



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

MEDICION DE LAS RADIACIONES EMITIDAS POR EL
FOCO DE PLASMA DENSO FN-11

294362

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
F I S I C O
P R E S E N T A
ADRIAN DARIO ALFARO MARTINEZ



DIRECTOR DE TESIS: DR. JOSE LUIS EMILIO HERRERA VELAZQUEZ



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

MEXICO, D. F.

2001



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA LE
MEXICO

MAT. MARGARITA ELVIRA CHÁVEZ CANO
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Medición de las radiaciones emitidas por el foco de plasma denso FN-II".

realizado por ALFARO MARTINEZ ADRIAN DARIO

con número de cuenta 9102193-7 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

DR. JOSE JULIO EMILIO HERRERA VELAZQUEZ

Propietario

DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUIES

Propietario

DR. MAYO VILLAGRAN MUNIZ

Suplente

DR. ERNESTO BELMONT MORENO

Suplente

DR. ARTURO ROBLEDO MARTINEZ

Consejo Departamental de Física

Patricia Goldstein Menache

~~DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE~~
Coordinadora de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA

Dedico este trabajo a mis padres Pablo y Rosa.

A mis hermanos Diana, Daniel y Lilliana.

A todos mis amigos en especial a Nahela, Alejandro y Marco.

Agradezco la colaboración del Sr. José Rangel y el Dr. Fermín Castillo, así como al Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM por las facilidades prestadas.

Indice

1	Introducción	3
1.1	Origen Histórico	3
1.1.1	Descubrimiento y esquema de Filippov	5
1.1.2	El descubrimiento y desarrollo de Mather	7
1.2	Descripción de los procesos del aparato	8
1.3	Plasma Focus "Fuego Nuevo II"	13
1.4	Estructura de la tesis	17
2	Descripción del Circuito Equivalente	18
2.1	Introducción	18
2.2	Etapas del Plasma Focus	18
2.3	Circuito RLC	20
2.3.1	Transferencia de energía eléctrica a magnética en el circuito RLC	23
2.3.2	Avance de la lámina en el modelo RLC	24
2.3.3	Resultados del modelo RLC	26
2.4	Etapa de Rompimiento	29
2.5	Etapa de avance de la lámina	31
2.6	Etapa de compresión	34
2.7	Discusión de resultados	38
3	Producción de neutrones y anisotropía	47
3.1	Introducción	47
3.2	Descripción del dispositivo experimental	48
3.2.1	Descripción del experimento de anisotropía	48
3.3	Producción de neutrones y resultados de la anisotropía	51
3.4	Diagnóstico resuelto en el tiempo	54

<i>INDICE</i>	2
4 Diagnóstico con Rayos-X	59
4.1 Introducción	59
4.2 Generación de rayos-X blandos y duros	60
4.2.1 Rayos-X duros	60
4.2.2 Bremsstrahlung térmico	61
4.3 Descripción del dispositivo experimental	63
4.4 Resultado de las radiografías	65
5 Conclusiones	71
A Métodos numéricos	73
B Códigos	78
C Detectores de neutrones por activación	86
Referencias	92

Capítulo 1

Introducción

1.1 Origen Histórico

En el proceso de búsqueda de alternativas para conseguir la fusión nuclear controlada se han estudiado una gran variedad de configuraciones, para confinar un plasma termonuclear. En particular, empleando campos magnéticos se han diseñado aparatos que varían enormemente en densidad y temperatura, tales como el Tokamak [Kadomtsev 1992] y el Z-pinch [Sethian 1997].

El propósito de estos aparatos es conseguir la fusión nuclear, pero por dos caminos muy diferentes. En ambos casos se pretende cumplir el criterio de Lawson. Es decir, que el producto de la densidad por el tiempo de confinamiento de energía rebase un valor umbral, que depende del tipo de reacción que se desee obtener, pues la sección eficaz de cada reacción es diferente, y por lo tanto unas son más probables a cierta temperatura (Fig. 1.1). Así, mientras los Tokamaks pretenden mantener confinado un plasma caliente de mezclas de deuterio y tritio por un tiempo suficiente, es decir mantenerlo en un estado estacionario para que ocurra la fusión entre los isótopos de hidrógeno, la estrategia del Z-Pinch es crear una columna de plasma que se origina al hacer pasar una descarga entre dos electrodos inmersos en mezclas de deuterio y tritio (es decir de forma pulsada). Así se tiene una columna de plasma entre los electrodos, que es comprimida por su mismo campo magnético (a esto se le llama pinch) y se obtiene un plasma denso muy caliente, capaz de que en él ocurran las reacciones nucleares; por ejemplo se tiene:

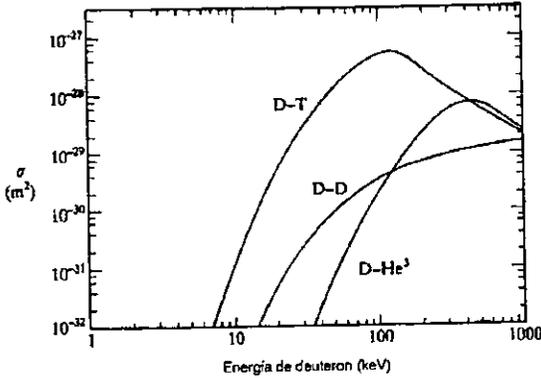


fig 1.1: Sección eficaz para distintas reacciones

deuterio + deuterio \rightarrow helio³ + neutrón + 3.27MeV.
 deuterio + deuterio \rightarrow tritio + hidrógeno + 4.03MeV.
 deuterio + helio³ \rightarrow helio⁴ + hidrógeno + 18.3MeV.

Esto ocurre en el momento de su máxima compresión.

Las principales diferencias entre los Tokamaks y los Z-Pinch son las siguientes:

1.- La principal diferencia entre los Z-Pinch y los Tokamaks reside en la densidad del plasma. En el Z-pinch es mucho mayor, del orden de 10^{25} iones por metro cúbico y temperaturas de 1 a 10keV y los tiempos de confinamiento en el Z-pinch son mucho menores. En los Tokamak, las densidades andan en el orden de 10^{19} y 10^{20} iones por metro cúbico y temperaturas de 1 a 20 keV [Wesson 1987]. En el Tokamak se pretende llegar a un estado estacionario en el plasma y en el Z-Pinch el plasma se genera de forma pulsada, lo que da la principal dificultad de este aparato, la cual consiste en la reproducibilidad del pinch o formación y compresión de la columna de plasma, ya que este aparato presenta gran irreproducibilidad entre disparo y disparo, es decir nunca se tiene el proceso cien por ciento controlado.

2.-Los Z-Pinch son generadores de plasma autoconfinado, es decir, no se requiere de aditamentos externos para el confinamiento del plasma y de ahí su bajo costo. Los Tokamaks requieren de bobinas externas que creen un campo toroidal que confine el plasma, el plasma es el secundario de un

transformador. De ahí vienen las complicaciones en este esquema y se eleva el costo de operación y tamaño del aparato. Además de que surgen complicaciones adicionales a nivel tecnológico, al tener que mantener confinado en un recipiente físico un plasma caliente y que está radiando continuamente. Por eso la estrategia en el diseño de los Tokamaks ha sido hacerlos cada vez más grandes y con bobinas externas que generen campos magnéticos más intensos.

3.- Los Z-Pinch son aparatos compactos de bajo costo y fácil operación comparados con los Tokamaks, en los cuales se necesita una gran inversión por su tamaño y complejidad. Las altas densidades que se alcanzan en el Z-pinch hacen que la colisionalidad de los iones sea mayor, lo que favorece las reacciones de fusión.

Además de estas diferencias, en los Z-Pinch nunca se ha conseguido llegar a las corrientes necesarias para obtener el colapso radiativo [Haines 1989], que ocurriría cuando la corriente que pasa por el plasma es tal que el plasma radía más energía que la que gana por calentamiento Joule. De este modo se conseguiría fusión en el plasma.

Desafortunadamente, el Z-pinch es susceptible a inestabilidades que tienden a romper la columna antes de que el colapso radiativo pueda ocurrir. En contraste con ello, en los tokamaks se pueden reprimir las inestabilidades más destructiva, y actualmente se cuenta con diseños que permiten predecir la viabilidad de un reactor de fusión termonuclear. Cabe aclarar, en todo caso que, hasta la fecha no se ha construido un aparato en el que la energía producida por la fusión sea mayor que la invertida en confinar y calentar el plasma.

1.1.1 Descubrimiento y esquema de Filippov

Nikolai V. Filippov en el Instituto Kurchatov de Moscú [Gribkov 1998] trabajaba en un Z-Pinch que consistía en un tubo de cuarzo con dos electrodos en los extremos, se evacuaba y posteriormente se admitía gas a baja presión. Para evitar fugas o contaminación del exterior, el dispositivo iba dentro de una cámara de vacío. Estos electrodos se conectan a un banco de capacitores, que se cargan mediante una fuente de alto voltaje (Fig. 1.2). Este dispositivo se conectaba al banco de capacitores por medio de un interruptor, que cuando se llegaba al voltaje de operación, entre 25 y 50 kV, era accionado y así se descarga el banco de capacitores a través de los electrodos, produciendo la columna de plasma y el consecuente pinch.

