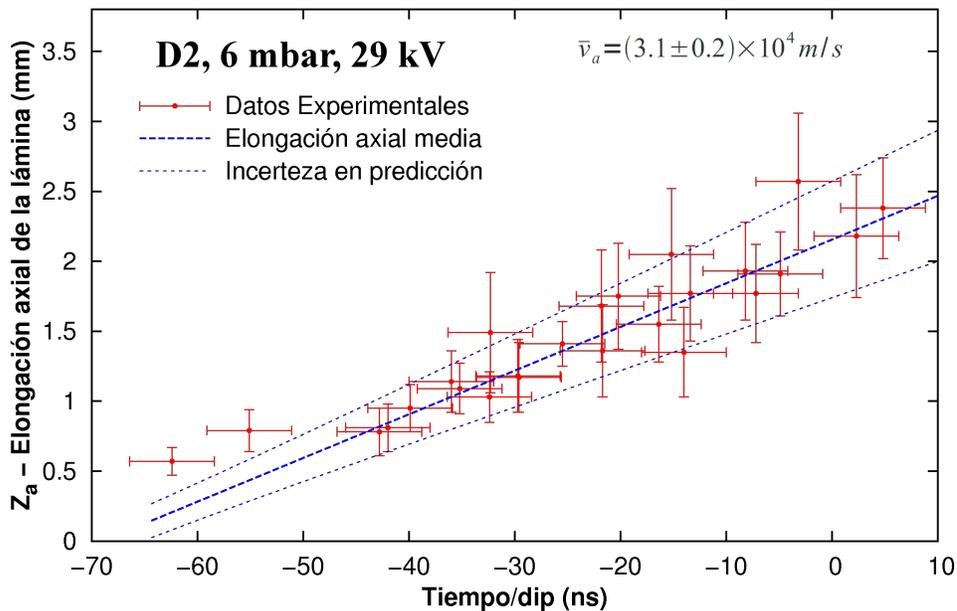
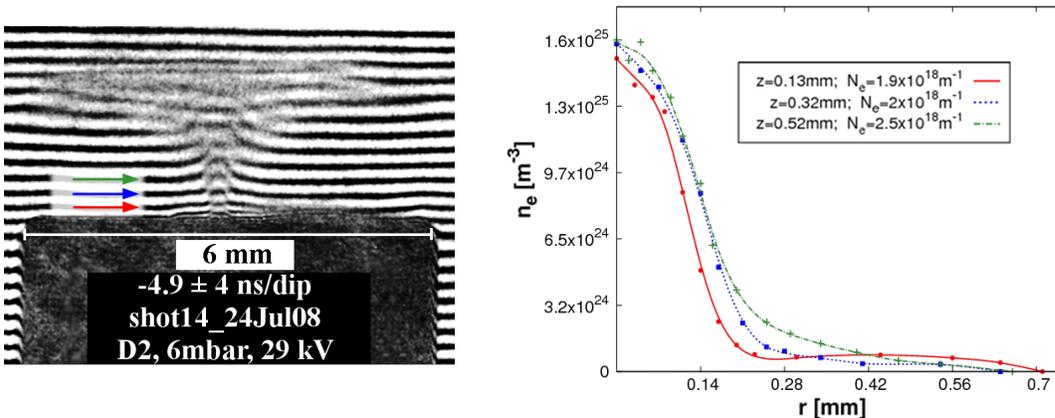


Figura 4.10 Posición axial de la lámina medida respecto del borde superior del ánodo.



(a) Interferograma correspondiente al shot14_24Jul08 en el momento de máxima compresión del pinch.

(b) Densidad del plasma en la etapa de pinch para el shot14_24Jul08.

Figura 4.11 Mediciones de densidad en la etapa de pinch.

Tabla 4.5 Resultados en detalle densidad en el pinch para shot14_24Jul08

z (mm)	\bar{n}_e ($\times 10^{24} m^{-3}$)	$n_{e,max}$ ($\times 10^{25} m^{-3}$)	N_e ($\times 10^{18} m^{-1}$)	f_m
0,13	3,00	1,53	1,90	0,23
0,32	3,80	1,60	1,96	0,23
0,52	4,25	1,62	2,52	0,30
$\bar{z} = 0,323mm$	3,70	1,58	2,13	0,25

4.3.3. Mediciones de densidad.

La medición de la densidad del plasma en la etapa de pinch se realizó para el momento estimado como de máxima compresión. Este corresponde a la imagen del shot14_24Jul08 en torno a $t = -5ns$. En este disparo se registró una emisión total de neutrones de $(1,6 \pm 0,6) \times 10^4 n/pulso$. De las señales eléctricas se obtiene que $V_{dip} = 11kV$ e $I_{peak} \simeq 50kA$, mientras que la corriente del circuito en el momento del pinch se estima en $47kA$. El interferograma original se muestra en la figura 4.11a. La zona de la imagen a analizar se marca con flechas. Se elije esta zona pues presenta corrimientos de franja equivalentes, lo cual sugiere que en ella no existen gradientes axiales de densidad significativos. En este caso la lectura del corrimiento de franjas se puede realizar respecto de la línea de base. Los resultados de la deconvolución del perfil de densidad se presentan en la figura 4.11b. El valor z reportado corresponde a la posición de la línea de base respecto del borde superior del ánodo.

En la tabla 4.5 se reportan los resultados en detalle de las mediciones de densidad media, densidad máxima y densidad de línea. La densidad electrónica máxima ha sido distintos dispositivos dentro del rango [9]

$$5 \times 10^{24} m^{-3} < n_{e,max} < 10^{26} m^{-3}. \quad (4.14)$$

Los resultados reportados en esta tesis demuestran que un dispositivo plasma focus operado en el rango de decenas de Joules y decenas de kiloamperes reproduce los mismos escenarios de alta densidad observados en dispositivos de mayor envergadura operados a energías varios órdenes de magnitud mayores. De esta manera se extiende el de validez de la ec. 4.14 a dispositivos en el rango de operación de $50J < E < 1MJ$.

Utilizando los valores medidos de la densidad electrónica en el pinch es posible estimar la proporción (f_m) de gas ionizado respecto del gas neutral. Este cálculo se realiza bajo suposición de que la columna de gas sobre el ánodo es el volumen a ser comprimido en la implosión radial, por tanto $f_m = N_e/N_0$, con N_0 la densidad de línea del gas neutral en una columna de radio igual al radio del ánodo. Los resultados de este cálculo se reportan en la última columna de la tabla 4.14. Este parámetro puede ser entendido como eficiencia de arrastre de masa del pistón magnético y puede ser usado para realizar comparaciones con resultados numéricos obtenidos desde modelos cero dimensionales como el modelo de Lee [78].

4.3.4. Observaciones de la dinámica de la descarga a tiempos tardíos.

En la presente sección se reportan observaciones de la dinámica de la descarga a tiempos tardíos. Sorprendentemente a tiempos comparables a un cuarto de periodo después del dip se observa la aparición de estructuras orientadas a los largo del eje de simetría de la configuración. A modo de ejemplo, en las figuras 4.12a y 4.12b se presentan imágenes correspondientes a la serie en deuterio reportada en este capítulo. Estas estructuras no están correlacionadas temporalmente con el pinch propio de la dinámica plasma focus ni tampoco con el jet generado luego de la ruptura de la columna de plasma. Tampoco son generadas como resultado del levantamiento desde el aislante de láminas posteriores a la observada

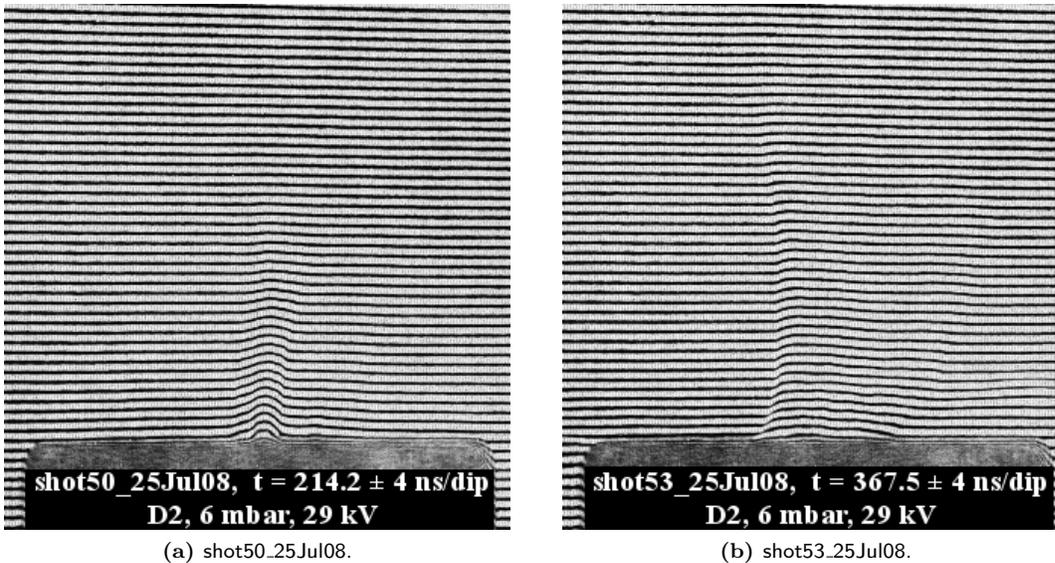


Figura 4.12 Evidencia de la formación de estructura tipo Jet para descargas en $D2$, 6mbar , 29kV . Diámetro del orificio del ánodo de $4,5\text{mm}$. Tiempos posteriores a 350ns después del inicio de la descarga.

en el primer cuarto de periodo de la descarga. A partir de las imágenes interferométricas obtenidas en la serie de $D2$, 6mbar , 29kV se concluye que los jets aparecen posterior a 70ns después del dip y se observaron hasta 370ns después del dip. No existe evidencia experimental que permita determinar si estas estructuras desaparecen a tiempos posteriores a 400ns respecto del dip. Esta fenomenología es altamente reproducible, de hecho se observa también en descargas realizadas en $H2$. En las figuras 4.13a y 4.13b se presentan imágenes de schlieren e interferometría realizadas en descargas de hidrógeno. Estas pruebas permitieron concluir que la estructura axial observada es más robusta en la medida en que se disminuye el diámetro de la perforación central en el ánodo. Por su parte, las imágenes interferométricas en esta configuración muestran una mancha negra por sobre el borde superior del ánodo, lo cual es interpretado como un plasma metálico con una densidad superior a la densidad crítica. En resumen estas pruebas permiten concluir que la estructura axial está compuesta básicamente por material ablacionado desde la superficie del ánodo.

El mecanismo responsable de este tipo de estructuras aún no ha sido explicado. Pruebas realizadas modificando la profundidad del orificio central permitieron descartar que el jet fuese generado como producto de una compresión mecánica de material en éste.

Es interesante señalar que cuando se realizan imágenes tiempo integradas en el rango visible se observa una estructura brillante similar en forma a la que se registra en interferometría o schlieren. En la figura 4.14 se presentan dos imágenes registradas con distintos filtros de densidad neutra. Si bien este tipo de diagnóstico no permite realizar conclusiones en detalle respecto del plasma, si es posible conjeturar respecto de si la estructura tipo jet, al ser más estable en términos temporales, pueda ser la responsable del brillo central visible en este tipo de fotografías o en imágenes tiempo integradas de rayos-X blandos reportadas por otros autores [79].

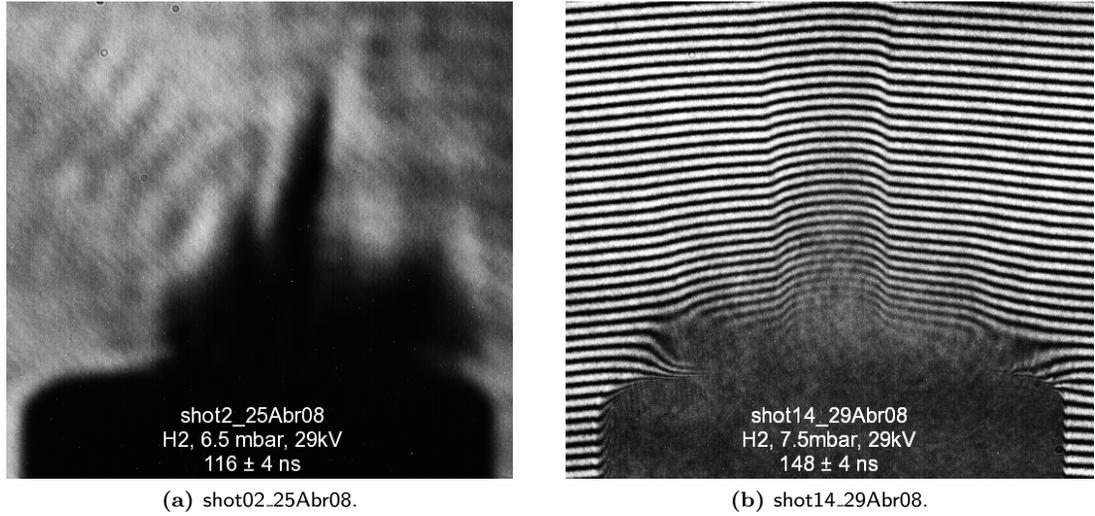


Figura 4.13 Descargas en H_2 , 6,5mbar, 29kV. Diámetro del orificio del ánodo de 2,5mm.

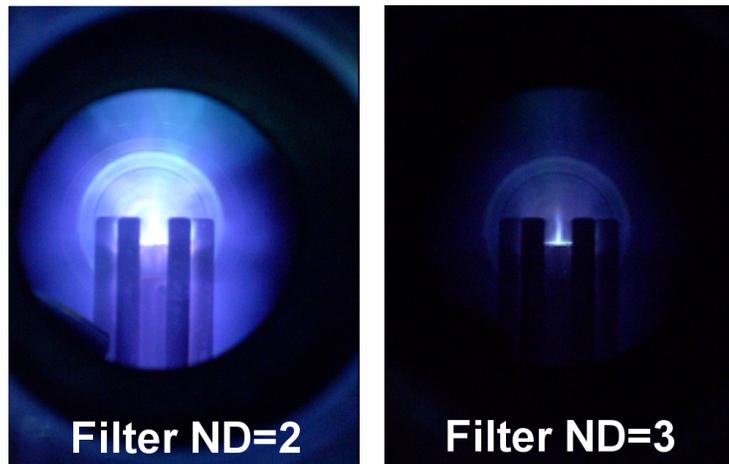


Figura 4.14 Imágenes tiempo integradas en el rango visible con el diferentes filtros de densidad neutra. Descargas en D_2 .

4.4 Conclusiones del capítulo.

Como conclusiones del estudio presentado en este capítulo se tiene:

- I. El dispositivo PF-50J operado con D_2 en el rango de decenas de Joules y decenas kiloamperes y emitiendo neutrones reproduce la dinámica observada en máquinas que operan a energías y corrientes varios órdenes de magnitud mayor.
- II. La descarga es operada a una corriente máxima de $\sim 49kV$ y se determinó que el tiempo al dip de la descarga es de $150 - 160ns$.
- III. Los resultados obtenidos permiten concluir que la formación y levantamiento de lámina tarda $30ns$ desde el inicio de la descarga. Estos resultados son consistentes con un modelo teórico propuesto por Bruzzone *et al.* [7] para la estimación del tiempo de levantamiento de lámina.
- IV. La etapa de tránsito axial se extiende desde aproximadamente $125 - 50ns$ previo al dip.
- V. La etapa de implosión radial toma lugar entre $50 - 10ns$ antes del dip, mientras que el tiempo de vida del pinch es de $6 - 10ns$.
- VI. A partir de análisis de imágenes interferométricas se caracterizó la rapidez de la lámina de plasma en las etapas axial y radial. En el caso de la etapa axial se registra una rapidez de $4 \times 10^4 m/s$, la rapidez media del pistón en la etapa radial es de $5 \times 10^4 m/s$, mientras que la rapidez de elongación axial de la lámina es de $3 \times 10^4 m/s$.
- VII. Se demostró que este dispositivo genera los mismos escenarios de alta densidad observados para dispositivos operados en un amplio rango de energía. En particular, densidades electrónicas máximas del orden de $10^{25} m^{-3}$ se midieron para un disparo en D_2 emitiendo neutrones.
- VIII. A tiempos posteriores a $70ns$ después del dip se observa la aparición de estructuras tipo jet, compuestas por un plasma metálico proveniente de material ablacionado desde el ánodo. Estudios posteriores se requieren para determinar la dinámica y el mecanismo responsable de estas estructuras.

5

Estudio de optimización para emisión de neutrones

5.1 Introducción.

La comparación de distintos dispositivos PF operados en un amplio rango de energía ha permitido establecer reglas de escala y ventanas de valores para los parámetros de funcionamiento. Entre estos se pueden mencionar el voltaje de operación, presión de llenado de la cámara, el parámetro de drive, inductancia del generador, tiempo característico del circuito y razón entre el radio del cátodo respecto del radio del ánodo (r_{cat}/r_a). Como se muestra en la tabla 5.1, dispositivos operados a energías sobre centenas de joules mantienen la razón $r_{cat}/r_a \sim 2,5$. Los reportes para PF-50J se han realizado con $r_{cat}/r_a = 4,5$. Entre otras, esta es una de las diferencias que presenta este dispositivo respecto de otros equipos. Motivado por esto, en esta sección se presenta un estudio de optimización para la emisión de neutrones en el dispositivo PF-50J operado en condiciones similares a las reportadas en la literatura (ver capítulo 4) pero con un cociente $r_{cat}/r_a \sim 2,5$.

A partir del barrido en valores de la presión de llenado de la cámara de descarga y del largo efectivo del ánodo se obtienen las condiciones óptimas de operación del dispositivo las cuales maximizan la tasa de emisión de neutrones. Asimismo, se estudia las leyes que determinan la optimización del y el efecto en la emisión de neutrones de variables como el circuito de flujo de gas, nivel de flujo y geometría de la cámara de descarga. Los resultados de este trabajo permitirán a futuro mejorar la ingeniería de este tipo de dispositivos como fuentes pulsadas de neutrones.

5.2 Ajuste y montaje experimental.

El ajuste experimental del dispositivo PF-50J utilizado para este estudio se presenta en la tabla 5.2, en esta tabla también se incluyen los rangos asociados a los parámetros de barrido. Como se muestra en la figura 5.1, a la configuración de electrodos se le introdujo un elemento de distorsión de campo con la premisa de mejorar la formación de lámina.

El dispositivo se operó en autorruptura para un voltaje nominal de $28,5kV$. El voltaje en el ánodo y la derivada de corriente se monitorizaron usando el divisor resistivo y la bobina rogowskii descritos respectivamente en la sección 2.1. El voltaje de ruptura del spark-gap del dispositivo fue registrado usando una punta divisora $\times 1000$ conectada al osciloscopio y debidamente calibrada.

Dado el radio interior del cátodo, la configuración de electrodos reportada en el presente estudio satisface $r_{cat}/r_a = 2,17$, no obstante, la erosión del plato de cátodo indica presencia de plasma mas allá del radio interior. De modo que se estima $r_{cat}/r_a \sim 2,5$. Para la medición de neutrones con resolución temporal se utilizaron dos de los arreglos de centelladores con fotomultiplicadores (denominados FM1 y FM3) descritos en la sección 2.2. Con el objetivo de reducir la detección de rayos-X duros, y así aumentar

Tabla 5.1 Tabla compilada para dispositivos operados en el rango de energía $0,1 J \leq E \leq 1 M J$. Compilación realizada por L. Soto [80].

Dispositivo	E (kJ)	C_0 (μF)	L_0 (nH)	V_0 (kV)	I_{peak} (kA)	I_{dip} (kA)	r_a (cm)	r_{cat} (cm)	L_{ef} (cm)	r_{cat}/r_a	L_{ef}/r_a	P ($mbar$)
PF-1000 [81]	1066	1332	8,9	40	15475	2000	11,5	20	60	1,74	5,2	6,7
SPEED2 [82]	67	4,16	20	180	2596	—	5,4	11	1,5	2	0,3	3
Novikowski [83]	13,6	21	75	36	602	—	2	5	23	2,5	11,5	1,3
FNII [43]	4,8	7,4	54	36	421	350	2,5	5	4	2	1,6	3,7
NG2 [84]	4,77	10,6	39	30	494	—	1,9	4,22	8,7	2,2	4,6	4
AAAPT [85]	2,35	32,7	80	12	242	—	0,9	2,5	14,8	2,8	16,4	4
PACO [43]	2	4,16	50	31	283	250	2	5	4	2,5	2	1,5
PF-400J [42]	0,4	0,88	38	30	144	130	0,6	1,55	0,7	2,6	1,2	9
PF-50J [27]	0,05	0,16	38	25	60	60	0,3	1,35	0,48	4,5	1,6	6
PF-50J [27]	0,07	0,16	38	29	51	50	0,3	1,35	0,48	4,5	1,6	9
NF [31]	0,00025	0,005	5	10	10	6,5	0,022	0,2	0,04	9,1	1,8	16
NF [31]	0,0001	0,005	5	6,5	6,5	4,5	0,08	0,4	0,04	5	0,5	3

Tabla 5.2 Ajuste experimental y rango de barrido de parámetros para optimización PF-50J.

DESCARGA	Gas $P(\text{mbar})$ Voltaje (kV) Mode Tasa de Repetición (Hz)	D_2 – Flujo 2–12 27–31 Autorruptura, repetitivo 0,1–0,5
ÁNODO	Material $r_a(\text{mm})$ Perforación $L_{ef}(\text{mm})$	Acero Inoxidable 3 2,25mm radio, 18mm profundidad 2–7
AISLANTE	Material $L_{ef}(\text{mm})$ Diámetro interior Diámetro exterior	Alúmina 24,5 1/4” 3/8”
CÁTODO	Material # Barras Radio interior (mm) Radio al eje de la barra (mm) $L_{ef}(\text{mm})$	Acero inoxidable 6 (5mm de diámetro) 6,5 8,75 34

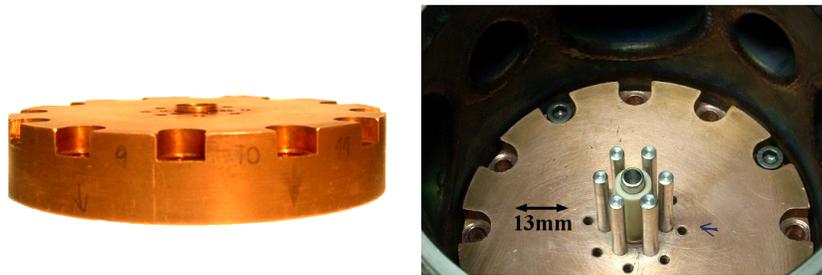


Figura 5.1 Configuración de electrodos con elemento de distorsión de campo.

la capacidad de discriminación de neutrones, en el montaje experimental reportado en este capítulo el arreglo de FM1 fue cubierto con una lámina de plomo de $3mm$ de espesor. En estas condiciones, pruebas realizadas utilizando una fuente de ^{241}Am , con líneas características de $13,9$ y $59,54keV$, permitieron determinar una disminución de un 90% respecto de la intensidad inicial. Para energías entre $60 - 100keV$, se estima que la intensidad disminuye a un 99% . Los FM's fueron dispuestos a 90° respecto del eje a $20cm$ el FM1, mientras que el FM2 se posicionó a distancias variables.

La medición de la emisión de neutrones se realizó usando los sistemas de detección $^3He - 206$ y $^3He - 209$ de acuerdo a la metodología propuesta en el capítulo 3. No obstante, cuando la emisión de neutrones es muy baja, es posible discriminar aquellos disparos donde existe detección de neutrones a partir de la forma de la señal eléctrica registrada por los sistemas 3He . En estos casos la incerteza del número de eventos detectados se reduce a la incerteza por estadística de conteo. Los detectores fueron posicionados en 0° y 90° a $19cm$ de la zona donde se forma el pinch. Dado que el interés es estudiar la optimización en términos de la tasa de emisión de neutrones, se utilizó un sistema de registro continuo para las mediciones entregadas por los detectores de neutrones. Este sistema consiste en el uso de un osciloscopio Tektronix TDS684B, el cual cuenta con una función de integración automática de señal, por tanto el display del valor de la integral, la traza eléctrica de los sistemas 3He , el voltaje de ruptura y el display de un contador de disparos fueron registrados en video. El análisis posterior de los datos requirió extraer la información de cada serie de disparos desde los videos. Adicionalmente, para ciertos disparos se almacenó digitalmente las señales eléctricas de voltaje, dI/dt , FM's y sistemas de 3He , pues los osciloscopios en uso estaban conectados a través de un puerto GPIB a un computador.

Cada serie de disparos, correspondientes a un valor de presión y largo efectivo del ánodo, considera una estadística con un tamaño muestral entre 150 a 300 disparos.

5.3 Resultados y análisis.

En esta sección se reportan resultados del barrido realizado para los siguientes parámetros

$$L_{ef} : 3,7mm, 4,6mm, 5,5mm, 6,3mm, 6,8mm$$

$$P : 2 - 12mbar$$

Por su parte, se reporta de manera independiente el valor medio obtenido para el voltaje de carga. El valor entre paréntesis al lado del voltaje de carga corresponde al error estándar en la última cifra significativa.

Para cada serie de disparos, la tasa de emisión de neutrones detectada en una dirección arbitraria se calcula tomando el promedio sobre la muestra completa

$$\bar{Y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i, \quad (5.1)$$

donde N es el tamaño muestral e i el número de disparo. Dado que existe anisotropía, la mejor estimación de la emisión por ángulo sólido y emisión total para un disparo particular viene dada respectivamente por

$$Y_m = \left(\frac{Y_a/dY_a^2 + Y_r/dY_r^2}{1/dY_a^2 + 1/dY_r^2} \right) \implies Y_{4\pi} = f_{4\pi} \cdot Y_m, \quad (5.2)$$

con Y_a y Y_r la emisión detectada en dirección axial (0°) y radial (90°) respectivamente. La tasa de emisión promedio y tasa de emisión total estimada se obtienen desde

$$\bar{Y}_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_{mi} \implies \bar{Y}_{4\pi} = f_{4\pi} \cdot \bar{Y}_m. \quad (5.3)$$

La literatura de plasma focus no es estrictamente precisa respecto del análisis estadístico de la emisión de neutrones, es común encontrar el reporte solamente de “buenos” disparos, o bien, el reporte de disparos cuya emisión detectada es significativamente distinta del conteo de fondo (por ejemplo cuando se utilizan detectores de plata activada). Lo anterior resulta en una sobre estimación de la tasa de emisión de neutrones. A fin de poder establecer comparaciones con la literatura existente, para cada barrido en presiones, en adelante serie, se analizan también distintas porciones de la muestra:

Emisión no nula (NNE). Corresponde a la tasa de emisión calculada sobre aquellos disparos de la muestra que registran detección de neutrones.

Emisión del 10 % superior de la serie (10 %S). Corresponde a la tasa de emisión calculada sobre el 10 % de los disparos con emisión mas alta de cada serie.

Mejor disparo (BS). Corresponde a la emisión por ángulo sólido y/o emisión total más intensa registrada en la serie.

La reproducibilidad o frecuencia de detección observada en unidades porcentuales se obtiene desde

$$Rp = 100 \frac{N_{Y \neq 0}}{N}, \quad (5.4)$$

donde $N_{Y \neq 0}$ corresponde al número de disparos de la serie que registran detección de neutrones.

En los datos de cada serie, la anisotropía en la emisión de neutrones se mide utilizando el modelo lineal

$$Y_a = A \cdot Y_r, \quad (5.5)$$

donde el parámetro A se obtiene como una solución por mínimos cuadrados ponderados. En este caso A corresponde a la anisotropía observada pues contiene una componente generada por scattering en el banco de condensadores del dispositivo, por tanto este valor es diferente de la anisotropía absoluta asociada a la emisión de neutrones.

En la figura 5.2 se presentan los resultados obtenidos para tasa de emisión detectada en dirección axial o radial. Las incertezas reportadas en esta gráfica corresponden al error estándar asociado al valor medio.

En las figuras 5.3-5.7 se presentan gráficas comparativas de la tasa de emisión de neutrones, reproducibilidad y anisotropía observada para cada una de las configuraciones estudiadas. En las gráficas de anisotropía se incluye también los efectos anisotrópicos generados por scattering de neutrones sobre la base plástica y banco de condensadores del dispositivo PF-50J. Los efectos anisotrópicos fueron determinados usando los sistemas 3He y la fuente de referencia ${}^{252}Cf$.

Para cada uno de los barridos en presión presentados en la fig. 5.2 se observa a lo menos un máximo para la tasa de emisión, a partir de los cuales se concluye que la configuración óptima para emisión de neutrones corresponde a

$$L_{ef} = 6,3mm \quad , \quad P = 5,3mbar \quad (5.6)$$

cuando el dispositivo se opera con $r_a = 3mm$, $r_{cat}/r_b = 2,17$, $V_c = 28,5kV$, autorruptura. Para esta configuración la ventana de emisión está en el rango de presiones $4,5mbar \leq P \leq 6mbar$, se registra una tasa de emisión de $240,5 \pm 28n/pulso \cdot sr$ a lo largo del eje (90° respecto de la horizontal) y $198,4 \pm 22n/pulso \cdot sr$ a 0° respecto de la horizontal. La tasa de emisión total estimada es de $214,2 \pm 17,4n/pulso$. Como producción de neutrones se reporta la emisión total estimada en buenos disparos, estos corresponden a la porción 10 %S, los cuales generan una tasa de emisión total estimada de $1,3 \times 10^4 n/pulso$. De acuerdo a la ley de escalamiento obtenida en el capítulo 1, este valor para la producción de neutrones no es significativamente distinto de la tendencia que presentan dispositivos en un amplio rango de energías ($50J \leq E \leq 1MJ$).

Las gráficas comparativas muestran que la emisión no nula (NNE) y la emisión del 10 % superior de la serie (10 %S) satisfacen la misma tendencia que la tasa de emisión, por tanto la configuración de optimización encontrada es única. En la tabla 5.3 se presenta a modo de comparación los valores de

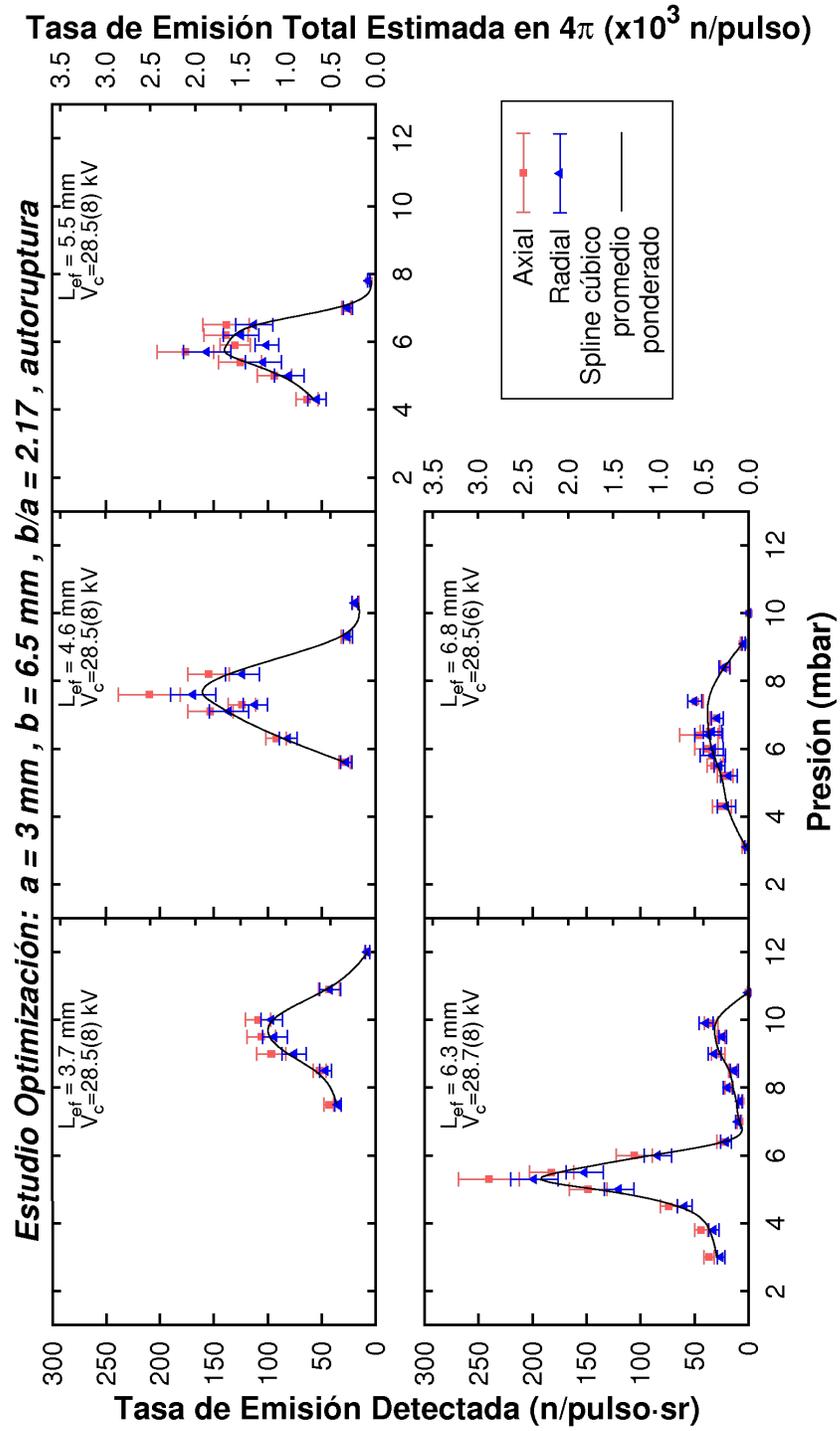


Figura 5.2 Resultados tasa de emisión de neutrones y tasa de emisión total estimada.