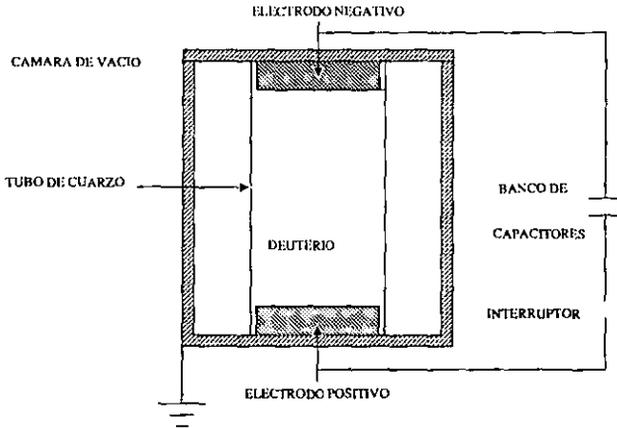


fig 1.2: *Primer dispositivo de Filippov*

Filippov no lograba optimizar el funcionamiento del aparato variando la presión de llenado o el voltaje de descarga, así que decidió cambiar la configuración del aparato, pues notó que a través del tubo de cuarzo había corrientes de fuga. Esto se hacía más evidente, debido a la erosión del electrodo por los haces de electrones de la descarga, pues se había depositado una película de cobre sobre la superficie interna del tubo de cuarzo, lo que facilitaba que se originaran estas corrientes de fuga por dicha superficie. Así en su segundo diseño le quitó el tubo de cuarzo y solo dejó que éste cubriera los electrodos a manera de aislante. Después de algunos disparos de acondicionamiento, descubrió que la producción de neutrones había crecido notablemente, lo que indicaba que estaban ocurriendo más reacciones de fusión en el aparato, que era lo que buscaba. Esto según se encontró más tarde, estaba asociado con el hecho de que uno de los electrodos estaba desconectado. Al hacer un análisis de cómo ocurría la descarga bajo estas circunstancias, Filippov descubrió que como la descarga no se producía entre los electrodos, se formaba una lámina de corriente entre el ánodo (electrodo positivo) y las paredes de la cámara de vacío que estaban aterrizadas (Fig. 1.3). Así cambió su diseño por tercera vez (Fig. 1.4) y con ello logró optimizar aún más el proceso y aumentó la generación de radiación. Entre la radiación

que se genera están los rayos X blandos y duros que se diferencian por su energía (en este trabajo los rayos-X blandos son del orden de 1 a 10 keV y los duros son los de energías superiores), y los neutrones de las reacciones nucleares.

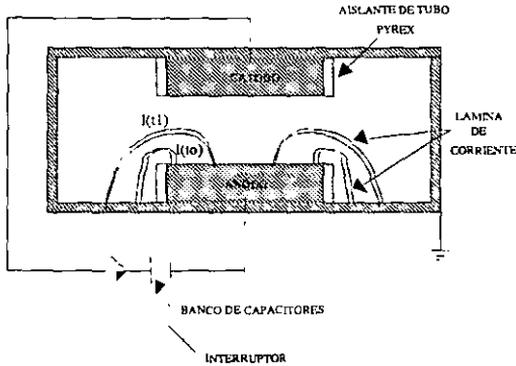
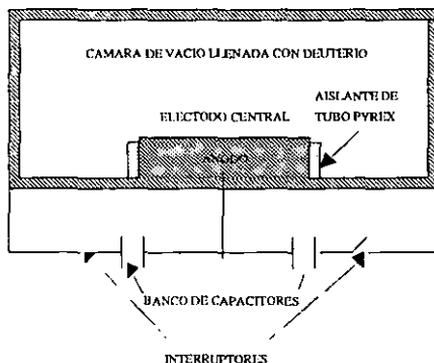


fig 1.3: Segundo dispositivo de Filippov

1.1.2 El descubrimiento y desarrollo de Mather

Como Filippov en Moscú, había mucha gente trabajando en aparatos de fusión. En Estados Unidos, en el Laboratorio Nacional de los Alamos, estaba trabajando Joseph Mather en métodos para confinar plasmas. En esa época él trabajaba en un cañón de Marshal, que consiste en un electrodo axial en el cual se produce una descarga, y en su extremo hay una válvula que deja salir deuterio al momento que ocurre la descarga. De este modo se obtiene un plasma de hidrógeno que puede inyectarse a otro aparato, como en un θ -Pinch, como en el caso de Los Alamos, o en un Tokamak. En una de las pruebas que realizaban, la válvula se averió y dejó que la recámara del cañón se llenara de deuterio a baja presión. Así, cuando se realizó la descarga los detectores de neutrones que tenían en el laboratorio midieron una cantidad inusual. Como Mather sabía que era posible que se formara un pinch (o sea una columna de plasma en el extremo del electrodo, como en el Z-pinch) en el cañón de Marshal bajo ciertas condiciones, entonces era muy probable que esos neutrones se hubieran originado en el cañón de Marshal al momento

fig 1.4: *Plasma Focus tipo Filippov*

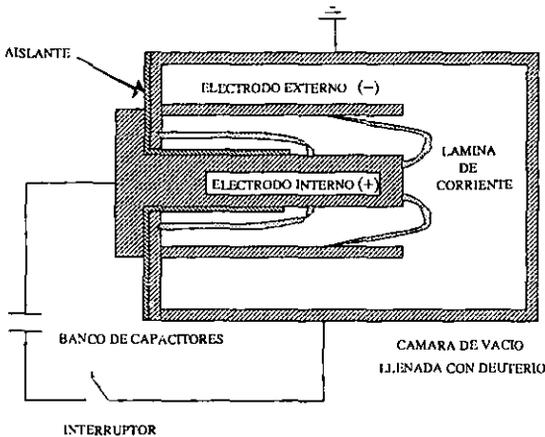
de la descarga. Investigando cuáles eran las condiciones al momento de ese disparo descubrió que para que ocurriera el pinch se requería una combinación apropiada del voltaje de disparo y de la presión de llenado en la recámara del cañón. Así, bajo estas observaciones hizo el diseño mostrado en la figura 1.5.

Con el tiempo, a estos dos esquemas, tanto el de Filippov como el de Mather, se les llamó Foco de Plasma Denso o Plasma Focus, y se hicieron muy populares tanto para la investigación de los plasmas densos pulsados, como atractivas fuentes de radiación pulsada, ya que no sólo eran fuentes pulsadas de neutrones, sino también de un amplio espectro de rayos X. Como la duración del pinch es muy breve, de aproximadamente $50ns$, las dosis son también pequeñas, en comparación con la radiación que emite un reactor nuclear o un Tokamak, que la producen de forma continua.

1.2 Descripción de los procesos del aparato

El Plasma Focus es un aparato en el cual se genera un plasma de densidad y temperatura altas, que se caracteriza por una profusa emisión de radiación.

Este aparato consiste en un cañón de plasma coaxial, en el cual se produce una descarga sobre un gas a presión de unos cuantos torr, la cual rompe en la recámara del cañón. De esta forma, se genera una lámina de corriente que

fig 1.5: *Plasma Focus tipo Mather*

avanza hacia el extremo del electrodo interno, en donde se enfoca finalmente, creando un Z-pinch. La energía almacenada en el banco de capacitores en forma de energía de campo eléctrico es convertida en energía del campo magnético asociado a la lámina de corriente, que depende de los parámetros de operación y finalmente transmitida al plasma enfocado. Se obtiene así un plasma denso y de temperatura alta o sea con gran energía térmica, en donde la temperatura de los electrones es del orden de keV .

Por efecto de inestabilidades de la columna del plasma, que se presentan inmediatamente después de ocurrido el pinch, se produce un campo eléctrico intenso que genera un haz de iones. Si el gas sobre el cual se realiza la descarga es deuterio, los iones acelerados colisionan con el plasma denso de fondo, y esto da lugar a reacciones de fusión nuclear, que producen neutrones de $2.45 MeV$. Este efecto haz-blanco se manifiesta por una emisión no isotrópica de los neutrones, y mediciones de anisotropía pueden arrojar luz sobre este fenómeno. Por otra parte, en dirección opuesta al haz de iones, se genera un haz bien colimado de electrones. Su aceleración, y eventual colisión contra el electrodo interno, originan rayos-X duros, que aparecen simultáneamente a la compresión de la columna de plasma y durante la destrucción de la columna por las inestabilidades. Además, los electrones del plasma denso

emiten rayos-X blandos por *bremsstrahlung* térmico. Todo lo anterior es de interés para diversas aplicaciones de este tipo de aparato como fuente de radiación pulsada.

En la cámara de descarga primeramente se hace vacío hasta el orden de 10^{-6} torr, y posteriormente se llena la cámara con deuterio a presiones de 1 a 10 torr, dependiendo del aparato. Después de haber cargado con la fuente de alto voltaje el banco de capacitores a un voltaje de por ejemplo 35kV, se realiza la descarga por medio de un interruptor de tipo *spark gap*, que consta de dos hemisferios semi-esféricos separados por un espacio de aire presurizado. Para cerrar el circuito, este gas se ioniza mediante una descarga entre los hemisferios o simplemente se deja escapar el aire presurizado. El spark gap del Plasma Focus del laboratorio de plasmas del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM "Fuego Nuevo II" o "FN-II" es del tipo que se acciona con una descarga entre los hemisferios, pero actualmente para accionar el circuito del Plasma Focus FN-II se hace ingresar aire presurizado al interruptor, mientras se cargan los capacitores a 35kV y después de deja salir el aire del gap para que ocurra la descarga [Castillo 1996]. A esta etapa se le llama de rompimiento, y es cuando se forma la lámina de corriente entre el electrodo interno y el externo (Fig. 1.6).

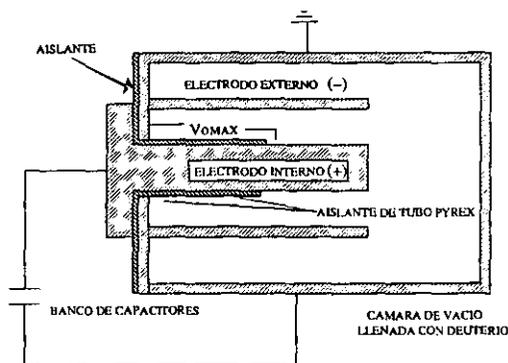


fig 1.6: *Etapa de Rompimiento*

Enseguida de que se forma la lámina, ésta avanza sobre el eje del electrodo interno y la velocidad de avance de la lámina esta determinada principalmente por la presión de llenado así como el voltaje de carga. En esta etapa la

lámina de corriente va ionizando el gas neutro, generando un plasma que se va moviendo junto con la lámina de corriente, como en una onda de choque [Herzinger 1979]. El mecanismo que impulsa la lámina de corriente es la fuerza de Lorentz $\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B}$ (donde \vec{J} es la densidad de corriente y \vec{B} el campo magnético), originada por el campo magnético que es inducido por la lámina de corriente. También en esta etapa la energía almacenada en el banco de capacitores en forma de campo eléctrico es transformada en energía de campo magnético. Esta etapa llamada de avance de la lámina es muy importante, pues de su buena evolución se tendrán las condiciones óptimas para formar el pinch, que son la buena ionización del gas neutro y la velocidad adecuada de avance de la lámina. Se espera que llegue al extremo del electrodo cuando la corriente sea máxima (Fig. 1.7).

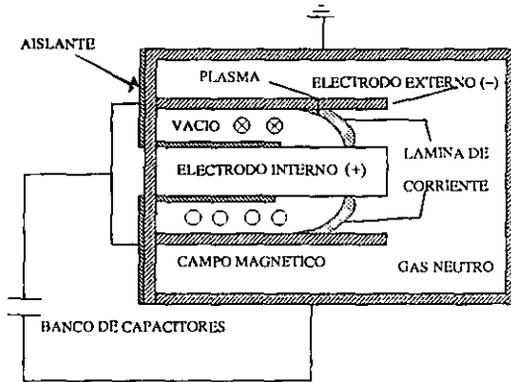


fig 1.7: *Etapa de Avance de la Lámina de Corriente*

Ya que la lámina de corriente ha llegado al extremo del electrodo interno, ésta se enfoca en su extremo, formando un rápido z-pinch que contiene un plasma muy denso y que es comprimido por su mismo campo magnético [Noll 1984]. En este proceso se transmite la energía de campo magnético al plasma, generando así un plasma de densidad y temperatura alta. Esta etapa llamada de formación y compresión de la columna (fase de compresión), se caracteriza por un aumento drástico de la resistividad eléctrica del plasma.

Cuando se ha formado el pinch (o sea, se alcanza la máxima compresión de la columna de plasma), es cuando las inestabilidades tienden a destruir la columna de plasma que se ha formado. De la teoría magneto-hidrodinámica

MHD se sabe que existen varios tipos de inestabilidades en el campo magnético que rompen, en este caso la columna de plasma. La primera inestabilidad la llamada " $m = 0$ " rompe la simetría en el eje z , esta inestabilidad ocasiona disminución en el radio de la columna en algunos puntos y la expansión en otros, por eso esta inestabilidad es llamada también de salchicha. Finalmente en un punto se rompe la columna. La segunda inestabilidad " $m = 1$ ", rompe la simetría azimutal ocasionando que la columna rote sobre su eje a manera de tornillo (inestabilidad de tornillo). Las dos inestabilidades destruyen la columna de plasma y tienen tasas de crecimiento distintas, pero para configuraciones como las del Z-Pinch, las $m = 0$ siempre son más rápidas (de algunas decenas de ns), por eso siempre se ven sólo inestabilidades $m = 0$ en estos aparatos.

Estas inestabilidades generan intensos campos eléctricos que son el mecanismo que produce haces de iones y electrones, los cuales conducen a colisiones entre núcleos de deuterio. Estas últimas originan reacciones ${}^2H + {}^2H \rightarrow {}^3H(1MeV) + p(3MeV)$ y ${}^2H + {}^2H \rightarrow {}^3He(0.82MeV) + n(2.45MeV)$. El haz de electrones al chocar contra el electrodo interno produce rayos X duros. Adicionalmente la alta temperatura del plasma origina rayos-X blandos por *bremstrahlung* térmico (Fig. 1.8).

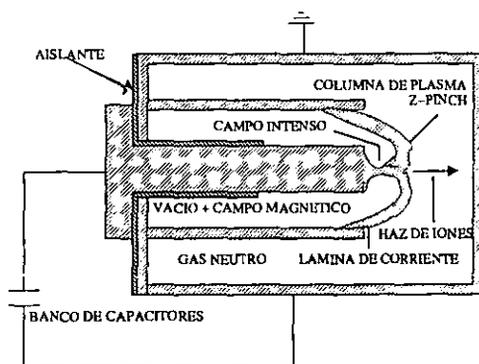


fig 1.8: Etapa de Compresión de la Columna de Plasma

Finalmente, las inestabilidades destruyen la columna de plasma. Todo este proceso, desde la fase de formación hasta la compresión dura del orden de 1 microsegundo, por lo que las dosis de las emisiones de rayos X son bajas

y la emisión de neutrones no dura más que la vida media de la columna, que es del orden de $50ns$.

Las ventajas de este aparato son que se pueden cambiar los parámetros de operación y tener mayoritariamente un tipo de radiación. Por ejemplo, en el modo de rayos-X se puede llenar parcialmente con Argón y así tener una alta emisión de línea de rayos-X. Si al contrario el llenado es con deuterio más tritio, se tendrá una alta producción de neutrones con energías de aproximadamente $14.1MeV$, y finalmente si se llena solamente con deuterio, se tendrán neutrones de $2.45MeV$ y rayos-X blandos y duros, con la ventaja de que la producción de cada tipo de radiación se puede semicontrolar (por ejemplo a presiones bajas casi no habrá neutrones) con dos parámetros de operación, los cuales son la presión de llenado y el voltaje de la descarga. Esto lo hace un aparato muy atractivo para diversas aplicaciones, además de tener las cualidades de un Z-Pinch, que como se sabe son compactos y de bajo costo de operación.

1.3 Plasma Focus "Fuego Nuevo II"

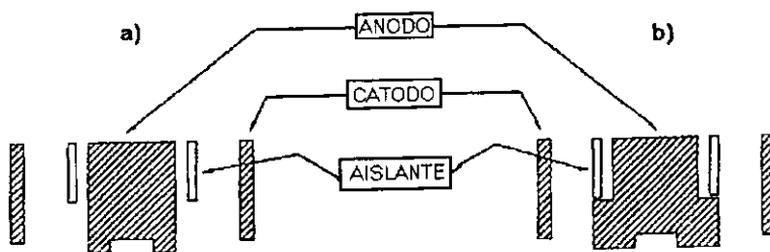


fig 1.9: Esquema del diseño experimental de los electrodos a) el electrodo I, b) el electrodo II

El plasma focus "Fuego Nuevo II" o FN-II se encuentra en el laboratorio de física de plasmas del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Y es un aparato de configuración tipo Mather, el cual está construido de la siguiente manera:

Se tiene un electrodo central cilíndrico de 4cm de largo y 2cm de radio, y a manera de cátodo se dispone de 12 varillas colocadas de manera que formen un cilindro exterior de 5cm de radio y de 5cm de longitud. El electrodo interno tiene rebajada su parte posterior (el segundo diseño usado) para dejar que el aislante de vidrio *Pyrex*, quede al raz del electrodo, como se ilustra en la figura 1.9. Todo este dispositivo se encuentra en una cámara de vacío que posee 2 ventanas a 90 grados del eje del electrodo para el análisis de la radiación del plasma originada principalmente en el pinch, como lo son los rayos-X blandos, figura 1.10. En cada ventana se dispone de una cámara de agujeros para obtener imágenes de la columna de plasma. Cada agujero en la lámina de cobre es cubierta con filtros de aluminio para el análisis de la energía de estos rayos X blandos, figura 1.11.