$L_{ef} = 3.7 \text{ mm}$, $a = 3 \text{ mm}$, $b = 6.5 \text{ mm}$, $b/a = 2.17$
 $V_c = 28.5(6)$, *autoruptura*

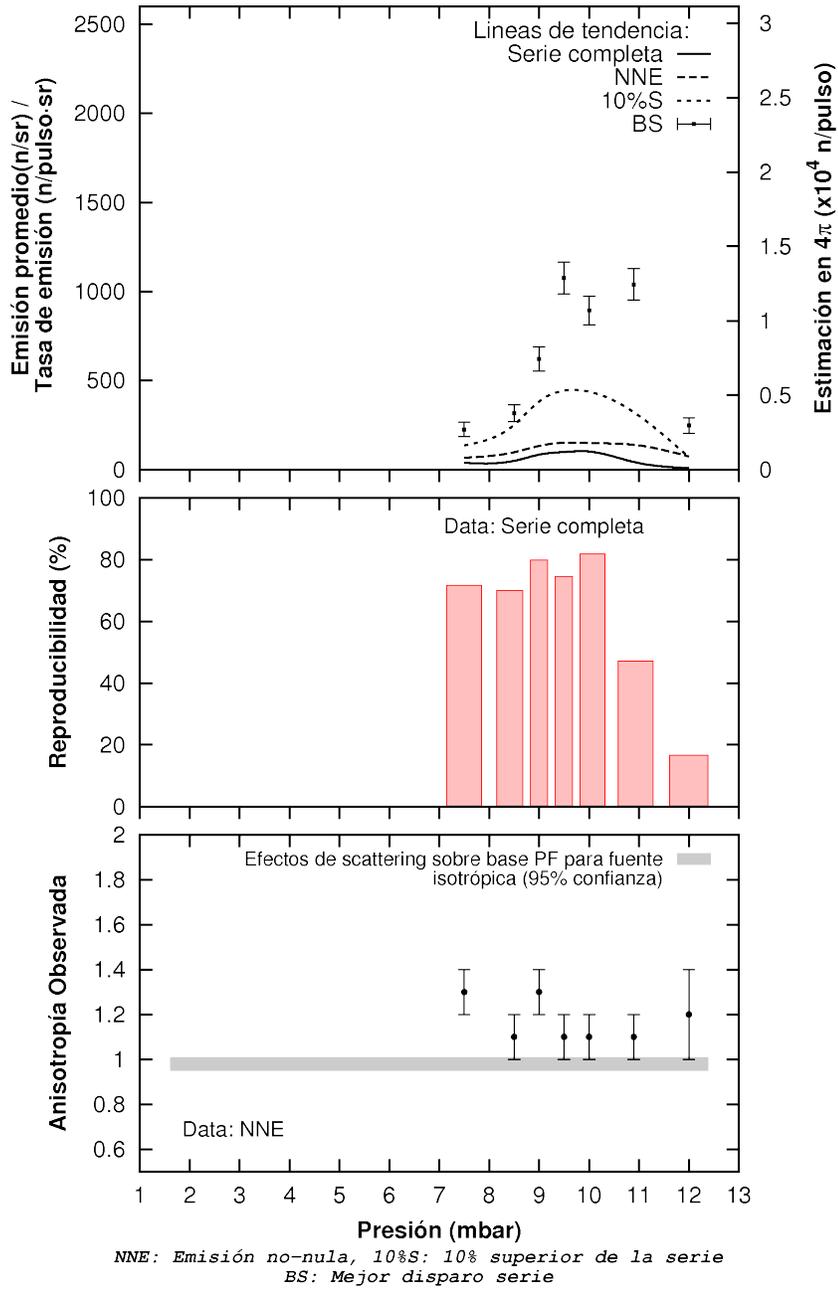


Figura 5.3 Resultados serie de disparos con $L_{ef} = 3,7mm$.

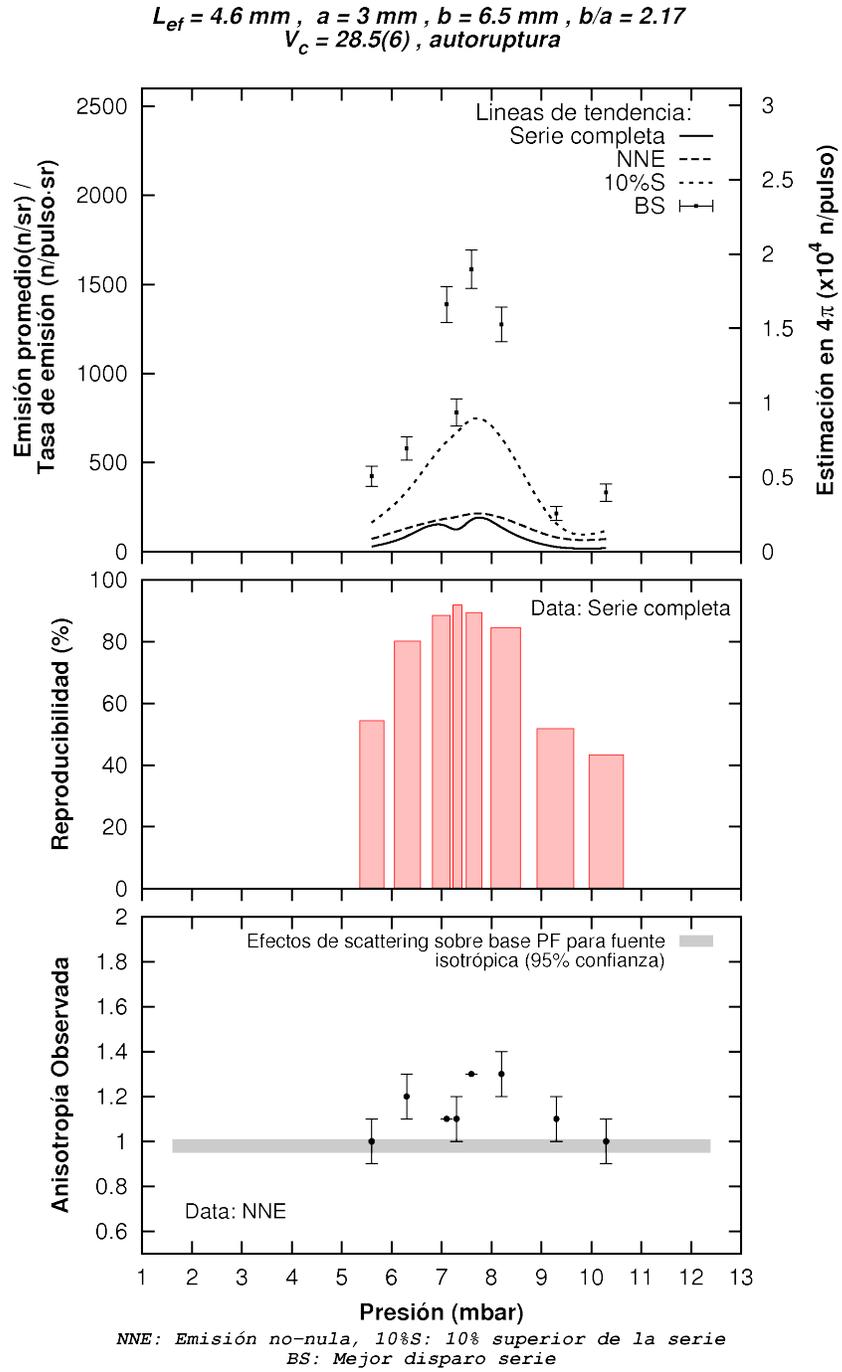


Figura 5.4 Resultados serie de disparos con $L_{ef} = 4,6\text{mm}$.

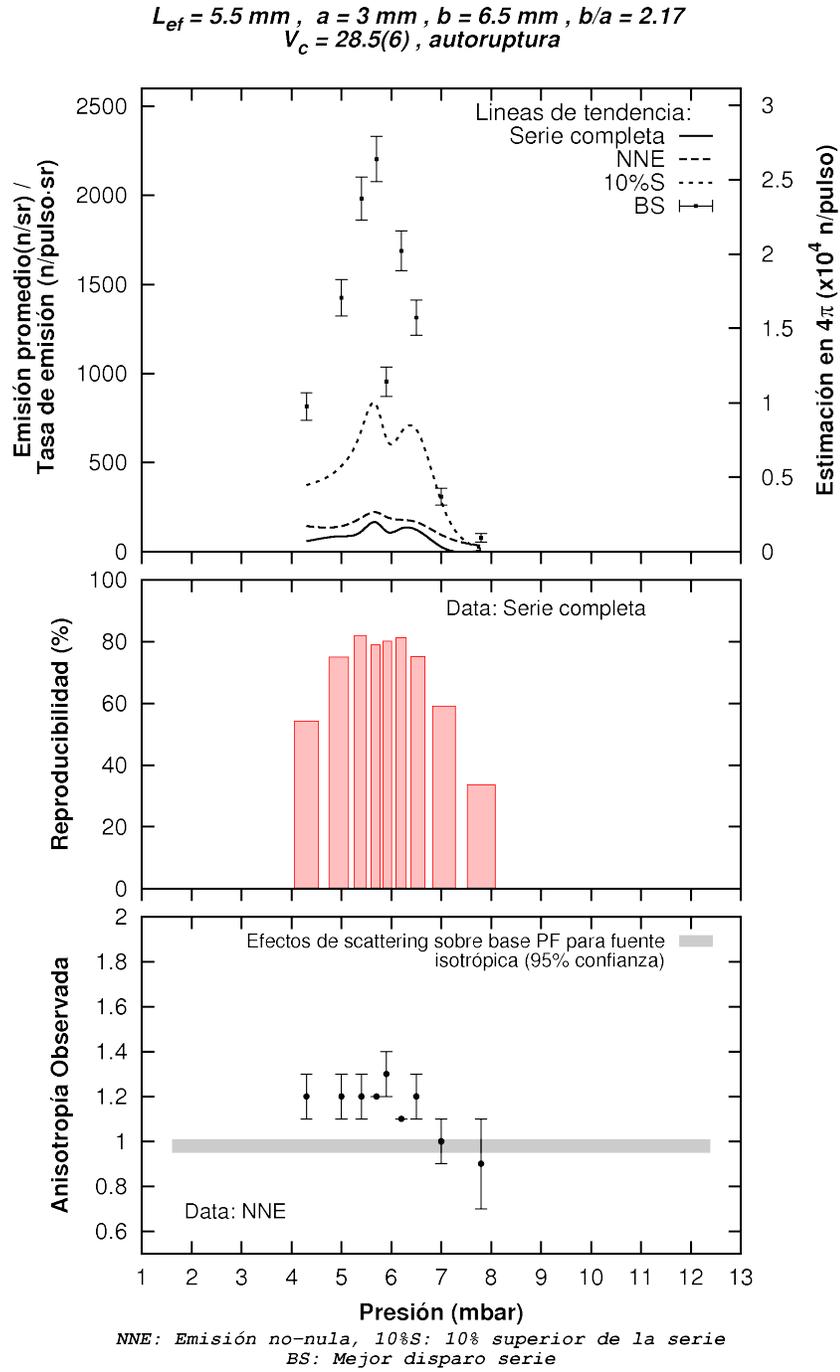


Figura 5.5 Resultados serie de disparos con $L_{ef} = 5,5\text{mm}$.

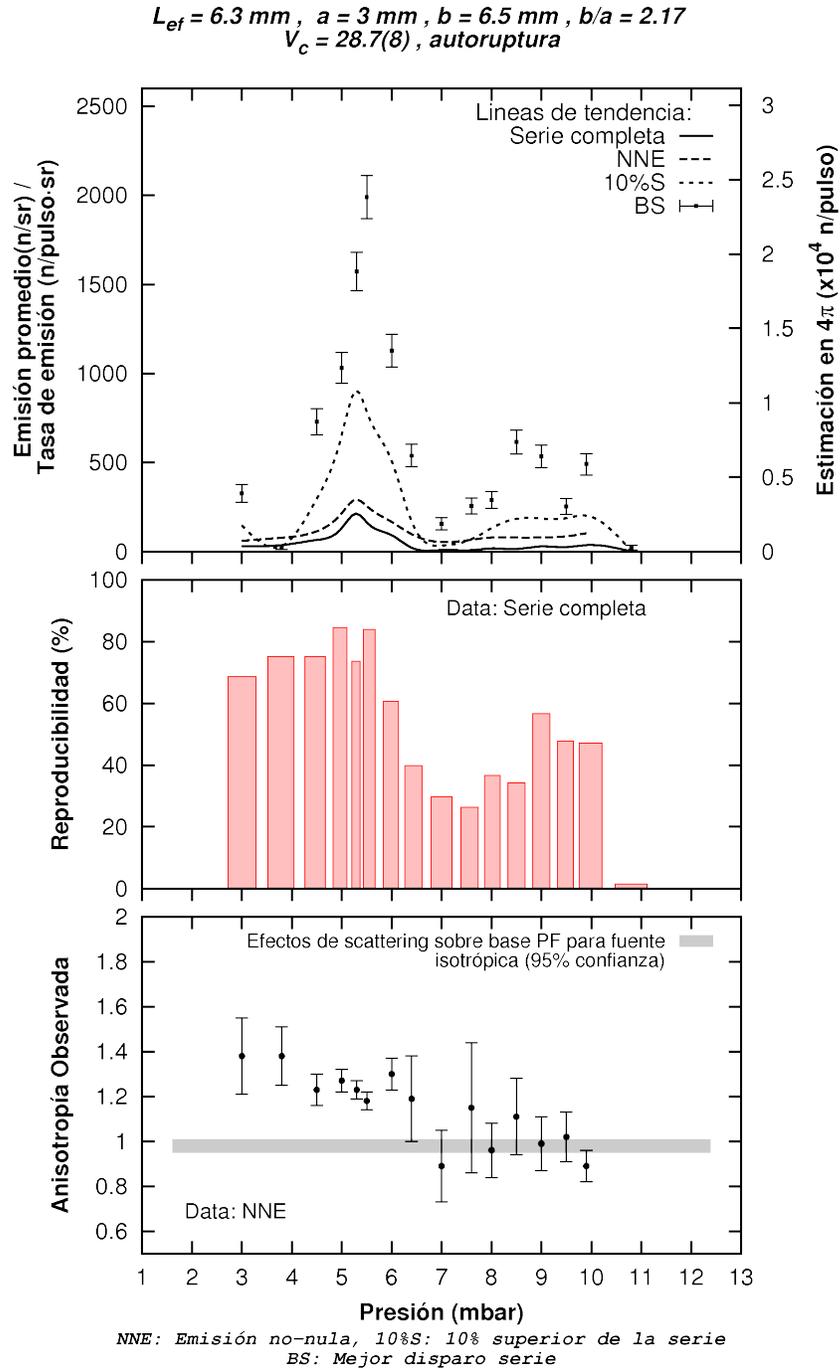


Figura 5.6 Resultados serie de disparos con $L_{ef} = 6,3mm$.