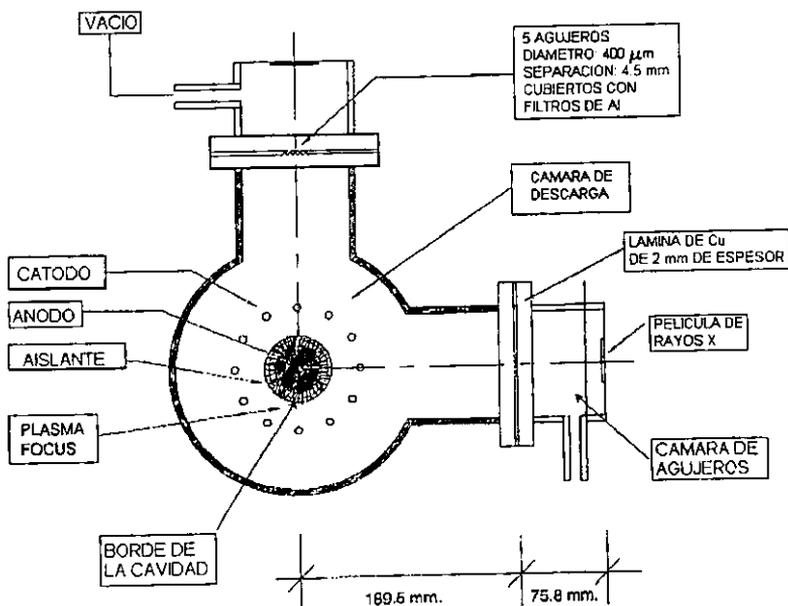


fig 1.10: Diagrama de la cámara de descarga y las cámaras de agujero, vistas sobre el eje del electrodo.

A cero grados del eje del electrodo se dispone de otra ventana, pero ésta

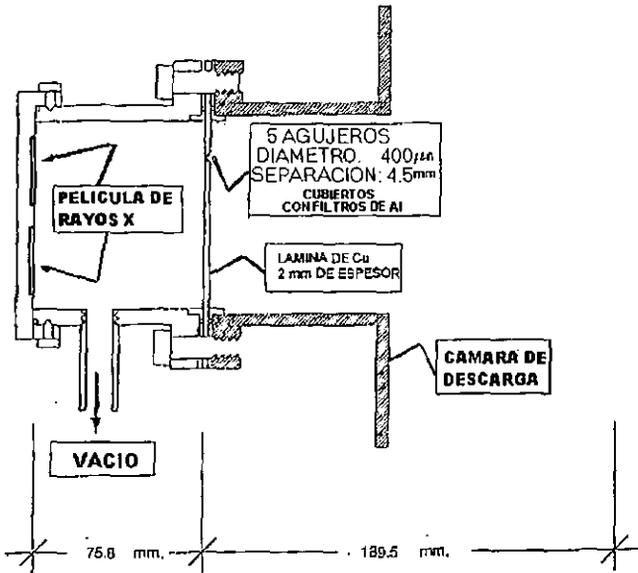


fig 1.11: Esquema de la cámara de agujero a 90 grados del electrodo.

tiene una cubierta de aluminio más gruesa a manera de filtro para analizar los rayos-X duros que se generan por el frenamiento de los electrones con el electrodo.

Este circuito se conecta a un banco de capacitores que consta de 4 capacitores de $1.87\mu F$ cada uno, lo que da una capacitancia total de $7.48\mu F$. Para cerrar el circuito se usa un interruptor tipo *Spark-Gap*. La carga en el banco de capacitores se realiza mediante una fuente de alto voltaje que lo alimenta con corrientes del orden de miliampers, a un voltaje de carga del orden de $35kV$, aunque también se usaron voltajes inferiores como $27kV$.

La cámara de vacío se evacuó a presiones de $10^{-6} torr$ mediante una bomba mecánica, y posteriormente una bomba turbomolecular, para alcanzar esos órdenes en la presión. Después se admitió deuterio hasta llegar a presiones típicas de $3 torr$. En el experimento se exploraron presiones de 1 a $5 torr$.

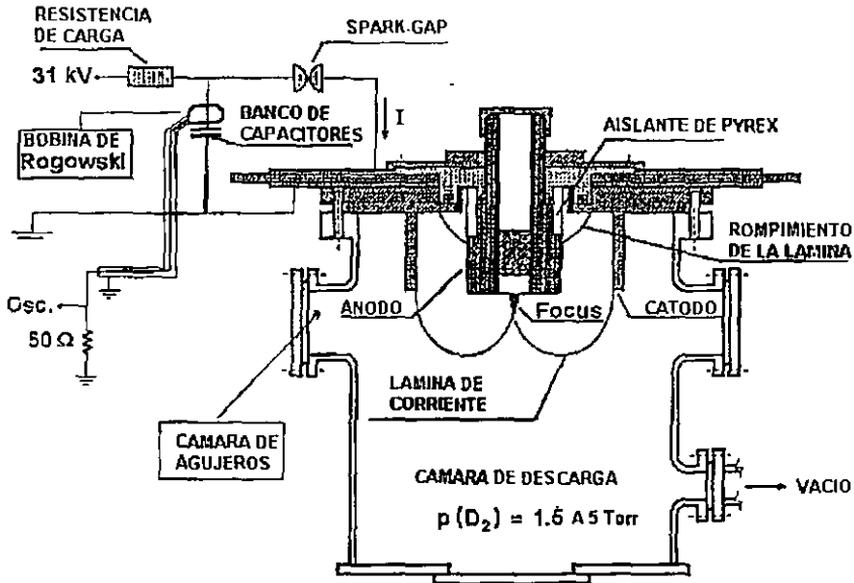


fig 1.12: Diagrama del Plasma Focus Fuego Nuevo II

Dentro de los análisis que se hicieron está la medición de los neutrones que se originan a cero y noventa grados, por medio de detectores de activación por plata. En ellos la plata es activada por los neutrones y posteriormente el decaimiento de la plata se mide con detectores Geiger. El otro análisis es el de los rayos-X blandos y duros para lo cual se usó película para rayos X que se colocó en las cámaras de agujeros, para el estudio de los rayos X blandos, y al mismo tiempo obtener una imagen de la columna de plasma, y con un análisis de varias imágenes simultáneas por medio de los distintos filtros. De esta forma se observan puntos calientes y las inestabilidades que aparecen en la columna de plasma. Para el análisis de los rayos-X duros, también se colocó película para rayos X en la ventana que se halla a cero grados.

Para el análisis resuelto en el tiempo de la emisión de neutrones se colocó un centellador a una distancia variable de la cámara de vacío, y con él se obtuvieron señales en el osciloscopio de la generación en función del tiempo

de neutrones y rayos-X duros.

Finalmente, para verificar el modelo del circuito eléctrico con el experimento se comparó la señal de la derivada de la corriente di/dt del experimento con la del modelo. Para tener esta señal en el osciloscopio se colocó una bobina de Rogowski en la salida del banco de capacitores (Fig. 1.12), para así tener una corriente inducida en la bobina, que es proporcional a di/dt del aparato. Esta señal también sirvió para medir el tiempo en que ocurre el pinch, y verificar la profundidad de la señal, para observar qué tan bien se forma el pinch y compararlo con la emisión de radiación.

1.4 Estructura de la tesis

Esta tesis, se basa en el trabajo realizado en el Plasma Focus "Fuego Nuevo II" que es del tipo Mather, que se encuentra en el laboratorio de plasmas del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Se mide la anisotropía de los neutrones generados en el momento en que ocurre el pinch y se muestran algunos resultados preliminares sobre la detección de los rayos X. Esto se hizo para dos configuraciones de electrodos, básicamente el trabajo experimental se basó en la medición de la anisotropía, para hallar evidencia del mecanismo que genera a estos neutrones, ya sean por efecto haz-blanco entre el haz de iones y el plasma de fondo o por reacciones termonucleares. Asimismo, se inició un análisis resuelto en el tiempo de la señal de los neutrones, para ampliar la información de estos mecanismos.

El diagnóstico de los rayos-X se obtuvo mediante radiografías, de las cámaras de agujero para ver los rayos-X blandos y así tener una imagen de la columna de plasma, y también radiografías de la ventana que se halla a cero grados, para obtener información de los rayos-X duros, y estimar su intensidad.

Previamente se realiza un análisis de los modelos más conocidos en la simulación del circuito del plasma focus, y a diferencia de otros trabajos, aquí se incluyen las tres etapas acopladas en el análisis numérico, y se hace un modelo de la transformación de energía de campo eléctrico a energía de campo magnético, para conocer la eficiencia del aparato en función de sus parámetros de funcionamiento, como son la presión de llenado y el voltaje de la descarga. Estos resultados de operación del aparato se comparan con los resultados experimentales.

Capítulo 2

Descripción del Circuito Equivalente

2.1 Introducción

En este capítulo se plantearán modelos del circuito equivalente para el plasma focus para resolverlos numéricamente y compararlos con los resultados experimentales del FN-II, los modelos que se plantean son el de un circuito RLC y el de "Snow-Plow" con interruptor basados en los modelos de Lee [Lee 1990] y de Chen [Chen 1992].

2.2 Etapas del Plasma Focus

En el capítulo anterior se mencionaron las distintas etapas de operación de plasma focus. Cada etapa se puede describir con un circuito eléctrico equivalente y diferenciados entre ellos.

La diferencia reside en el tiempo de duración de cada etapa y la componente del circuito que más afecta en la evolución de la corriente en el tiempo. Por ejemplo en la etapa de rompimiento lo que gobierna principalmente la evolución de la corriente es la resistividad del interruptor que pasa de valores de $M\Omega$ a valores de $2.6m\Omega$ en $600\mu s$, de acuerdo a una forma exponencial.

En la etapa de avance de la lámina lo que gobierna al circuito es la inductancia variable de la misma lámina, que al ir avanzando por el electrodo interno va cambiando en función de su posición z a lo largo del electrodo interno, y que cierra el circuito con el electrodo externo a manera de un

pistón (también conocido como modelo de "Snow-Plow") [Lee 1990]. En esta etapa la lámina va acumulando masa debido al gas que va ionizando a su paso y que invariablemente afecta su dinámica (Fig. 2.1). La inductancia de este conductor coaxial es de la forma

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right) z(t) = L_0 Z(t) \quad (2.1)$$

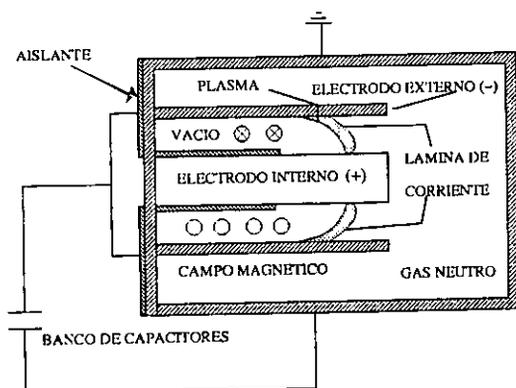


fig 2.1: Etapa de avance de la lámina de corriente

En la etapa de compresión la inductancia llega a su valor máximo y es cuando aparece una columna de plasma en el extremo del electrodo interno, que es comprimida por el campo magnético originado en la etapa previa. Esta energía de campo magnético es transferida velozmente a la columna de plasma que se colapsa sobre sí misma, originando así un plasma de temperatura y densidad altas.

Se sabe que la caída de voltaje del inductor es de la forma

$$V = L \frac{dI}{dt} \quad (2.2)$$

Así, la energía de campo magnético almacenado en el inductor es simplemente la integral de t_0 a t_1 de VI [Halliday 1982], es decir

$$E = \int_{t_0}^{t_1} L \frac{dI}{dt} I(t) dt = \frac{L}{2} I^2 \quad (2.3)$$

Esta energía es la que se le transfiere a la columna de plasma. Además en esta etapa se sigue usando un modelo de "Snow-Plow" pero ahora en dirección radial pues se debe considerar el gas que se halla en el extremo del electrodo y éste será ionizado y empujado por la lámina de corriente en dirección radial (Fig. 2.2).

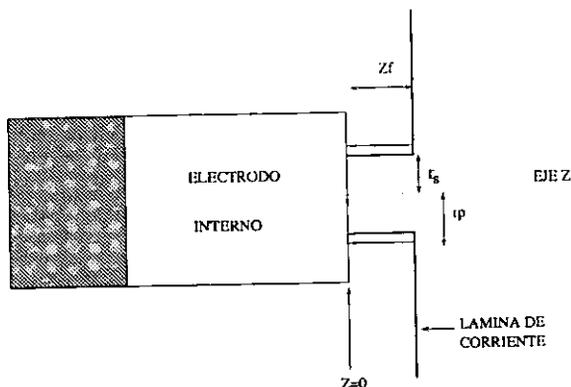


fig 2.2: Etapa de compresión de la lámina de corriente

2.3 Circuito RLC

El circuito equivalente del plasma focus mostrado en la figura 2.3, se divide en tres circuitos y el tiempo que dura cada etapa es de fracciones de microsegundos y suman entre sí, no más de un par de microsegundos. El comportamiento después de este tiempo en el que se genera el pinch es el de un circuito RLC que se comporta como un oscilador amortiguado con frecuencia característica ω , y al resolverlo como un modelo a primera aproximación dará alguna información general sobre él, e información para posibles aproximaciones al momento de resolver las ecuaciones de los circuitos equivalentes de cada etapa.

Primeramente, se tiene que un circuito RLC es un sistema que consta de un capacitor cargado a un voltaje V_0 al tiempo $t = 0$ y una resistencia de valor pequeño y una inductancia conectada en serie. Si el valor de la resistencia es pequeño, el comportamiento del circuito será el de un oscilador

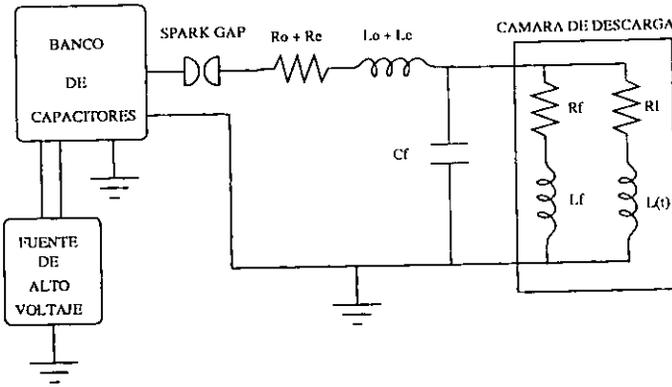


fig 2.3: Circuito equivalente del Plasma Focus

amortiguado de la forma $I = Aexp(-\lambda t)$, y toda la potencia del circuito se disiparía por efecto joule a través de la resistencia.

Supóngase que existe un interruptor ideal que se cierra al tiempo $t = 0$ sin afectar de otra forma al circuito. A partir de ese momento la corriente del circuito empieza a evolucionar en el tiempo y es gobernada por la ecuación del circuito.

$$\frac{1}{C} \int Idt + L \frac{dI}{dt} + RI = 0 \tag{2.4}$$

Derivando con respecto al tiempo se obtiene la ecuación de un oscilador armónico amortiguado que se puede interpretar como la transferencia de energía de campo eléctrico almacenada en el banco de capacitores

$$E_e = \frac{C}{2} V^2 \tag{2.5}$$

a energía de campo magnético almacenada en el inductor

$$E_m = \frac{L}{2} I^2 \tag{2.6}$$

y viceversa [Alonso 1982]. Esta energía se va disipando a través de la resistencia por efecto Joule. Así la ecuación resultante es

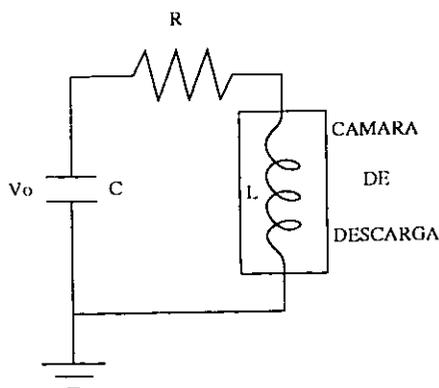


fig 2.4: Circuito RLC equivalente

$$\ddot{I} + \frac{R}{L}\dot{I} + \frac{1}{LC}I = 0 \tag{2.7}$$

y cuya solución es de la forma,

$$I(t) = A \exp \left[\left(-\frac{R}{2L} + \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}} \right) t \right] + B \exp \left[\left(-\frac{R}{2L} - \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}} \right) t \right], \tag{2.8}$$

lo que da las constantes $2\alpha_1 = \frac{R}{L}$ y $\omega' = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$ como el término de la raíz es complejo se agrupa y queda en términos del coseno de ωt , o sea

$$I = A \exp(-\alpha_1 t) \cos(\sqrt{\omega'^2 - \alpha_1^2} t + \phi). \tag{2.9}$$

Aplicando las condiciones iniciales $I(0) = 0$, sea $\phi = \pi/2$, y para simplificar la notación sea el cambio de variable $T = \omega t$ donde t es el tiempo en segundos y ω es la frecuencia característica del circuito, lo que da un período normalizado a 2π y las nuevas constantes $\alpha = R/2L\omega = (R/2)\sqrt{\frac{C}{L}}$ y el factor $h = \sqrt{1 - \alpha^2}$. Así,

$$I = A \exp(-\alpha T) \text{sen}(hT) \tag{2.10}$$

2.3.1 Transferencia de energía eléctrica a magnética en el circuito RLC

Primeramente se desea conocer la relación exacta que existe en la transferencia de energía del campo eléctrico almacenada en el banco de capacitores a energía de campo magnético que se tendrá en la inductancia L del circuito. Para este circuito RLC, como se mencionó anteriormente, la energía magnética está dada por $E_m = (L/2)I_{max}^2$ y la energía de campo eléctrico en el banco de capacitores está dada por $E_e = (C/2)V_0^2$.