$L_{ef} = 6.8 \text{ mm}$, $a = 3 \text{ mm}$, $b = 6.5 \text{ mm}$, $b/a = 2.17$
 $V_c = 28.5(6)$, *autoruptura*

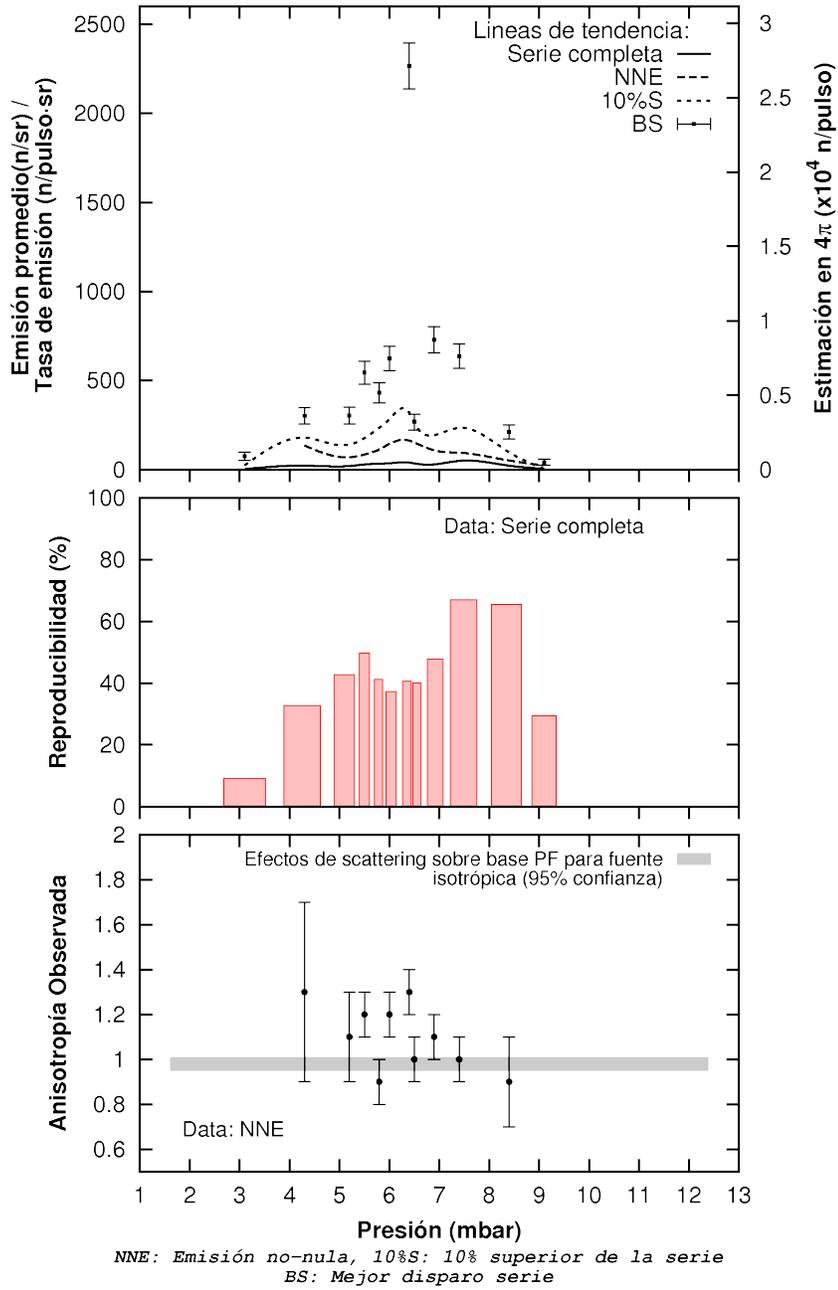


Figura 5.7 Resultados serie de disparos con $L_{ef} = 6,8mm$.

Tabla 5.3 Tabla de comparación para configuraciones óptimas y emisión de neutrones.

$N_{muestra}$	$L_{ef}(mm)$	$P(mbar)$	\bar{Y}_m	NNE	10 %S	M_{NNE}	$M_{10 \%S}$
1118	3,7	10	102	144	436	1,41	4,29
1308	4,6	7,6	183	234	812	1,28	4,43
1573	5,5	5,7	165	241	930	1,46	5,65
2721	6,3	5,3	214	336	1038	1,57	4,85
1267	6,8	7,4	50	107	270	2,15	5,44
$\sum = 7987$	<i>Promedio:</i>					1,57	4,93

la emisión y emisión en distintas porciones de la muestra para las configuraciones óptimas determinadas experimentalmente. De esta tabla se desprende que, relativo a la tasa de emisión, se puede calcular factores de escala tal que

$$NNE = M_{NNE} \cdot \bar{Y}_m \quad , \quad 10 \%S = M_{10 \%S} \cdot \bar{Y}_m. \quad (5.7)$$

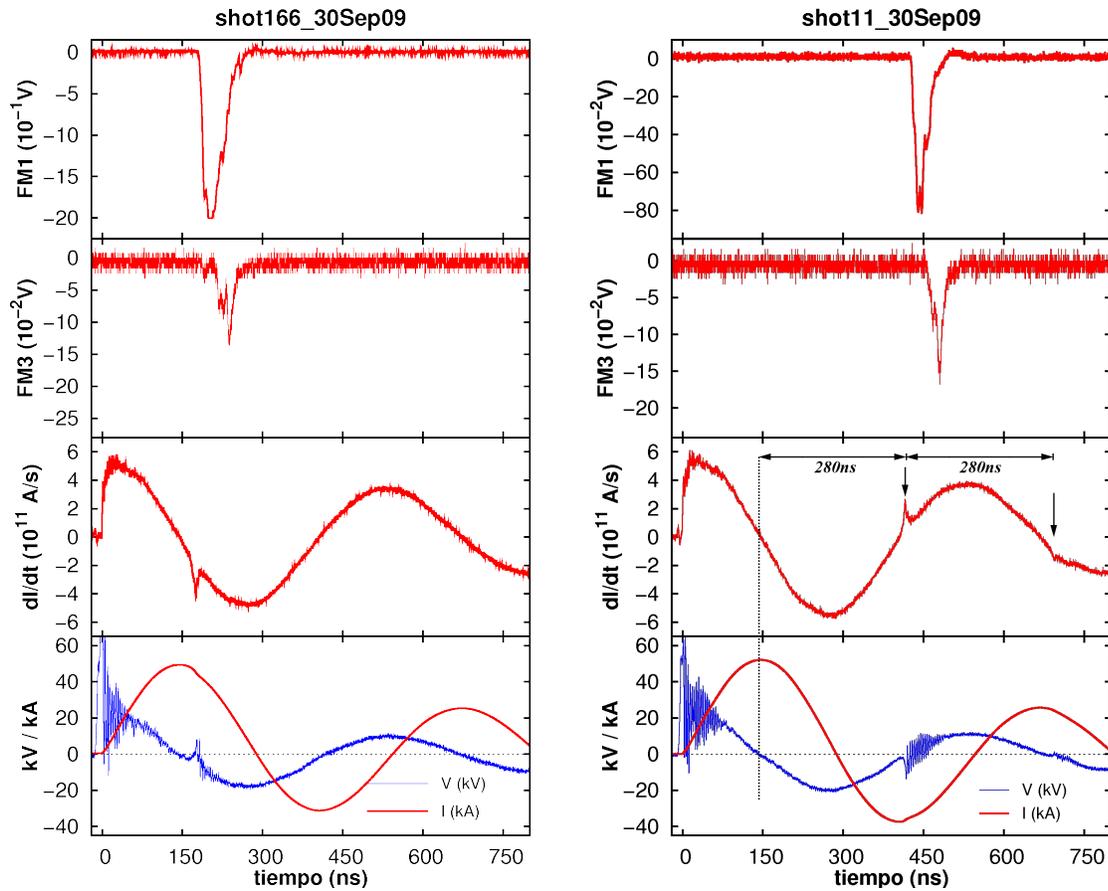
Los factores de escala obtenidos se presentan en la misma tabla 5.3, donde también se muestran los tamaños muestrales para cada serie de barrido en presión. El tamaño muestral total en que se basa el análisis estadístico de la emisión de neutrones del presente estudio es de 7987 disparos. El disparo más intenso registrado se obtuvo en la configuración de $L_{ef} = 5,5mm$ y $P = 5,7mbar$ con una emisión total estimada de $(2,6 \pm 0,2) \times 10^4 n/pulso$.

Como se desprende de las figuras 5.3-5.7, la reproducibilidad no sigue estrictamente la misma tendencia de la emisión de neutrones (tasa de emisión, NNE, 10 %S), esto significa que configuraciones con baja tasa de emisión pueden tener comparativamente un nivel alto de reproducibilidad. No obstante lo anterior, en la mayoría de configuraciones estudiadas, el régimen de alta reproducibilidad se obtiene sólo en torno al óptimo.

La emisión del dispositivo es anisotrópica siendo mayor en la dirección axial. Lo anterior se concluye por cuanto los valores de anisotropía observada son significativamente mayores que lo que se espera por efectos de scattering para una fuente isotrópica (ver figuras 5.3-5.7). La anisotropía observada en torno a los óptimos es relativamente constante y tiene valor esperado de $A = 1,36$.

El barrido en presión en el cual se encontró la configuración óptima corresponde a $L_{ef} = 6,3mm$. La tasa de emisión para esta configuración presenta dos máximos (ver fig. 5.2), el primero, siendo el máximo global, se ubica entre 4,5 – 6,5mbar. Por su parte el segundo máximo se ubica entre 8,5 – 10,5mbar. La evidencia experimental permite concluir que la existencia de estos dos máximos está relacionada con dos regímenes de formación de pinch. Como se muestra en las figuras 5.8a y 5.8b, en el caso del máximo a 5,3mbar la emisión de neutrones está correlacionada temporalmente con formación de pinch en torno al primer máximo de corriente, mientras que en el caso del máximo a 9,9mbar la emisión de neutrones está correlacionada temporalmente con emisión en torno al primer mínimo de corriente. La formación de múltiples láminas en dispositivos plasma focus es un hecho reportado en la literatura, sin embargo la mayoría de los reportes muestran formación de múltiples pinches con respectiva emisión de neutrones en torno al primer máximo de corriente [86, 87]. La evidencia que se presenta en esta tesis no descarta el fenómeno de formación de múltiples pinches en torno al primer máximo de corriente. Por otro lado, recientemente se ha reportado la formación de pinch en torno al primer mínimo y segundo máximo de corriente [88]. En este trabajo de tesis además de verificar este fenómeno, se demuestra que la formación de pinches correlacionados a máximos o mínimos posteriores de corriente genera emisión de neutrones.

La transferencia de energía desde el generador al plasma en un intervalo de tiempo $[t_1, t_2]$ se calcula



(a) shot166_30Sep09: 5,3mbar de presión y 6,3mm largo efectivo. Disparo correspondiente a la configuración óptima o máximo global de la tasa de emisión.

(b) shot11_30Sep09: 9,9mbar de presión y 6,3mm largo efectivo. Disparo correspondiente a la configuración con máximo local en la tasa de emisión.

Figura 5.8 Señales eléctricas y medición de neutrones con resolución temporal para disparos en el máximo local y máximo global de la emisión de neutrones para serie de barrido en presión con $L_{ef} = 6,3mm$. FM1 y FM3 puestos a 20cm y 55cm del eje respectivamente.

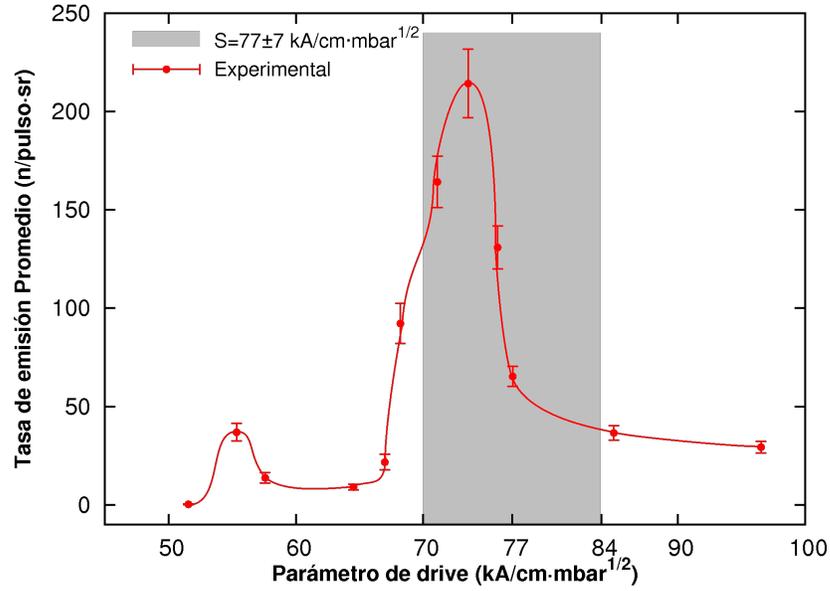


Figura 5.9 Tasa de emisión en función del parámetro de drive. El óptimo de la configuración cae dentro del intervalo definido por $S = 77 \pm 7 \text{ kA/cm} \cdot \text{mbar}^{1/2}$.

de acuerdo al término

$$E_T = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} \frac{dL}{dt} \cdot I^2 dt. \quad (5.8)$$

En el caso de una implosión radial para un circuito LC , o RLC con término resistivo despreciable, el mejor acoplamiento para transferencia de energía se obtiene cuando la energía remanente almacenada en el banco de condensadores es mínima, es decir, en torno a los máximos o mínimos de corriente (ver capítulo 1) [10], esto redundaría en un aumento de la compresibilidad al final de la etapa radial, y por ende, beneficia la producción de neutrones. Por otro lado, cuando se opera a altas presiones, es decir más allá del límite de alta presión (ver sección 1.1.1), la primera evolución de la lámina posterior a la ruptura e inicio de la corriente debiera resultar en un pistón poco eficiente que deja tras de sí gas ligeramente ionizado [14]. La presencia de gas ionizado en el ambiente y la existencia de un elemento de distorsión de campo en la base de los electrodos debieran favorecer la formación de láminas posteriores. Por su parte, el mayor nivel de ionización debiera mejorar la eficiencia del pistón magnético en estas láminas posteriores. La superposición de los efectos mencionados anteriormente da lugar a un régimen secundario de emisión operado en altas presiones.

La hipótesis anterior se ve sustentada por la evidencia presentada en las señales de las figs. 5.8a y 5.8b. A altas presiones, más allá del límite definido por el borde derecho posterior al máximo global de la tasa de emisión (ver fig. 5.2), desaparece el dip en torno al primer máximo de corriente y aparece primero en torno al primer mínimo, para luego 280ns después aparecer en torno al segundo máximo de corriente. En ambos casos se satisface que el valor del voltaje en el banco de condensadores es cercano a cero.

Cuando se estudia la tasa de emisión respecto del parámetro de drive calculado a partir de los datos experimentales se obtiene la gráfica que se presenta en la figura 5.9. De ella se desprende que existe un valor S_{opt} que optimiza la tasa de emisión de neutrones, en el caso del PF-50J este valor es

$$S_{PF-50J} = 73,5 \text{ kA/cm} \cdot \text{mbar}^{1/2}. \quad (5.9)$$

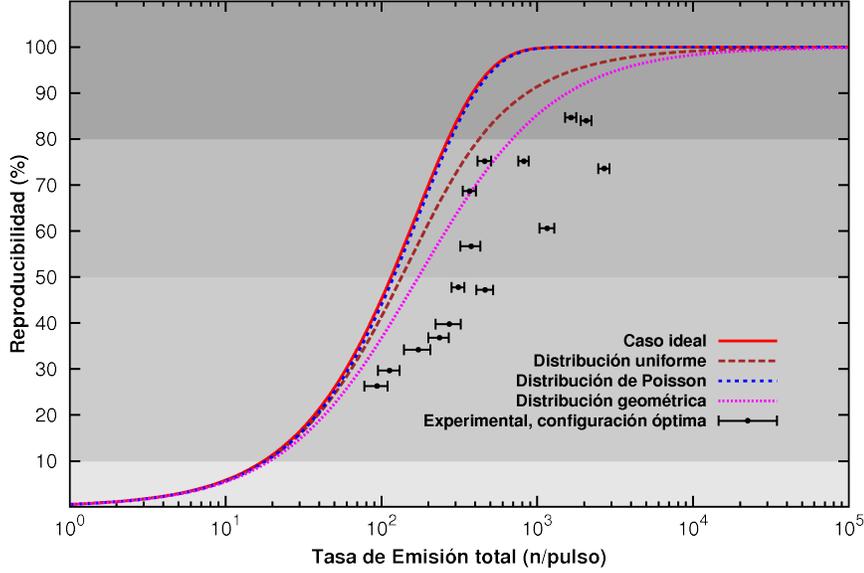


Figura 5.10 Comparación modelos de reproducibilidad con resultados experimentales.