Si $R = 0$, se sabe que esta transferencia es del 100%. De aquí se encuentra el valor de A en $I(t)$ para el circuito LC, es decir,

$$I(t) = A \text{sen}(\omega t), \tag{2.11}$$

$$\frac{C}{2} V_0^2 = \frac{L}{2} A^2 \text{sen}^2(\omega t), \tag{2.12}$$

la transferencia máxima es en $t = \pi/2\omega$, lo que da como resultado

$$A = \sqrt{\frac{C}{L}} V_0 = C\omega V_0 = \frac{V_0}{\omega L}. \tag{2.13}$$

Esta constante A será I_0

Para encontrar la función de transferencia de energía de campo eléctrico en energía de campo magnético como función de las impedancias del circuito, lo que se necesita es conocer esta I_0 , o sea la amplitud máxima que puede alcanzar la corriente. Para el circuito RLC se obtiene el voltaje del capacitor usando el cambio de variable $T = \omega t$,

$$V_c = \frac{1}{\omega C} \int A e^{-\alpha T} \text{sen}(hT) dT \tag{2.14}$$

Al tiempo $T=0$ se tiene que el voltaje en el banco de capacitores es V_0 . Así se integra se evalúa en $T = 0$ y se despeja A;

$$\omega C V_c = \frac{h^2 A}{h^2 + \alpha^2} \left[\frac{\exp(-\alpha T) \cos(hT)}{h} + \frac{\alpha \exp(-\alpha T) \text{sen}(hT)}{h^2} \right], \tag{2.15}$$

$$A = \frac{\omega CV_c}{h}, \quad (2.16)$$

donde se ha empleado el hecho de que $\alpha^2 + h^2 = 1$. Por lo tanto,

$$I(t) = \frac{\omega CV_0}{h} \exp(-\alpha \omega t) \text{sen}(h \omega t). \quad (2.17)$$

Ahora, ya que se tiene $I(t)$, se igualan las energías de campo eléctrico y magnético al momento de la corriente máxima, es decir en $t = \pi/2\omega h$, lo que da

$$\frac{C}{2} V_0^2 = \frac{L}{2} \left(\frac{V_0}{L\omega h} \right)^2 \exp\left(-\frac{\alpha\pi}{h}\right), \quad (2.18)$$

es decir que la transferencia de energía es $E_{m_{max}} = (CV_0/2)E_m(\alpha)$

$$E_m(\alpha) = \frac{\exp\left(-\frac{\alpha\pi}{h}\right)}{1 - \alpha^2}. \quad (2.19)$$

Enseguida se enlistan los valores de transferencia de energía eléctrica a magnética dependiendo del factor de impedancia del circuito $\alpha = (R/2)\sqrt{C/L}$, el término de doble asterisco corresponde al parámetro α del FN-II en la tabla 2.1.

2.3.2 Avance de la lámina en el modelo RLC

Siguiendo con el modelo $I = A \exp(-\alpha T) \text{sen}(hT)$ para $hT = \pi/2$, tomando α del experimento FN-II (tabla 2.1) para la ecuación 2.17, sea $I \approx (0.912V_0/L\omega) \text{sen}(hT)$. el factor 0.912 es lo que ha decaído la amplitud debido a las pérdidas por efecto Joule, y $L(T) = L_0 Z(T)$ de la ecuación 2.1. El campo magnético que se genera por la corriente que circula a través del electrodo interno es

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (2.20)$$

α	$Em_{max}\%$	α	$Em_{max}\%$
0.01	96.92	0.20	54.86
0.02	93.95	0.40	30.21
0.04	88.32	0.50	21.74
0.0588*	83.38*	0.60	14.81
0.06	83.09	0.70	9.02
0.08	78.21	0.80	4.21
0.10	73.66	0.90	0.80

Tabla 2.1: *Transferencia de energía en función de α . Los valores con asterisco corresponden a los medidos en el FN - II.*

La fuerza debida a la presión magnética, que se origina por este campo magnético entre el electrodo interno de radio a y el electrodo externo de radio b , es por lo tanto

$$F = \int_a^b \frac{B^2}{2\mu_0} r dr d\theta = \frac{L_0}{2} I^2. \tag{2.21}$$

donde $L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(b/a)$ (ver ecuación 2.1).

Ya que se tiene la fuerza que se le aplica a la lámina de corriente, entonces se plantea su ecuación de movimiento, recordando que se está usando el modelo de "Snow-Plow". La masa de la lámina de corriente varía con la posición de la forma $\lambda Z(T)$, siendo λ la densidad lineal de masa, es decir m/Z_0 , lo que nos da la ecuación de movimiento

$$\omega^2 \frac{d}{dT} [\lambda Z \dot{Z}] = \frac{0.832 L_0 V_0^2}{2L^2 \omega^2} \text{sen}^2(hT). \tag{2.22}$$

Integrando dos veces respecto a T se obtiene una solución de la forma

$$Z = \frac{Ah}{4} T^2 + \frac{B}{8h} \cos(2hT) + CT + D. \tag{2.23}$$

Aplicando las condiciones a la frontera, es decir $Z(T = 0) = 0$ y $\dot{Z}(T = 0) = 0$ se obtiene como solución

$$\xi(T) = \frac{Z(T)}{Z_0} = \frac{0.832 L_0 h V_0^2}{8L^2 m \omega^4} T^2. \tag{2.24}$$

Radio de cátodo	b=5cm
Radio del ánodo	a=2cm
Longitud del electrodo	z _o =4cm
Inductancia del electrodo	L _o =183.3nH/m
Inductancia parásita	L=54nH
Capacitancia del Banco	C _o =4x1.87μF
Presión de llenado	P _o = de 0.5 a 5 torr
Voltaje de carga	V _o = de 25 a 35 kV

Tabla 2.2: Dimensiones y parámetros de operación del FN - II

2.3.3 Resultados del modelo RLC

Como se mencionó en las secciones anteriores, se tiene los resultados del modelo para la aproximación del Plasma Focus a un circuito RLC. Primeramente se enlistan los valores característicos y parámetros de operación del FN-II en la tabla 2.2.

Los valores del circuito tales como la capacitancia, la inductancia y la resistencia son:

$$\begin{aligned}
 R &= 10^{-2} \Omega, \\
 L &= 54 \times 10^{-9} \text{ H}, \\
 C &= 7.48 \times 10^{-6} \text{ F},
 \end{aligned}$$

lo que da valores para los parámetros

$$2\alpha_1 = \frac{R}{L} = 1.85 \times 10^5, \quad (2.25)$$

$$\omega' = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} = 1.570 \times 10^6 \text{ rad/s}. \quad (2.26)$$

Para este caso particular se tiene $\alpha = 0.05885$ y $h = 0.9983$.

De esto se concluye primeramente que el circuito se comportará como un oscilador amortiguado de período $T = 4.00 \mu\text{s}$, frecuencia $1.57 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ y con constante de amortiguamiento de $\alpha_1 = 9.26 \times 10^4$, y después de un cuarto de período la amplitud de la corriente ha caído aproximadamente en un 16.6%. Puesto que se sabe que las tres fases del plasma focus a lo más dura un par de microsegundos, la pérdida de energía debida a la resistividad de la línea

de transmisión puede despreciarse en el análisis del circuito comparada con la pérdida de energía debida a la ionización del plasma, y a la resistencia del interruptor en una primera aproximación. La segunda conclusión que se obtiene proviene de la evidencia experimental de la etapa de avance de la lámina, que se puede aproximar con una función seno que concordaría con la etapa de oscilación que se obtiene del análisis del circuito RLC. Salvo por una discontinuidad que se origina al momento del pinch, o sea en la etapa de compresión, esta solución se puede aproximar muy bien para la etapa de avance de la lámina.

Y por último se puede concluir que la transferencia de energía al plasma está dada por la corriente que pasa por el electrodo justo en el momento en el que principia la fase de compresión (ecuación 2.19) en este modelo, así se desea que esta fuese máxima al momento que ocurre el pinch, pero como se ve en el circuito RLC, esto depende del valor inicial $\dot{I}(0)$ y esto sólo depende del tiempo de descarga del capacitor, o sea de la impedancia del circuito y a su vez no depende tanto de la resistencia de la línea de transmisión sino de la resistencia del interruptor y la lámina de corriente, así como la capacitancia y las inductancias.

Para la parte de transferencia de energía magnética (ecuación 2.19), en este caso particular de RLC se tiene la transferencia de energía magnética $E_m(\alpha) = 83.38\%$ de la energía del banco de capacitores. Es decir, si $V_0 = 35kV$, $E_e = 4581.5J$, o sea que la energía de campo magnético disponible es de sólo $3820.9J$ y la energía disipada por efecto Joule es del orden de $760.4J$. Tomando en cuenta que esta resistividad que se considera, es esencialmente de la lámina de corriente, que al ionizarse produce una caída de voltaje parecida a una resistencia que depende de la ionización del deuterio de la cámara, donde se hallan los electrodos y también depende del tiempo, para este caso se propone una constante que como primera aproximación tiene un valor de $R = 0.01\Omega$. Ahora bien, se sabe que un mol de deuterio atómico tiene 6.023×10^{23} átomos y que cada átomo de deuterio requiere de $13.6eV$ para ser ionizado. Esto indica que la densidad de energía necesaria para ionizar un mol de deuterio atómico es

$$E_{ionización} = 1.31MJ/grmol. \quad (2.27)$$

Esta densidad de energía nos da una limitante para la masa de deuterio que será ionizado en la cámara de descarga con este valor de resistencia $R = 0.01\Omega$. Así, la máxima masa de deuterio molecular ($2.62MJ/grmol$

$\alpha = 0.05883$
$E_{e_{total}} = 4581.5J$
$E_{m_{m\acute{a}xima}} = 3820.9J$
$E_{Joule} = 760.4J$
$E_{Ionizaci\acute{o}n} = 1.31MJ/grmol$
$E_{I_{deuteriomol}} = 2.62MJ/grmol$
$E_{Pinch} = 519.64J$
$P_{m\acute{a}xima} = 10.2torr$

Tabla 2.3: Resumen de parámetros estimados en el FN – II de acuerdo con la teoría

de deuterio molecular) que podrá ser ionizado, es de $2.902 \times 10^{-4}grmol$ de deuterio molecular, y por equipartición de la energía, esta masa no podrá disponer de mas del 50% de la energía disipada por efecto joule, lo que equivale a presiones de llenado en la cámara de 10.2torr. De la evidencia experimental se sabe que las presiones de operación del plasma focus no sobrepasan los 10torr, porque a 5torr ya se presentan problemas con la ionización del deuterio y se forman segundas láminas de corriente. Así, este valor de R es adecuado para no tener este problema de dobles láminas a las presiones de operación, además de que se necesita una fracción adicional de energía para obtener el deuterio atómico, ya que la cámara se llena con deuterio molecular, pero esta fracción es mucho menor que la necesaria para ionizarlo, además de que pueden ser mayores todas las demás pérdidas que implica el circuito, como la misma resistividad de la línea de transmisión, el interruptor y las fugas por el aislante del ánodo.

Ahora, de esa energía magnética que se logró transferir, y que es solo es el 83.38%, no toda se transfiere a la inductancia de la lámina de corriente, pues esta inductancia alcanza su valor máximo cuando ya se barrió todo el electrodo interno, y equivale a 7.33nH, que sólo equivalente al 13.6% del valor de L total. Esto da como resultado que la energía magnética que se aprovechará en la formación del pinch, o etapa de compresión, es solo el 11.3% del total, es decir 519.6J.

Los resultados para la etapa de avance de la lámina para este modelo, deben incluir los resultados previos de la ecuación 2.24. Se puede concluir que para obtener la transferencia máxima de energía magnética es necesario que la lámina de corriente llegue al final del electrodo, es decir $\xi(T) = 1$

cuando $\text{sen}(hT) = 1$, en otras palabras cuando $T = \pi/2h$. Así se encuentra la masa bajo estas condiciones de operación, que será lo que optimiza al plasma focus en esta aproximación, lo que da el valor aproximado.

$$m = \frac{0.832 \times \pi^2 L_0 V_0^2}{32hL^2\omega^4} \approx 3.23 \times 10^{-6} \text{gr} \quad (2.28)$$

Con esto se concluye que la masa del plasma será aproximadamente $1.615 \times 10^{-6} \text{grmol}$ o sea tendrá una presión de llenado optima de 0.12Torr y la densidad de energía será de

$$E_{\text{Plasma}} = 321.8 \text{MJ/grmol} \quad (2.29)$$

Los iones de deuterio tendrán una temperatura de acuerdo a su energía cinética promedio de 3.34keV .

Otro caso interesante es el que se obtiene del modelo de "Snow-Plow" para el caso de la masa acumulada en la etapa tres (a una presión de 3torr), o sea en el borde del electrodo, la cual es de $4 \times 10^{-6} \text{moles}$, lo cual da una densidad de energía de 128.9MJ/grmol , lo que equivale a una temperatura de iones de 1.34keV .

2.4 Etapa de Rompimiento

En el primer modelo que se resolvió sólo se usó la ecuación de un circuito oscilante RLC sin tomar en cuenta la dinámica de la lámina de corriente. Por lo tanto no se tiene ninguna información de la etapa de rompimiento ni de la etapa de compresión de la lámina de corriente y mucho menos la forma en que se realiza la transferencia de energía. Para esto es importante conocer bien el dispositivo experimental y tener en cuenta las aproximaciones necesarias para simplificar el modelo, pero sin perder generalidad y así seguir conservando las características de un Plasma Focus, sin que se reduzcan a las ecuaciones de un Z-Pinch. Para esto es importante tener bien diferenciadas las etapas y construir adecuadamente el circuito equivalente del modelo propuesto. De la evidencia experimental se determina empíricamente que la resistencia del interruptor que usa el Spark-Gap, se puede modelar bajo la ecuación [Chen 1992]

$$R_{\text{Interrupctor}}(t) = R_0 \exp(-bt), \quad (2.30)$$

donde el parámetro b es característico tanto del gas y presión de llenado del interruptor como del voltaje de operación [Sarjeant Cap. 4 y 6]. Aquí la línea de transmisión se desprecia, comparando sus valores de capacitancia e inductancia respecto al resto del circuito. En el caso del FN-II la operación del interruptor consiste en llenarlo con aire presurizado, después se carga el banco de capacitores a aproximadamente $35kV$, y finalmente se abre la válvula del gas del interruptor, para que escape el aire y llegue a presión atmosférica. Así conociendo las curvas de Paschen para el aire [Sarjeant Cap. 6], el interruptor cortocircuitará el circuito según la ecuación 2.30 a valores menores que el voltaje de operación, que en este caso es de $35kV$, por lo que no se tienen problemas con el acople del interruptor y las condiciones de disparo. También se sabe de la curva de Paschen para el hidrógeno, que a las presiones de llenado de la cámara de descarga siempre romperá la descarga para esos voltajes y no afectarán las características del circuito, por lo que el efecto de la cámara de descarga es despreciable comparada con la del interruptor (tipo spark-gap). Así el término b de la ecuación 2.30 será prácticamente constante para el experimento mientras sigan estas condiciones de operación.

Así la ecuación del circuito equivalente (Fig. 2.5) es

$$\frac{1}{C} \int I(t)dt + \frac{d(LI)}{dt} + R_o \exp(-bt)I + RI = 0. \quad (2.31)$$

Si se divide entre L y se deriva respecto a t se obtiene,

$$\frac{dT}{dt} \left[I(1 - \alpha\beta \times \exp(-\beta T)) + \dot{I}(\gamma + \alpha \times \exp(-\beta T)) + \ddot{I} \right] = 0. \quad (2.32)$$

En donde $T = \omega t$, $\omega^2 = 1/LC$, $\alpha = R_o/L\omega$, $\beta = b/\omega$, $\gamma = R/L\omega$

Las ecuaciones 2.33 y 2.34 se integra numéricamente mediante el método de Euler, reduciendo la ecuación a primer orden [Apéndice A] y se toma $V_o/L\omega J(T) = I(T)$ con $J(T)$ normalizada a $I(T)$ para el circuito LC, lo que da el sistema con condiciones iniciales $J(0) = \epsilon$ y $\dot{J}(0) = 0$. La ϵ debe tomar en cuenta por las corrientes de fuga al momento que comienza el corto circuito. El sistema de ecuaciones a estudiar es así pues,

$$\dot{J} = y \quad (2.33)$$

$$\dot{y} = -J[1 - \alpha\beta \times \exp(-\beta T)] - y[\gamma + \alpha \times \exp(-\beta T)]. \quad (2.34)$$