Es interesante notar que este resultado verifica lo reportado por Lee *et al.* [11] por cuanto dispositivos optimizados para emisión de neutrones exhiben un parámetro de drive ($I_{peak}/r_a\sqrt{P}$) con valores típicamente dados por $S = 77 \pm 7 kA/cm \cdot mbar^{1/2}$. Por su parte el parámetro de densidad de energía es $6,75 \times 10^{10} J/m^3$, mientras que el parámetro de energía por masa es $45,4 \times 10^7 J/m^3 mbar$, lo cual verifica lo reportado por Soto *et al.* [17] en términos del rango asociado a estos parámetros. Al lado izquierdo de la gráfica 5.9 se observa el régimen de emisión correlacionado con el primer mínimo de corriente. Esta región tiene un parámetro de drive característico de $55 kA/cm \cdot mbar^{1/2}$.

5.3.1. Reproducibilidad.

En el capítulo 3 se presentó un cuadro teórico que relaciona la reproducibilidad o frecuencia de emisión observada con la tasa de emisión de neutrones o emisión total esperada. Este cuadro es usado ahora para comparación en la figura 5.10 con los resultados experimentales, donde se gráfica la reproducibilidad versus la tasa de emisión total esperada. De esta gráfica se concluye que los casos de estudio analizados entregan estimaciones optimistas de la reproducibilidad. En este sentido, los casos de estudio deben ser considerados como cotas superiores para la reproducibilidad.

5.3.2. Optimización como un problema paramétrico.

La optimización de un dispositivo PF para emisión de neutrones ha sido discutida por diversos autores. Rapp [20] hace uno de los primeros reportes de mediciones sistemáticas relacionadas con la optimización en dispositivo operado entre $20 - 45 kJ$. Sus resultados muestran que existe una ley de escalamiento para las configuraciones de optimización en el espacio de parámetros P versus L_{ef} , la cual establece que dado

Tabla 5.4 Tabla de valores típicos observados para configuraciones óptimas. Los valores promedios se reportan con una incerteza que corresponde a la desviación estándar muestral.

Óptimo	$L_{ef}(m)$	$P(mbar)$	$\bar{I}_{peak}(kA)$	$\bar{I}_{dip}(kA)$	$\bar{S}(kA/cm \cdot mbar^{1/2})$
Primer máximo	3,7	10	51,8	50	54,6
	4,6	7,6	50,1	47,7	60,5
	5,5	5,7	50,7	48,6	70,8
	6,3	5,3	50,8	47,5	73,5
<i>Promedio:</i>			$50,8 \pm 0,7$	$48,4 \pm 1,2$	—
Primer mínimo	6,3	9,9	52,2	-36,7	55,4
	6,8	7,4	53	-31,1	65
<i>Promedio:</i>			$52,6 \pm 0,5$	$-33,9 \pm 4$	—

un largo efectivo, se satisface

$$\frac{E_0}{P_{opt} \cdot L_{ef_{opt}}} = cte. \quad (5.10)$$

Otros estudios realizados han sido reportados por Beg *et al.* [89] quien estudió la dependencia de la emisión de neutrones con respecto a la presión y largo de ánodo en un dispositivo operado a $3kJ$. Mas recientemente Hyun-Jong *et al.* [90] realizan un reporte similar en un equipo de $4kJ$. Koh *et al.* reportan un estudio más detallado donde además de la presión y largo efectivo del ánodo, se modifica el largo efectivo del aislante y el voltaje de carga en el dispositivo NX2 ($3,2kJ$ nominal).

Además de los estudios experimentales para la optimización, se han desarrollado códigos que asisten la selección de configuraciones de estudio a partir de estimaciones de la emisión de neutrones basadas en modelos de la dinámica de PF (típicamente modelo barre-nieve y/o Slug) y el tipo de mecanismo responsable de la producción de neutrones. Tal es el caso por ejemplo de código de Lee [78], el cual a partir del ajuste de una traza experimental de corriente determina la eficiencia de arrastre de masa y proporción de corriente del circuito llevada por la lámina de plasma. En el caso de este código, la emisión de neutrones es calculada como la suma del aporte procesos haz-blanco (a partir de un modelo fenomenológico) y por procesos termonucleares (a partir de la temperatura y densidad media del pinch, tiempo de vida de la columna y secciones eficaces). Usando los parámetros de eficiencia de masa y corriente, es posible estudiar el espacio de configuraciones, típicamente P versus L_{ef} , y determinar regiones de optimización. Para determinar regiones de optimización, Moreno *et al.* [84] reportan un algoritmo que hace uso de una dinámica tipo barre-nieve y un modelo de producción de neutrones basado en el mecanismo termonuclear el cual muestra una dependencia del tipo $\sim I^4$. Este algoritmo tiene como parámetros de ajuste la longitud estimada del pinch, una referencia isentrópica para el modelo termonuclear y los parámetros de eficiencia de masa en las etapas axial y radial. Este trabajo da cuenta de la existencia de regiones con forma de “banana” en el espacio de parámetros de configuración P versus L_{ef} asociadas al funcionamiento óptimo del dispositivo.

En la tabla 5.4 se presenta una compilación de los valores característicos para corriente máxima (I_{peak}), corriente del circuito en el pinch (I_{dip}) y parámetro de drive (S) obtenidos para las configuraciones óptimas de cada serie de barrido en presiones. En esta tabla se incluye también el máximo local observado a altas presiones en la serie de $L_{ef} = 6,3mm$. Los valores promedios se reportan con una incerteza que corresponde a la desviación estándar muestral. Los valores máximos fueron correlacionados con el momento de emisión. Esto permitió identificar dos grupos de datos, aquellos correlacionados con emisión en torno al primer máximo y primer mínimo de corriente respectivamente. Esto se desprende también del valor de la corriente en el dip.

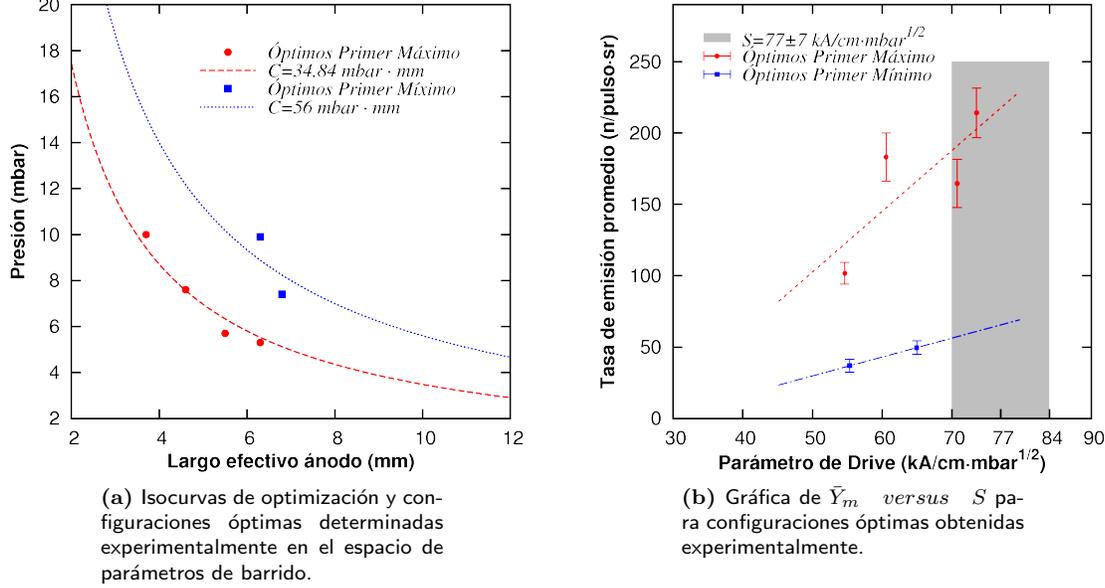


Figura 5.11 Análisis de configuraciones óptimas obtenidas experimentalmente en PF-50J para D_2 , $a = 3mm$, $V_c = 28,5kV$.

Los resultados de la tabla 5.4 arrojan interesantes conclusiones. En particular se verifica la ley de escalamiento propuesta por Rapp para las configuraciones óptimas. En el caso particular de los experimentos reportados en esta tesis, el voltaje de carga tiene solo pequeñas fluctuaciones, por tanto la energía del banco es constante. De modo que la ecuación 5.10 se transforma en

$$P_{opt} \cdot L_{ef\ opt} = cte, \quad (5.11)$$

lo cual define isocurvas de optimización que muestran una forma de “banana” en el espacio de configuraciones P versus L_{ef} . Como se desprende de la figura 5.11a los óptimos en el primer máximo de corriente satisfacen la isocurva

$$(P_{opt} \cdot L_{ef})_{max} = 34,84mm \cdot mbar. \quad (5.12)$$

La evidencia experimental también sugiere que los óptimos en el primer mínimo están descritos por la isocurva

$$(P_{opt} \cdot L_{ef})_{min} = 56mm \cdot mbar. \quad (5.13)$$

Para un voltaje de carga específico, las isocurvas definen la trayectoria de optimización a encontrar experimentalmente. El parámetro $P \cdot L_{ef}$ debe estar relacionado entonces con la configuración eléctrica y geométrica específica del dispositivo.

Cuando se comparan los óptimos con el parámetro de drive (fig. 5.11b) se concluye que la configuración óptima experimental es aquella que cae dentro del intervalo de valores reportados para dispositivos neutrón optimizados. Lo anterior es válido también para los óptimos en el primer mínimo de corriente, donde la tendencia muestra que la tasa de emisión aumenta en la medida en que S cae dentro del intervalo antes mencionado.

Las conclusiones anteriores revisten gran importancia pues sugieren que el problema de la optimización experimental se puede transformar en un problema de optimización paramétrica. La obtención de un

único óptimo, no necesariamente la configuración de optimización, permite determinar la isocurva de optimización a partir del valor $P \cdot L_{ef}$. Sobre esta isocurva se busca una configuración que lleve el valor de S al rango típico para dispositivos neutrón optimizados. La pregunta en este punto es ¿Cómo se modifica paramétricamente el valor de S sobre la isocurva? La respuesta a esta pregunta se encuentra en los resultados experimentales que se presentan en la tabla 5.4, desde donde se desprende que valor de la corriente máxima del circuito sobre la isocurva es constante. Por su parte, la corriente máxima sobre la isocurva asociada a los óptimos en el primer máximo es significativamente distinta de la corriente sobre la isocurva asociada a los óptimos en el primer mínimo. Esto sugiere además que cada isocurva tiene asociado un determinado valor de corriente máxima. Las conclusiones anteriores permiten entonces establecer que sobre cada isocurva se satisface que

$$S \cdot \sqrt{P} = \frac{I_{peak}}{a} = cte. \quad (5.14)$$

De esta forma entonces se ha planteado un cuadro que es consistente la evidencia experimental y que permite a lo menos acotar la región del espacio de parámetros donde se encuentra la configuración de optimización. En general, dado un largo efectivo L_{ef0} se realiza un barrido en presiones desde donde se determina un óptimo en P_0 con una corriente máxima I_{peak} , la presión y largo efectivo sobre la isocurva se obtienen desde

$$P = \left(\frac{I_{peak}}{r_a \cdot S} \right)^2, \quad L_{ef} = \frac{P_0 \cdot L_{ef0} \cdot r_a^2}{I_{peak}^2} \cdot S^2. \quad (5.15)$$

Tomando S en el rango de dispositivos neutrón optimizados se tiene que la configuración de optimización se encuentra en la región definida por

$$4900 \cdot P_0 \cdot L_{ef0} \left(\frac{r_a}{I_{peak}} \right)^2 \leq L_{ef\ opt} \leq 7056 \cdot P_0 \cdot L_{ef0} \left(\frac{r_a}{I_{peak}} \right)^2,$$

desde donde la presión se calcula a partir de

$$P_{opt} = \frac{P_0 \cdot L_{ef0}}{L_{ef\ opt}}. \quad (5.16)$$

Si bien se ha logrado acotar la región del espacio de configuraciones donde se encuentra la configuración de optimización, la evidencia experimental muestra un comportamiento especial en relación a las trayectorias de los óptimos sobre las isocurvas. Como se muestra en la figura 5.12, el óptimo esperado a partir de la trayectoria sobre la isocurva principal (asociada al primer máximo) salta a la isocurva secundaria (asociada al primer mínimo). Este comportamiento debiera tener conexión con las constricciones asociadas al límite de baja presión. De alguna forma, los límites de alta y baja presión modulan la producción de neutrones sobre la isocurva de optimización.

5.4 Algunos aspectos de ingeniería asociados al Plasma Focus como fuente de neutrones.

En esta sección se presentan los resultados y conclusiones de un estudio realizado con el objetivo de determinar el efecto sobre la emisión de neutrones de variables que no fueron consideradas en el estudio de optimización. Estas variables están principalmente relacionadas con la extracción de contaminantes desde la descarga. Para el estudio se consideró como variables:

Geometría de la cámara: Básicamente la modificación del volumen disponible en la región por sobre el ánodo. En la figura 5.13 se muestran superiores de la cámara de descarga utilizada en estos experimentos. *tapa01* fue utilizada en el estudio de optimización. *tapa02* reduce el volumen disponible.

5.4. ALGUNOS ASPECTOS DE INGENIERÍA ASOCIADOS AL PLASMA FOCUS COMO FUENTE DE NEUTRONES.

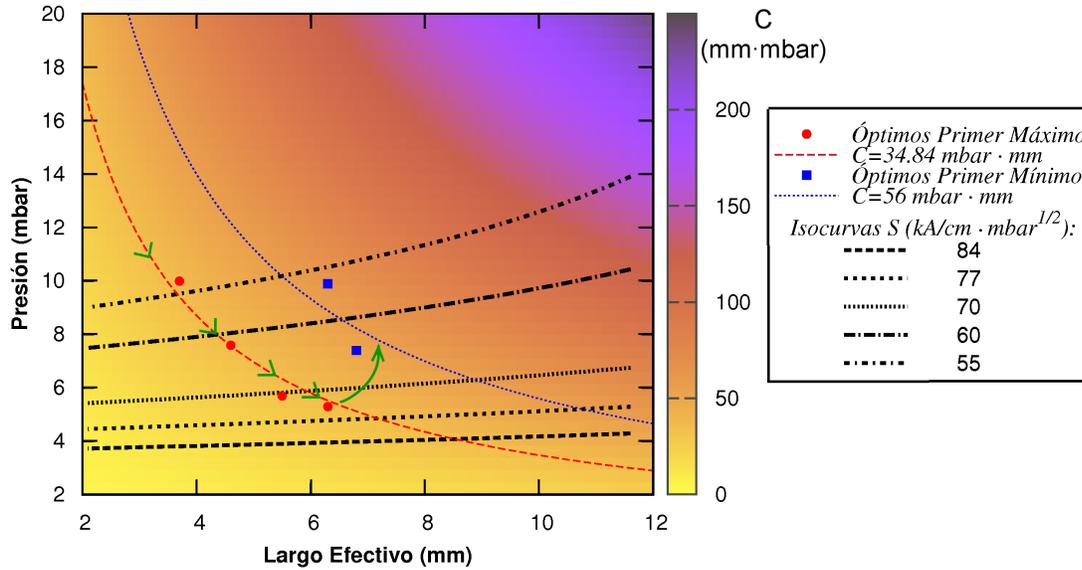


Figura 5.12 Espacio de configuraciones para optimización.



Figura 5.13 Tapas de la cámara de descarga utilizadas en el estudio. Conexiones de vacío en ambas tapas tienen la misma norma. *tapa01* fue utilizada en el estudio de optimización.

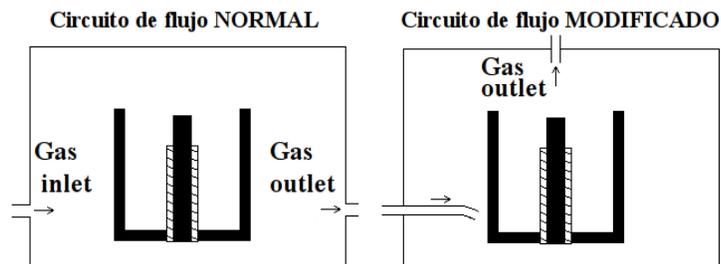


Figura 5.14 Diagrama esquemático de los circuitos de flujo de gas utilizados en estudio.

Tabla 5.5 Tabla de montaje experimental estudio de efectos de la geometría de la cámara, nivel de flujo del gas de llenado y circuito de flujo.

Experimento	Cámara		Nivel de flujo gas		Circuito de flujo	
	<i>Tapa01</i>	<i>Tapa02</i>	<i>Alto</i>	<i>Medio</i>	<i>Normal</i>	<i>Modificado</i>
Serie1		•		•	•	
Serie2	•			•	•	
Serie3		•		•		•
Serie4		•	•			•

Nivel de flujo Gas: Si bien el montaje experimental en el estudio de optimización no considera un monitor de flujo en la cámara de descarga, este se puede controlar de manera gruesa a partir del nivel de apertura de la válvula de entrada y salida, y el tiempo de llenado o vaciado de la cámara de descarga entre dos niveles de presión fijos. En este estudio se usó un nivel de flujo medio caracterizado por un tiempo de vaciado de 38s entre 15mbar a 1mbar. El nivel de flujo alto esta caracterizado por un tiempo de llenado que es entre 4 a 6 veces menor.

Circuito de flujo: El circuito de flujo corresponde a los puntos de entrada y salida del gas en la cámara. Se consideraron dos configuraciones las cuales se muestran esquemáticamente en la figura 5.14. La configuración normal fue utilizada en el estudio de optimización, en esta el ingresa y sale por las ventanas laterales de la cámara. En configuración modificada, el gas sale desde una manguera situada un centímetro después del cátodo. La extracción de gas se realiza a través de una ventana la ventana axial que se observa en las figuras de las tapas de la cámara (ver fig. 5.13).

La configuración de electrodos, dispositivo y detectores es la misma utilizadas en el estudio de optimización con excepción que se utiliza un largo efectivo de ánodo de 5,9mm. La descarga es operada en autorruptura a un voltaje medio de 28,5kV.

Se realizaron cuatro series de disparos en distintas condiciones. En la tabla 5.5 se presentan las configuraciones asociadas a cada una de las series de disparos.

Los resultados experimentales, en términos de la reproducibilidad y tasa de emisión estimada, se presentan en las figuras 5.15a y 5.15b. El tamaño muestral de cada serie es de 300 disparos aproximadamente.

A partir de los resultados experimentales se desprenden las siguientes observaciones:

- i. Manteniendo el circuito de flujo de gas se observa un aumento de $\sim 3\times$ en la tasa de emisión por el sólo efecto de cambiar la tapa de la cámara de descarga.
- ii. Cambiando el circuito de flujo de gas, pero manteniendo la tapa de la cámara, se observa un aumento menor en la tasa de emisión cercano a $2\times$.
- iii. Manteniendo la tapa de la cámara (*Tapa02*) y con un circuito de flujo modificado, un aumento en el nivel de flujo aumenta la tasa de emisión en un factor $\sim 4\times$.
- iv. Usando *Tapa02*, cambiando el nivel de flujo de medio a alto y cambiando el circuito de flujo de normal a modificado se obtiene un aumento en la tasa de emisión $\sim 9\times$. Esto contrasta con observaciones realizadas durante la serie de experimentos para optimización, donde usando *Tapa01* un aumento en el nivel de flujo y entrada normal no producía aumento significativo en la tasa de emisión.
- v. La reproducibilidad sigue la misma tendencia mostrada por la tasa de emisión de neutrones ante las modificaciones experimentales.
- vi. Los aumentos en la tasa de emisión debidos a modificaciones experimentales, a la vez de generar mejoras en la reproducibilidad, se explican por un aumento en la frecuencia de aparición de disparos

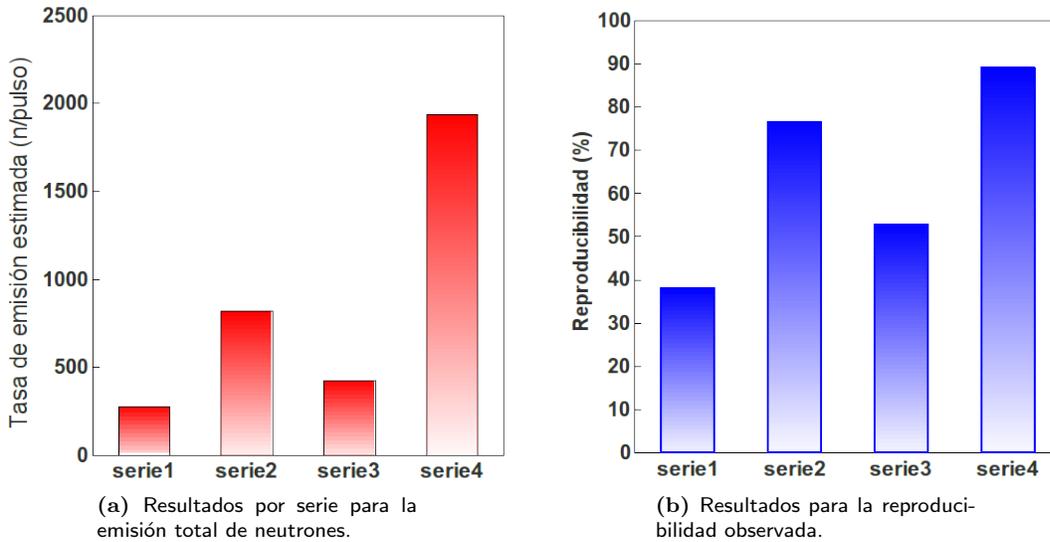


Figura 5.15 Resultados estudio sobre efectos de la geometría cámara de descarga, circuito de flujo de gas y nivel de flujo de gas sobre la tasa de emisión de neutrones.

con emisión por sobre $10^3 n/pulso$. Por su parte, la frecuencia de aparición de disparos con emisión en la porción superior de la muestra (por ejemplo 10%S) no presenta diferencia significativa.

Los resultados experimentales permiten concluir que la extracción juega un rol preponderante en el funcionamiento del dispositivo, y por ende en la tasa de emisión. La configuración más eficiente para la extracción de contaminantes muestra un aumento de hasta nueve veces en la tasa de emisión. Normalmente se plantea el control de la presencia de contaminantes a partir del nivel de flujo, los resultados presentados en esta tesis indican que además que el circuito de flujo y geometría de la cámara es importante. En el caso del PF-50J, el efecto de la geometría de la cámara debe estar relacionado con la dispersión que sufre el material barrido por la onda de choque generada posterior al pinch una vez que esta colisiona con las paredes superiores de la cámara. Dado que aún no se conoce la dinámica asociada a los jets de plasma (ver 4), no es posible establecer una hipótesis respecto de esto. Es de esperar que mejorando el sistema de remoción de contaminantes y optimizando la geometría de la cámara se obtengan tasas de emisión total cercanas a $10^4 n/pulso$.

5.5 Conclusiones y comentarios finales del capítulo.

En este capítulo se presentó un estudio sistemático de optimización en el dispositivo PF-50J. Los resultados de esta investigación son los siguientes:

- I. Se determinó experimentalmente que cuando el dispositivo es operado con D_2 en flujo medio, $28,5kV$ en autorruptura, $3mm$ radio del ánodo, $r_{cat}/r_a = 2,17$ y $L_{ef} = 6,3mm$, la presión que optimiza la emisión de neutrones es $5,3mbar$. Para esta configuración la ventana de emisión está en el rango de presiones $4,5mbar \leq P \leq 6mbar$.
- II. En estas condiciones se registra una tasa de emisión de $240,5 \pm 28 n/pulso \cdot sr$ a lo largo del eje (90° respecto de la horizontal) y $198,4 \pm 22 n/pulso \cdot sr$ a 0° respecto de la horizontal. La tasa de emisión

total estimada es de $214,2 \pm 17,4n/pulso \cdot sr$.

- III. Como producción de neutrones se reporta la emisión total estimada en buenos disparos, los cuales generan una tasa de emisión total estimada de $1,3 \times 10^4 n/pulso$.
- IV. Para la configuración de optimización, se observó la existencia de dos regímenes de emisión de neutrones, cada uno de ellos correlacionado con formación de pinch en torno al primer máximo ($T/4$, $4,5mbar \leq P \leq 6mbar$) y primer mínimo ($3T/4$, $8,5mbar \leq P \leq 10,5mbar$) de corriente respectivamente. Se plantea que el mecanismo responsable del régimen a tiempos tardíos está relacionado la formación de láminas consecutivas y el acoplamiento de energía. Cuando se opera en altas presiones se espera la formación de un pistón magnético poco eficiente el cual limitaría la producción de neutrones para implosiones entre el inicio de la descarga y el primer máximo de corriente. Por su parte, implosiones posteriores se producen en un ambiente con mayor ionización lo cual, no obstante la presión, mejora la eficiencia de arrastre del pistón. Sumado a esto, el acoplamiento de energía entre el circuito y la lámina de plasma, favorece la producción de neutrones en torno a los máximo o mínimos de corriente.
- V. Se verificó la validez de la ley propuesta por Rapp [20], por cuanto para operación a energía constante, los óptimos de emisión definen una isocurva dada por $(P \cdot L_{ef})_{opt} = cte$. El óptimo global o configuración de optimización es aquella que además tiene un parámetro de drive dentro del rango reportado para dispositivos neutrón optimizados.
- VI. Se determinó que sobre la isocurva de optimización la corriente máxima es constante y por tanto se cumple la ley $S \cdot \sqrt{P} = cte$. Usando esto y la ley de Rapp obtuvo que cuando el radio del ánodo y el voltaje de carga son constantes el largo efectivo del ánodo en la configuración de optimización está acotado por

$$4900 \cdot P_0 \cdot L_{ef0} \left(\frac{r_a}{I_{peak}} \right)^2 \leq L_{ef_{opt}} \leq 7056 \cdot P_0 \cdot L_{ef0} \left(\frac{r_a}{I_{peak}} \right)^2,$$

donde L_{ef0} y P_0 son los óptimos obtenidos experimentalmente para algún barrido en presión, no necesariamente la configuración optimizada del dispositivo.

- VII. Se observó que cuando se opera de manera repetitiva, la extracción eficiente de contaminantes puede mejorar varias veces la tasa de emisión de neutrones. Lo anterior implica que el diseño de una fuente de neutrones sobre la base del dispositivo PF-50J debe incluir la optimización en términos de los niveles de flujo de gas, circuito de flujo y geometría de la cámara de descarga. La evidencia experimental sugiere un aumento de casi un orden de magnitud en la tasa de emisión por efecto del manejo de estas variables.

6

Conclusiones, comentarios generales y trabajo futuro

En este trabajo de tesis se presentó el estudio experimental de una descarga Plasma Focus rápida operada a decenas de joules y decenas de kiloamperes emitiendo neutrones. Se logró la caracterización completa de las etapas dinámicas de la descarga (levantamiento de lámina, etapa axial y radial) y la caracterización de la densidad electrónica y geometría del plasma en la etapa de pinch. Asimismo, se trabajó en la optimización para emisión de neutrones del dispositivo logrando determinar la configuración de optimización, un régimen de emisión de neutrones en alta presión además del régimen donde se observa la configuración óptima. Se estudiaron las leyes que determinan la optimización como un problema paramétrico, a partir de esto se obtuvo una desigualdad que permite determinar en forma general un rango acotado para la configuración de optimización. El logro de los resultados anteriores planteó como desafío el desarrollo de una nueva metodología de calibración y medición de neutrones rápidos pulsados usando contadores proporcionales. Por su parte, dicha metodología permitió reducir en un orden de magnitud el límite de detección típico obtenido usando las técnicas de calibración en el estado del arte para este tipo de detectores cuando se usan para neutrones rápidos pulsados.

Los resultados y conclusiones más relevantes son:

- **Caracterización de contadores proporcionales moderados para neutrones rápidos.** Se realizó la caracterización detallada de los sistemas de detección disponibles en el Departamento de Plasmas Termonucleares de la Comisión Chilena de Energía Nuclear, para esto se consideró:
 - i) Caracterización de la anisotropía de una fuente estándar ^{252}Cf usada como referencia de neutrones rápidos, presentada en sección 3.3.2.
 - ii) Obtención de la eficiencia de conteo y factores de calibración de los sistemas de detección, presentada en sección 3.3.1.
 - iii) Caracterización de la señal de respuesta de los sistemas de ^3He para detección de eventos individuales de neutrones, presentada en sección 3.3.6.1.
 - iv) Construcción a partir de espectros por altura de pulso de las funciones distribución de probabilidad en términos de altura de pulso y área bajo la curva para la señal de salida de los sistemas de detección, presentada en sección 3.3.6.2.
- **Desarrollo de modelos analíticos para la reproducibilidad.** La reproducibilidad o frecuencia de detección en fuentes pulsadas fue estudiada teóricamente para distintas distribuciones de emisión analíticas. Como resultado de esto, en la sección 3.3.4 se presentan cotas superiores para la reproducibilidad, las cuales permiten estimar de modo grueso la frecuencia de detección en función de la tasa de emisión. Estos resultados son de especial interés para el análisis de la detección en fuentes

pulsadas de muy baja emisión. Hasta donde alcanza el conocimiento del autor, este es el primer reporte en la literatura de modelos teóricos para la reproducibilidad en fuentes pulsadas.

- **Estudio de la estadística por apilamiento de pulsos asociada a la señal de salida de contadores proporcionales en modo integración de carga.** En la sección 3.4 se usó el método monte carlo y la caracterización de los sistemas de detección para el estudio particular de la estadística por apilamiento de pulsos en la señal de salida del detector. Como resultado de esto se determinó el rango en función del número de eventos detectados a partir del cual la estadística por apilamiento de pulsos converge a una distribución normal. Hasta donde alcanza el conocimiento del autor, este es el primer reporte en la literatura del estudio detallado de la estadística por apilamiento de pulsos en contadores proporcionales utilizados en modo de integración de carga.
- **Desarrollo de un modelo de conteo de eventos a partir del área bajo la curva en contadores proporcionales en modo integración de carga.** Además de la estadística de conteo, se distinguieron otras dos fuentes de fluctuaciones que afectan el proceso de medición de la carga total generada por el pulso de neutrones en el contador proporcional: Estadística de conteo y señal eléctrica de fondo. En la sección 3.5 se estudió la influencia de estos tres tipos de fluctuaciones en el valor del área de la señal de salida de los contadores proporcionales. Esto permitió el desarrollo de un modelo de conteo y estimación de incertezas para el número de eventos detectados.
- **Metodología para la medición de neutrones rápidos pulsados usando contadores proporcionales.** En la sección 3.7 se propone una nueva metodología para la medición de neutrones rápidos pulsados usando contadores proporcionales moderados. La metodología se basa en el modelo de conteo desarrollado y en la eficiencia de conteo caracterizada para los sistemas de detección. Como resultado se logró una reducción de casi dos órdenes de magnitud en el límite de detección respecto de lo que se obtiene usando las técnicas de calibración en el estado del arte. No existen reportes previos de una metodología de medición absoluta, por cuanto no hace uso de calibraciones cruzadas, para la medición de neutrones rápidos pulsados usando contadores proporcionales.
- **Estudio de las etapas de la descarga en el dispositivo PF-50J emitiendo neutrones.** En las secciones 4.3.1 y 4.3.2 se presenta una caracterización del dispositivo operando en las condiciones: $29kV$, $67J$, D_2 , $6mbar$, $3mm$ radio del ánodo y $11mm$ radio cátodo. Como resultado se determinó que la descarga es operada a $49,25 \pm 0,07kA$ y que el tiempo al dip tiene un valor medio de $156 \pm 1ns$ con una desviación estándar de $7,9ns$. Respecto del estudio de las etapas de la descarga:
 - *Etapas formación y levantamiento de lámina.* Se determinó experimentalmente que la formación y levantamiento de lámina ocurre en un periodo de $\sim 30ns$, lo anterior es consistente con las predicciones que entrega el modelo de Bruzzone *et al.* para este proceso [7], de manera que los resultados de esta tesis constituyen la primera verificación de este modelo para una descarga operando en un régimen rápido, es decir cuando $t_{pinch} < 0,5\mu s$.
 - *Etapas axial.* Se determinó experimentalmente que la etapa axial tarda $\sim 70 - 80ns$ aproximadamente y ocurre con una velocidad media $4 \times 10^4 m/s$.
 - *Etapas radial.* Se determinó experimentalmente que la etapa radial tarda $\sim 40ns$ y ocurre con una velocidad media $5 \times 10^4 m/s$, a la vez que la velocidad media de elongación axial del pinch es $3 \times 10^4 m/s$.
- **Densidad electrónica del pinch y tiempo de vida de la columna.** Se determinó experimentalmente la densidad del plasma en la etapa de pinch. Estos resultados se presentan en la sección 4.3.3. Se registraron densidades electrónicas máximas $\sim 10^{25} m^{-3}$ cuando la emisión total de neutrones es $\sim 10^4 n/pulso$. Asimismo, se observó que el tiempo de vida de la columna de plasma es de $6 - 10ns$. Posterior a esto, sólo se observa la propagación axial de una onda de choque compuesta por material remanente de la lámina y columna de plasma. Este es el primer reporte en la literatura de mediciones de densidad en un plasma focus operado a decenas de joules y decenas de kiloamperes emitiendo neutrones.

-
- **Evidencia de la formación de jets de plasma a tiempos tardíos de la descarga.** En sección 4.3.4 se presenta evidencia de la formación de jets de plasma en el dispositivo PF-50J. Para tiempos posteriores a $70ns$ luego de la ruptura de la columna, se observa la aparición de un plasma localizado a lo largo del eje de la configuración de electrodos. Este plasma está compuesto por material ablasionado desde el ánodo. La aparición de este jet de plasma fue observada para descargas en hidrógeno y deuterio, no observándose correlación de este fenómeno con procesos asociados al pinch. Hasta donde alcanza el conocimiento del autor, no existen reportes previos en la literatura de la formación de estructuras tipo jet con las características de las presentadas en este trabajo de tesis.
 - **Optimización para emisión de neutrones del dispositivo PF-50J.** Se determinó experimentalmente que cuando el dispositivo es operado con D_2 , $6mbar$ flujo medio, $28,5kV$ en autorruptura, $3mm$ radio del ánodo, $r_{cat}/r_a = 2,17$, la configuración de optimización es $L_{ef} = 6,3mm$ y $5,3mbar$. En estas condiciones la emisión de neutrones es de $1,3 \times 10^4 n/pulso$. Estos resultados se presentan en la sección 5.3.
 - **Observación de dos regímenes distintos de formación de pinch y emisión de neutrones.** Para la configuración de optimización, se observó la existencia de dos regímenes de emisión de neutrones, cada uno de ellos correlacionado con formación de pinch en torno al primer máximo de corriente ($t_{pinch} \sim T/4$, $4,5mbar \leq P \leq 6mbar$) y al primer mínimo de corriente ($t_{pinch} \sim 3T/4$, $8,5mbar \leq P \leq 10,5mbar$) respectivamente. Estas observaciones se presentan en la sección 5.3. Se plantea que el mecanismo responsable del régimen a tiempos tardíos está relacionado con la formación de láminas consecutivas y el acoplamiento de energía. Cuando se opera en altas presiones se espera la formación de un pistón magnético poco eficiente el cual limitaría la producción de neutrones para levantamientos de lámina entre el inicio de la descarga y el primer máximo de corriente. Por su parte, levantamientos de lámina posteriores se producirían en un ambiente con mayor ionización lo cual, no obstante la presión, mejora la eficiencia de arrastre del pistón magnético. Sumado a esto, el acoplamiento de energía entre el circuito y la lámina de plasma, favorece la formación de pinch, y por ende, la producción de neutrones en torno a los máximos o mínimos de corriente. Los regímenes de formación de pinch observados en este trabajo de tesis guardan relación con la formación de múltiples pinches, fenómeno respecto del cual existen reportes previos [88]. No obstante lo anterior, la novedad del reporte realizado en esta tesis es por una parte la observación de emisión de neutrones para formación de pinch en torno al primer mínimo de corriente, y por otra, que la evidencia experimental indica que la emisión de neutrones en torno al primer mínimo de corriente da lugar a un nuevo régimen de emisión operado a altas presiones. Dicho régimen de emisión está caracterizado por una nueva isocurva de optimización ($L_{ef} \cdot P_{opt} = cte$), la cual tiene su equivalente en un dispositivo operado a menor energía y por tanto a menor corriente.
 - **Leyes que determinan la optimización para emisión de neutrones.** En la sección 5.3.2 se presenta el estudio de la optimización como un problema paramétrico. Sobre la base de los resultados experimentales, se verificó que cuando el voltaje de carga y el radio del ánodo son constantes, la presión (P) para una tasa de emisión óptima satisface la ecuación de isocurva $L_{ef} \cdot P_{opt} = cte$ [20], con L_{ef} el largo efectivo del ánodo. También se determinó que el óptimo global o configuración de optimización aparece sobre la isocurva de optimización cuando el parámetro de drive $S = I_{peak}/a \cdot \sqrt{P}$ cae dentro del rango reportado para dispositivos neutrón optimizados ($S = 77 \pm 7 kA/cm \cdot \sqrt{mbar}$) [11, 12]. Asimismo, se observó además que la corriente máxima del circuito permanece constante en la isocurva, por tanto, sobre la isocurva $S \cdot \sqrt{P} = cte$. Usando el cuadro anterior fue posible determinar cotas inferiores y superiores para el largo efectivo asociado al óptimo global en función de la configuración de un óptimo particular sobre la isocurva. Hasta donde alcanza el conocimiento del autor, este es el primer reporte donde se presenta un cuadro de optimización paramétrica, en particular es el primer reporte donde se haya logrado acotar analíticamente la posición de la configuración de optimización en el espacio de parámetros L_{ef} v/s P .

- **Aspectos de ingeniería asociados al plasma focus como fuente de neutrones.** En la sección 5.4 se presenta un estudio experimental a partir del cual se determinó que la tasa de emisión de neutrones se ve afectada por el nivel de flujo de gas, el circuito de flujo y la geometría de la cámara de descarga. Lo anterior en conexión con la eficiencia de extracción de contaminantes desde la cámara. Como conclusión de este estudio se tiene que el diseño de una fuente de neutrones sobre la base del dispositivo PF-50J debe considerar, además de los parámetros típicos, la optimización en función del nivel de flujo de gas, circuito de flujo y geometría de la cámara de descarga. La evidencia experimental sugiere un aumento de casi un orden de magnitud en la tasa de emisión por efecto del manejo de estas variables.

6.1 Trabajo futuro.

A partir de los resultados reportados en esta tesis se desprende el siguiente trabajo futuro:

- (i) Aplicación de la metodología de medición de neutrones propuesta a dosimetría en fuentes de pulsadas de neutrones. Esto involucra básicamente el diseño y construcción de una unidad de detección con la electrónica asociada para transformar la carga en número de eventos usando el modelo de conteo. A partir de esto y de la energía estimada para los neutrones se puede obtener la dosis.
- (ii) El dispositivo PF-50J es un plasma focus extremadamente rápido, como consecuencia de esto la ruptura, formación y levantamiento de lámina tiene una duración similar a las otras etapas dinámicas. Para equipos rápidos, por ejemplo aquellos con tecnología tipo SPEED [82], se ha observado la existencia de límites de potencia que afectan la etapa de ruptura con el consecuente efecto en la producción de neutrones [3]. Es interesante entonces investigar si este tipo de fenómenos están presentes en nuestro experimento, o bien, determinar si la rapidez de la etapa de ruptura tiene alguna efecto sobre las etapas posteriores. En general se sugiere un estudio más detallado de la etapa de ruptura para determinar homogeneidad de la lámina, existencia de filamentación, etc. Lo último reviste importancia pues puede permitir mejorar la reproducibilidad y/o emisión de neutrones del dispositivo.
- (iii) Respecto de la formación de pinch a tiempo tardíos, en torno al primer mínimo de corriente, son necesarios estudios que permitan validar las hipótesis planteadas como mecanismo responsable de este régimen. En particular, es necesario estudiar la formación de láminas consecutivas y los factores que determinarían este proceso, entre ellos el rol que tendría el elemento de distorsión de campo.
- (iv) Se sugiere también ampliar el estudio de la etapa de pinch con el objetivo de determinar la correlación entre la obtención de altas densidades y la emisión de neutrones. Lo anterior puede entregar información respecto del tipo de mecanismo responsable de la emisión.
- (v) Hasta donde alcanza el conocimiento del autor, no existen reportes en la literatura que den cuenta de la fenomenología observada a tiempo tardíos de la descarga que se reporta en esta tesis. Resta aún por realizar estudios detallados que permitan determinar el mecanismo responsable de la formación de estos jets de plasma y su dinámica. El uso de técnicas óptico-refractivas, como el diagnóstico schlieren, puede ser de gran ayuda. En particular, el estudio de la correlación entre la dinámica del jet y las señales eléctricas, tales como el voltaje en el ánodo, puede entregar algunas sugerencias respecto del mecanismo responsable de jets. La caracterización de la fenomenología observada a tiempo tardíos de la descarga permitirá determinar si estas estructuras revisten importancia como laboratorios a escala de fenómenos astrofísicos.
- (vi) El cuadro de optimización paramétrica planteado en el capítulo 5 resta aún por ser validado en otros dispositivos. Además es necesario investigar la forma como los límites de presión modulan la emisión de neutrones para las configuraciones sobre la isocurva de optimización. Esto puede resultar en el

desarrollo de un criterio paramétrico unívoco para determinar la configuración de optimización en un dispositivo cualquiera.

- (vii) Se sugiere realizar un estudio sistemático usando la configuración de optimización para determinar emisión de neutrones en función del flujo y optimizar la geometría de la cámara y el circuito de flujo.

7

Publicaciones generadas como resultado del trabajo de tesis

La siguiente lista contiene las publicaciones realizadas por el autor durante el período de desarrollo de la presente tesis.

Publicaciones en revistas internacionales (ISI)

1. *Dynamics and Density Measurements in a Small Plasma Focus of Tens of Joules Emitting Neutrons*
Ariel Tarifeño-Saldivia, Cristian Pavez, José Moreno and Leopoldo Soto
IEEE Transactions on Plasma Science, In press.
2. *Studies on scalability and scaling laws for plasma focus similarities and differences in devices from 1MJ to 0.1J*
Leopoldo Soto, Cristian Pavez, Ariel Tarifeño, José Moreno and Felipe Veloso
Plasma Sources Sci. Technol. 19, 055017 (2010).
3. *Zero-dimensional simulations of wire array experiments and Z-pinch flux compression using the SPEED2 generator*
Ariel Tarifeño, Cristian Pavez, Miguel Cárdenas, and Leopoldo Soto
Phys. Scr. **T131**, 014028 (2008).
4. *Design and Characterization of a Small Multipurpose Capacitor Bank for Plasma Physics and Pulsed Power Experiments*
Ariel Tarifeño, Cristian Pavez, and Leopoldo Soto
Phys. Scr. **T131**, 014029 (2008).
5. *Dense Transient Pinches and Pulsed Power Technology: Research and Applications Using Medium and Small Devices*
Leopoldo Soto, Cristian Pavez, José Moreno, Miguel Cárdenas, Ariel Tarifeño, Patricio Silva, Marcelo Zambra, Luis Huerta, Claudio Tenreiro, José Luis Giordano, Miguel Lagos, Cesar Retamal, Rodrigo Escobar, Jorge Ramos, and Luis Altamirano
Phys. Scr. **T131**, 014031 (2008).

Publicaciones en Proceedings de conferencias.

1. *Use of Proportional Counters for Yield Measurement in Extremely Short Pulses of Fast Neutrons: Counting Statistics and Absolute Calibration*

CAPÍTULO 7. PUBLICACIONES GENERADAS COMO RESULTADO DEL TRABAJO DE TESIS

- Ariel Tarifeño-Saldivia, R. E. Mayer, Cristian Pavez and Leopoldo Soto
AIP Conf. Proc. **1265**, pp. 505-506 (2010).
2. *Enhanced Calibration Method of Silver Detector to Use in a Plasma Focus Device of Low Yield*
José Moreno, Ariel Tarifeño-Saldivia and Leopoldo Soto
AIP Conf. Proc. **1265**, pp. 505-506 (2010).
 3. *Dynamics and Density Measurements in a Small Plasma Focus of Tens Joules*
Ariel Tarifeño, Cristian Pavez, José Moreno, and Leopoldo Soto
AIP Conf. Proc. **1088**, pp. 227-230 (2009).
 4. *Scaling, Stability, and Fusion Mechanisms. Studies Using Plasma Focus Devices From Tens of kilojoules to Tenth of Joules* Leopoldo Soto, Cristian Pavez, Ariel Tarifeño, José Moreno, and Miguel Cárdenas.
AIP Conf. Proc. **1088**, pp. 223-226 (2009).
 5. *Preliminary Studies of Ions Emission in a Small Plasma Focus Device of Hundreds of Joules*
José Moreno, Cristian Pavez, Leopoldo Soto, Ariel Tarifeño, Piotr Reymond, Nicolás Verschueren, and Pablo Ariza
AIP Conf. Proc. **1088**, pp. 215-218 (2009).
 6. *Pinch Experiments in a Table Top Generator*
Cristian Pavez, Ariel Tarifeño, José Moreno, and Leopoldo Soto
AIP Conf. Proc. **1088**, pp. 172-175 (2009).
 7. *Nanofocus of tenth of joules and a portable plasma focus of few joules for field applications*
Leopoldo Soto, Cristian Pavez, José Moreno, Ariel Tarifeño, José Pedreros, and Luis Altamirano
AIP Conf. Proc. **1088**, pp. 219-222 (2009).
 8. *Production of high magnetic fields by using high power lasers and scaling to medium power lasers*
Ariel Tarifeño, Cristian Pavez, and Leopoldo Soto
J. Phys.: Conf. Ser. **134**, 012048 (2008).
 9. *Progress in Z-pinch research driven by the mega-ampere device SPEED2*
Cristian Pavez, Leopoldo Soto, José Moreno, Ariel Tarifeño, and Gustavo Sylvester
AIP Conf. Proc. **996**, pp. 113-117 (2008).

Bibliografía

- [1] NV FILIPPOV, TI FILIPPOVA Y VP VINOGRADOV. Dense high-temperature plasma in a non-cylindrical z-pinch compression. tomo 2, página 311, plasmas (1962).
- [2] JW MATHER. Investigation of the high-energy acceleration mode in the coaxial gun. *Physics of Fluids* **7**, S28 (1964).
- [3] W KIES. Power limits for dynamical pinch discharges. *Plasma Phys. Control. Fusion* **28**, 1645–1657 (1986).
- [4] H KROMPHOLZ, W NEFF, F RUEHL, K SCHOENBACH Y G HERZIGER. Formation of the plasma layer in a plasma focus device. *Phys. Lett. A* **77**(4), 246–248 (1980).
- [5] M FRIGNANI. “Simulation of Gas Breakdown and Plasma Dynamics in Plasma Focus Devices”. Tesis Doctoral, (2007).
- [6] M ZAKAULLAH, G MURTAZA, I AHMAD, F N BEG, M M BEG Y M SHABBIR. Comparative study of low energy mather-type plasma focus devices. *Plasma Sources Science and Technology* **4**(1), 117–124 (1995).
- [7] H BRUZZONE, H ACUÑA Y A CLAUSSE. Lift-off stage of plasma focus discharges, the. *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 105–112 (2007).
- [8] G HERZIGER, H KROMPHOLZ, W SCHNEIDER Y K SCHOENBACH. A steady-state fluid model of the coaxial plasma gun. *Phys. Lett. A* **71**(1), 54–56 (1979).
- [9] A BERNARD, H BRUZZONE, P CHOI, H CHUAQUI, V GRIBKOV, J HERRERA, K HIRANO, A KREJCI, S LEE, C LUO, F MEZZETTI, M SADOWSKI, H SCHMIDT, K WARE, C S WONG Y V ZOITA. Scientific status of plasma focus research. *J. Moscow Phys. Soc.* **8**, 93–170 (1998).
- [10] A TARIFEÑO, C PAVEZ, M CARDENAS Y L SOTO. Zero-dimensional simulations of wire array experiments and z-pinch flux compression using the speed2 generator. *Physica Scripta* **T131**(014028) (2008).
- [11] S. LEE Y A. SERBAN. Dimensions and lifetime of the plasma focus pinch. *IEEE Trans Plasma Science* **24**(3), 1101–1105 (1996).
- [12] L. SOTO. New trends and future perspectives on plasma focus research. *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**(5A), A361–A381 (2005).
- [13] T. ZHANG, RS RAWAT, SM HASSAN, JJ LIN, S. MAHMOOD, TL TAN, SV SPRINGHAM, VA GRIBKOV, P. LEE Y S. LEE. Drive parameter as a design consideration for mather and filippov types of plasma focus. *Trans. Plasma Sci.* **34**(5 Part 3), 2356–2362 (2006).
- [14] J. POUZO, D. CORTAZAR, M. MILANESE, R. MOROSO Y R. PIRIS. Limits of deuterium pressure range with neutron production in plasma focus devices. *Small Plasma Physics Experiments* página 80 (1988).
- [15] J POUZO Y M MILANESE. Applications of the dense plasma focus to nuclear fusion and the plasma astrophysics. *IEEE Trans Plasma Science* **31**(6), 1237 (2003).
- [16] P SILVA, L SOTO, W KIES Y J MORENO. Pinch evidence in a fast and small plasma focus of only tens of joules. *Plasma Sources Sci. Technol.* **13**, 329–332 (2004).
- [17] L SOTO, C PAVEZ, A TARIFEÑO, J MORENO Y F VELOSO. Studies on scalability and scaling laws for the plasma focus: Similarities and differences in devices from 1 mj to 0.1 j. *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**(055017) (2010).
- [18] VV VIKHREV, VV IVANOV Y GA ROZANOVA. Development of sausage-type instability in a z-pinch plasma column. *Nuclear Fusion* **33**, 311 (1993).

BIBLIOGRAFÍA

- [19] F. CASTILLO, M. MILANESE, R. MOROSO Y J. POUZO. Evidence of thermal and non-thermal mechanisms coexisting in dense plasma focus dd nuclear reactions. *Journal of Physics D: Applied Physics* **33**, 141 (2000).
- [20] H RAPP. Measurements referring to plasma focus scaling laws. *Phys. Lett. A* **43**(5), 420–422 (1973).
- [21] A. BERNARD. Recent developments in plasma focus research. *Atomkernenergie* **32**, 73 (1978).
- [22] G DECKER, L FLEMMING, H J KAEPPELER, T OPPENLANDER, G PROSS, P SCHILLING, H SCHMIDT, M SHAKHATRE Y M TRUNK. Current and neutron yield scaling of fast high voltage plasma focus. *Plasma Physics* **22**, 245–260 (1980).
- [23] M MILANESE Y J POUZO. Neutron-yield scaling laws for plasma focus devices. *Small Plasma Physics Experiments* página 66 (1988).
- [24] L SOTO, A ESAULOV, J MORENO, P SILVA, G SYLVESTER, M ZAMBRA, A NNAZARENKO Y A CLAUSSE. Transient electrical discharges in small devices. *Physics of Plasmas* **8**(5), 2572–2578 (2001).
- [25] J. MORENO, P. SILVA Y L. SOTO. Optical observations of the plasma motion in a fast plasma focus operating at 50 j. *Plasma Sources Sci. Technol.* **12**, 39–45 (2003).
- [26] P SILVA, L SOTO, J MORENO, G SYLVESTER, M ZAMBRA, L ALTAMIRANO, H BRUZZONE, A CLAUSSE Y C MORENO. A plasma focus driven by a capacitor bank of tens of joules. *Rev. Sci. Instruments* **73**(7), 2583–2588 (2002).
- [27] L. SOTO, P. SILVA, J. MORENO, M. ZAMBRA, W. KIES, R. E. MAYER, A. CLAUSSE, L. ALTAMIRANO, C. PAVEZ Y L. HUERTA. Demonstration of neutron production in a table-top pinch plasma focus device operating at only tens of joules. *J. Phys. D: Appl. Phys* **41**(205215) (2008).
- [28] J MORENO, L BIRSTEIN, R E MAYER, P SILVA Y L SOTO. System for measurement of low yield neutron pulses from d–d fusion reactions based upon a 3he proportional counter. *Meas. Sci. Technol.* **19**(087002) (2008).
- [29] A SHYAM Y M SRINIVASAN. Neutron emission from a 100 joule plasma focus. *App. Phys.* **17**(4), 425–426 (1978).
- [30] R. SHUKLA, S. K. SHARMA, A. SHYAM, P. BANERJEE, P. DEB, T. PRABAHAR, B. ADHIKARY Y KG SHAH. Low voltage operation of plasma focus at low energies. *IEEE Int. Conference on Plasma Science, 2009* **1-5**, 1 (2009).
- [31] L SOTO, C PAVEZ, J MORENO, M BARBAGLIA Y A CLAUSSE. Nanofocus: an ultra-miniature dense pinch plasma focus device with submillimetric anode operating at 0.1 j. *Plasma Sources Science and Technology* **18**, 015007 (2009).
- [32] C. PAVEZ. “Z-Pinch a Energías Extremas Nanofoco de Menos de 1J Plasma Foco de 400J Z-Pinch En Fondo de Gas Neutro Operando a MA”. Tesis Doctoral, (2007).
- [33] C PAVEZ Y L SOTO. Scaling and stabilization due to the large ion larmor radius (l_r) effects in plasma focus devices. *Physica Scripta* **131**(014030) (2008).
- [34] M PODLESÁK. Rogowski coil calibration on a capacitive discharge rig without the use of a current reference. *Rev. Sci. Instruments* **61**(2), 892–896 (1990).
- [35] R J LANTER Y D E BANNERMAN. Silver counter for bursts of neutrons. *Rev. Sci. Instruments* **39**, 1588 (1968).
- [36] L D STEPHENS Y A R SMITH. Fast-neutron surveys using indium-foil activation. Informe t'ecnico, nuclear Physics (1958).
- [37] JC LIU, TM JENKINS, RC MCCALL Y NE IPE. Neutron dosimetry at slac: Neutron sources and instrumentation. Informe t'ecnico, nuclear Physics (1991).

- [38] A GENTILINI, J P RAGER, K STEINMETZ, M TACCHIA, D ANTONINI, B ARCIPIANI, P MOIOLI, E PEDRETTI Y R SCAFÉ. Comparison of four calibration techniques of a silver activated geiger counter for the determination of the neutron yield on the frascati plasma focus experiment. *Nucl. Instrum. and Meth.* **172**(3), 541–552 (1980).
- [39] M S ROWLAND Y J C ROBERTSON. A fast neutron activation detector for pulsed sources. *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.* **224**, 322 (1984).
- [40] L. RUBY Y JB RECHEN. A fast-neutron activation detector for 14-mev pulsed neutron sources. Informe t'ecnico, nuclear Physics (1961).
- [41] L. RUBY Y JB RECHEN. Activation detectors for 2.50-mev pulsed neutron sources. *Nuclear Instruments and Methods* **53**, 290–292 (1967).
- [42] P. SILVA, J. MORENO, L. SOTO, L. BIRSTEIN, R. E. MAYER Y W. KIES. Neutron emission from a fast plasma focus of 400 joules. *Applied Phys. Lett.* **83**(16), 3269–3271 (2003).
- [43] F CASTILLO, J J E HERRERA, J RANGEL, M MILANESE, R MOROSO, J POUZO, J I GOLZARRI Y G ESPINOSA. Isotropic and anisotropic components of neutron emissions at the fn-ii and paco dense plasma focus devices. *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 289 (2003).
- [44] V A GRIBKOV, B BIENKOWSKA, M BOROWIECKI, A V DUBROVSKY, I IVANOVA-STANIK, L KARPINSKI, R A MIKLASZEWSKI, M PADUCH, M SCHOLZ Y K TOMASZEWSKI. Plasma dynamics in pf-1000 device under full-scale energy storage: I. pinch dynamics, shock-wave diffraction, and inertial electrode. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1977–1989 (2007).
- [45] J. KOH, R. RAWAT, A. PATRAN, T. ZHANG, D. WONG, S. SPRINGHAM, T. LAN, S. LEE Y P. LEE. Optimization of the high pressure operation regime for enhanced neutron yield in a plasma focus device. *Plasma Sources Sci. Technol.* **14**, 12–18 (2005).
- [46] S MAHMOOD, S V SPRINGHAM, T ZHANG, R S RAWAT, T L TAN, M KRISHNAN, F N BEG, S LEE, H SCHMIDT Y P LEE. Novel fast-neutron activation counter for high repetition rate measurements. *Review of Scientific Instruments* **77**, 10E713 (2006).
- [47] J MORENO, A TARIFEÑO-SALDIVIA Y L SOTO. Enhanced calibration method of silver detector to use in a plasma focus device of low yield. En “Proc. VIII Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications” (2010).
- [48] A WAHEED, AQIL-UR-RAHMAN, M ZAKAULLAH Y G MURTAZA. High efficiency neutron detector for low neutron flux measurement. *Journal of Fusion Energy* **19**(1), 91–92 (2000).
- [49] R E MAYER, M M MILANESE, R MOROSO, J POUZO Y V H GILLETTE. Space resolved neutron measurements on plasma focus paco. *Proc. Latin American Workshop on Plasma Phys.* **1** (1998).
- [50] R VERMA, M V ROZHAN, F MALIK, P LEE, S LEE, S V SPRINGHAM, T L TAN, M KRISHNAN Y R S RAWAT. Compact sub-kilojoule range fast miniature plasma focus as portable neutron source. *Plasma Sources Sci. Technol.* **17**(045020) (2008).
- [51] Endf/b-vii.0. <http://www.nndc.bnl.gov/sigma>.
- [52] G. F. KNOLL. “Radiation Detection and Measurement”. Wiley New York, third edición (2000).
- [53] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION. “ISO 8529: Neutron reference radiations for calibrating neutron-measuring devices used for radiation protection purposes and for determining their response as a function of neutron energy”. Switzerland (1989).
- [54] CM EISENHAEUER Y JB HUNT. Anisotropic neutron emission from a 252cf source. *Radiation Protection Dosimetry* **22**(4), 253 (1988).
- [55] Método del trapecio. <http://www.tonahtiu.com/notas/metodos/trapecio.htm>.

BIBLIOGRAFÍA

- [56] CM EISENHAUER, JB HUNT Y RB SCHWARTZ. Calibration techniques for neutron personal dosimetry. *Radiation Protection Dosimetry* **10**(1), 43 (1985).
- [57] H GOTOH Y H YAGI. Solid angle subtended by a rectangular slit. *Nuclear Instruments and Methods* **96**(3), 485–486 (1971).
- [58] JB HUNT, KG HARRISON Y R. WILSON. Calibration of a depangher long counter and two neutron survey monitors at 21.5 kev. *Nuclear Instruments and Methods* **169**(3), 477–482 (1980).
- [59] H TAGZIRIA Y D J THOMAS. Calibration and monte carlo modelling of neutron long counters. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* **452**(3), 470–483 (2000).
- [60] SAMPRIT CHATTERJEE Y ALI S. HADI. “Regression Analysis by Example”. Wiley-Interscience, 4 edición (2006).
- [61] NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION Y MEASUREMENTS. “Calibration of Survey Instruments Used in Radiation Protection for the Assessment of Ionizing Radiation Fields and Radioactive Surface Contamination: Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements”. The Council (1991).
- [62] Manual de gnuplot. <http://www.gnuplot.info/docs/gnuplot.html#x1-9400057>.
- [63] Test de kolmogorov-smirnov. http://en.wikipedia.org/wiki/Kolmogorov%E2%80%93Smirnov_test.
- [64] M. HJORTH-JENSEN. Computational physics. <http://www.Uio.No/studier/emner/matnat/fys/FYS3150/h09/undervisningsmateriale/Lecture%20Notes/>.
- [65] Teorema del límite central. http://es.wikipedia.org/wiki/Teorema_del_l%C3%ADmite_central.
- [66] Test de jarque-bera. http://en.wikipedia.org/wiki/Jarque%E2%80%93Bera_test.
- [67] JOHN WOLBERG. “Data Analysis Using the Method of Least Squares: Extracting the Most Information from Experiments”. Springer, 1 edición (2006).
- [68] Función entero más cercano. http://en.wikipedia.org/wiki/Nearest_integer_function.
- [69] Gnu scientific library (gsl). <http://www.gnu.org/software/gsl/>.
- [70] http://en.wikipedia.org/wiki/Poisson_distribution.
- [71] R MIKLASZEWSKI. Optical diagnostic for plasma focus device. En S LEE Y P H SAKANAKA, editores, “Small Plasma Physics Experiment II”, tomo II, página 187. World Scientific (1990).
- [72] Y. I. OSTROVSKY, MM BUTUSOV Y GV OSTROVSKAYA. Interferometry by holography. (1980).
- [73] T. KREIS. “Handbook of Holographic Interferometry: Optical and Digital Methods”. Vch Verlagsgesellschaft Mbh (2005).
- [74] A. BERNARD, P. CLOTH, H. CONRADS, A. COUDEVILLE, G. GOURLAN, A. JOLAS, C. MAISONNIER Y JP RAGER. Dense plasma focus—a high intensity neutron source, the. *Nuclear Instruments and Methods* **145**(1), 191–218 (1977).
- [75] A TARIFEÑO, C PAVEZ, J MORENO Y L SOTO. Dynamics and density measurements in a small plasma focus of tens joules. *AIP Conf. Proc.* **1088**, 227–230 (2009).
- [76] D. POTTER. Formation of high-density-pinches, the. *Nuclear Fusion* páginas 813–823 (1978).
- [77] D MOURENAS, J VIERNE, F SIMONET, V I KRAUZ, S NIKULIN, V V MIALTON Y M A KARAKIN. Laboratory and computer simulations of super-alfvénic shocks in a weakly ionized medium. *Physics of Plasmas* **10**(3), 605 (2003).
- [78] S LEE. Radiative dense plasma focus computation package: Radpf. <http://www.intimal.edu.my/school/fas/UFLF/>.
- [79] JW MATHER. Dense plasma focus. tomo 9, página 187, plasmas (1970).

-
- [80] L SOTO. Compilación de dispositivos. Comunicación personal. (2010).
- [81] A SZYDLOWSKI, M SCHOLZ, L KARPINSKI, M SADOWSKI, K TOMASZEWSKI Y M PADUCH. Neutron and fast ion emission from pf-1000 facility equipped with new large electrodes. *NUKLEONIKA* **46**(1), S61–S64 (2001).
- [82] G DECKER, W KIES, M MAELZIG, C VAN CALKER Y G ZIETHEN. High performance 300 kv driver speed 2 for ma pinch discharges. *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.* **A249**(2-3), 473–483 (1986).
- [83] J NOWIKOWSKI. Pf-13.6kj. *Nukleonika* **20**, 1081 (1974).
- [84] C. MORENO, H. BRUZZONE, J. MARTINEZ Y A. CLAUSSE. Conceptual engineering of plasma-focus thermonuclear pulsors. *IEEE Trans Plasma Science* **28**(5), 1735–1741 (2000).
- [85] S. LEE, T. Y. TOU, S. P. MOO, M. A. EISSA, A. V. GHOLAP, K. H. KWEK, S. MULYODRONO, A. J. SMITH, S. SURYADI, W. USADA Y M. ZAKAULLAH. A simple facility for the teaching of plasma dynamics and plasma nuclear fusion. *American J Physics* **56**(1), 62–68 (1988).
- [86] A SHYAM Y M SRINIVASAN. Multiple focus formation in a mather gun device. *Pramana* **20**(2), 125–130 (1983).
- [87] G DECKER, W KIES Y G PROSS. First and the final fifty nanoseconds of a fast focus discharge, the. *Physics of Fluids* **26**(6), 571–578 (1983).
- [88] M BARBAGLIA, H BRUZZONE, I RÍOS, H ACUÑA, J. GONZÁLEZ Y A CLAUSSE. Multiple pinch formations in small plasma-focus devices. *Plasma Physics and Controlled Fusion* **52**, 032001 (2010).
- [89] F N BEG, M ZAKAULLAH, M NISAR Y G MURTAZA. Role of anode length in a mather-type plasma focus. *Mod Phys Lett B* **6**(10), 593–597 (1992).
- [90] WOO HYUN-JONG, K. S. CHUNG, C. YONG-SUP, HAN CHI YOUNG Y Y. H. JUNG. Optimization of hanyang university plasma focus device as a neutron source. *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**(10), 7271–7272 (2004).