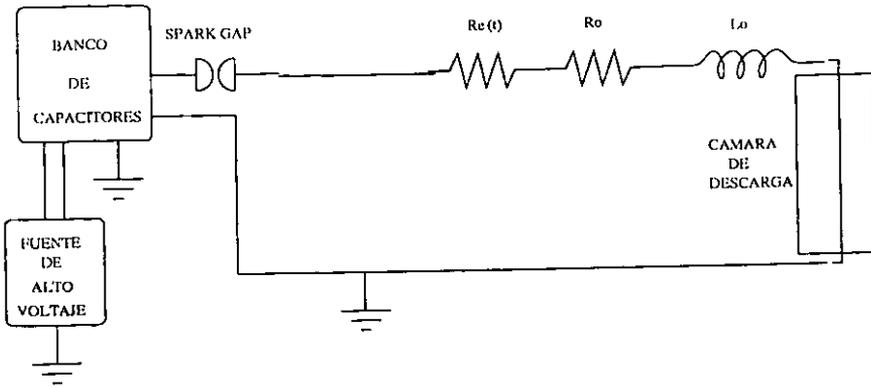


fig 2.5: Circuito equivalente de la primera etapa

Para el cálculo de la transferencia de energía de campo eléctrico a magnético se tiene de la definición de potencia en el inductor

$$P(T) = I(T)V(T) = I(I) \frac{d(LI)}{dT} \tag{2.35}$$

en este caso (primera etapa) $L(T) = L$ es constante y el trabajo hecho por este inductor en un ΔT es $\Delta W = P(T)\Delta T$. Así la energía de campo magnético que es el equivalente al trabajo hecho por este inductor de un tiempo $T=0$ a $T = T_1$ es la suma de todos estos ΔW , y en función del sistema de ecuaciones 2.34 y 2.35 ésta queda integrada numéricamente con la condición inicial $W(0)=0$. La ecuación para la energía magnética queda

$$E_m = \sum_i \Delta W = \sum_i J_i y_i \Delta T. \tag{2.36}$$

En este caso como se ha normalizado respecto al circuito LC. E_m se tiene que multiplicar por $CV_o^2/2$ para obtener E_m en Joules, Para mayor precisión la ecuación 2.36 se integra mediante el método de lo. trapecios [Apéndice A, método de integración de los trapecios].

2.5 Etapa de avance de la lámina

En esta sección se plantean las ecuaciones del circuito equivalente de la etapa de avance de la lámina de corriente.

La etapa de avance de la lámina de corriente se sigue del modelo de "Snow - Plow" (Fig. 1.6) según el cual la dinámica de la lámina se afecta directamente por la masa acumulada en la lámina al ir avanzando sobre el electrodo. Así se plantea la ecuación de movimiento (el modelo de "Snow-Plow" es unidimensional) ecuación 2.37, donde el término a la izquierda corresponde a la derivada respecto al tiempo del momento de la lámina de corriente. En este caso la masa depende de la posición y por lo tanto del tiempo, y viene implícita en la densidad de llenado ρ . El lado derecho es la fuerza, que en este caso es la integral de la presión magnética a lo largo del radio entre los dos electrodos (ecuación 2.21).

$$\frac{d}{dt}[\rho\pi(b^2 - a^2)z\dot{z}] = \frac{\mu_0 \log(b/a)}{4\pi} I^2. \tag{2.37}$$

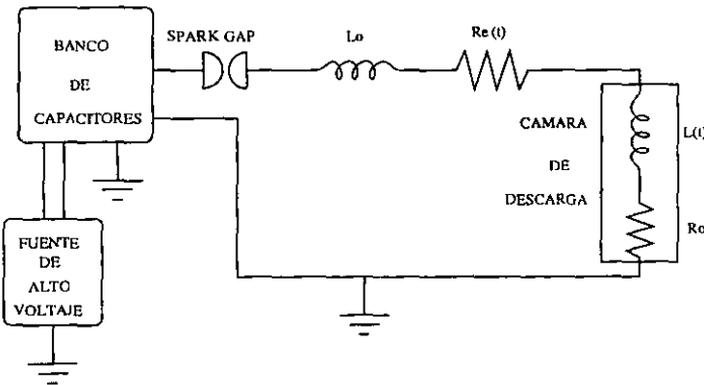


fig 2.6: Circuito equivalente de segunda etapa

La otra ecuación del sistema es la ecuación del circuito equivalente figura 2.6. Esta es similar a la ecuación 2.31, salvo que esta incluye la inductancia de la lámina de corriente (ecuación 2.1) y la del interruptor (ecuación 2.30), e incluye un Δt en el tiempo debido al tiempo transcurrido en la etapa de rompimiento, y así se acoplan las dos etapas tomando las condiciones iniciales de la segunda etapa como las condiciones finales de la primera etapa. Es decir se toma $J(T_1)$ y $dJ(T_1)/dT$,

$$\frac{1}{C} \int I(t) dt + [R_0 + R \exp(-b(t + \Delta T))] I(t) + \frac{d}{dt} [(L + L_0 z(t)) I(t)] = 0. \quad (2.38)$$

Parametrizando como en la ecuación 2.32 a R_0, R, b, t , normalizando la corriente $I \rightarrow J$, derivando respecto a T , y dividiendo entre L la ecuación del circuito equivalente, se obtiene:

$$\ddot{J}(1 + \delta \xi) + \dot{J}(2\delta \dot{\xi} + \alpha \exp(-\beta(T + \Delta T))) + \gamma + J(1 - \alpha \beta \exp(-\beta(T + \Delta T)) + \delta \ddot{\xi}) = 0, \quad (2.39)$$

donde $\xi = z(T)/z_0$ y $\delta = L_0/L$.

La otra ecuación la 2.37 es la de la dinámica del movimiento de la lámina y queda como

$$K(\xi \ddot{\xi} + \dot{\xi}^2) = \frac{\delta}{2} J^2, \quad (2.40)$$

donde

$$K = \frac{mL}{z_0} \left(\frac{\omega^2}{V_0} \right)^2, \quad (2.41)$$

siendo m la masa del volumen contenido entre los dos electrodos en términos de la presión de llenado de la cámara de descarga.

El término ΔT se obtiene del cálculo numérico en la etapa de rompimiento y es típicamente de 0.39 en unidades de T . Nuevamente, este sistema se resuelve mediante el método de Euler para el sistema acoplado.

$$x = \xi, \quad (2.42)$$

$$y = \dot{J}, \quad (2.43)$$

$$\dot{x} = [\xi]^{-1} \left[\frac{\delta}{2z_0^2 K} J^2 - x^2 \right], \quad (2.44)$$

$$\dot{y} = [(1 + z_0\delta\xi)]^{-1}[-y(2z_0\delta x + \alpha\exp(-\beta(T + \Delta T))) + \gamma] - J(1 - \alpha\beta\exp(-\beta(T + \Delta T)) + z_0\delta\dot{x}). \quad (2.45)$$

Los valores iniciales para poder integrar se obtienen de los datos de la etapa de Rompimiento, los cuales son $J(T_1)$, $\dot{J}(T_1)$, y las condiciones iniciales de la lámina son $\xi(\Delta T) = 0$ y $\dot{\xi}(\Delta T) = 0$. La transferencia de energía magnética se calcula de igual forma que en la ecuación 2.35 y la energía total es la suma de las dos etapas, con condición inicial $W(T_1) = W_1$, lo que da la ecuación de energía magnética

$$E_m = \Sigma_i \Delta W = (JJ(1 + z_0\delta\xi) + z_0\delta J^2 x)\Delta T. \quad (2.46)$$

2.6 Etapa de compresión

En esta sección se plantean las ecuaciones de la dinámica de la columna de plasma y del circuito equivalente en la etapa de formación y compresión de la columna de plasma [Milanese 1993].

Cuando la lámina de corriente ha llegado al extremo del electrodo, ésta mantiene su movimiento axial, pero ahora se debe considerar un movimiento radial que es también originado por la presión magnética.

Este movimiento axial debe acoplarse al movimiento radial, donde para ser más específico, este frente de la lámina de corriente se separa en dos frentes. El primero que se denota como r_s y se acopla al frente de onda que se mueve en dirección axial z_f y es el llamado frente de la onda de choque. Este ioniza al gas, y se origina por la presión magnética, por lo tanto se tiene la ecuación de movimiento axial

$$\frac{dz_f}{dt} = -\frac{dr_s}{dt}. \quad (2.47)$$

El otro frente de esta lámina que se mueve de forma radial es debido al pistón magnético, es decir al trabajo mecánico que se ejerce directamente por la diferencia entre la presión magnética y la presión mecánica. Este frente de la lámina no está acoplada al movimiento axial de la lámina, sino al balance de las fuerzas [Lee 1990].

Al momento en que la lámina de corriente ha desbordado el electrodo y comienza su aceleración en dirección radial, la columna de plasma comienza a formarse. Esta columna de plasma tiene un movimiento radial $v_s = dr_s/dt$ y es equivalente al movimiento de una onda de choque originada por el drástico aumento de la presión magnética en dirección radial. Al frente de la onda de choque se halla gas no ionizado en r_s (Fig. 2.2). La ecuación de este movimiento radial es

$$P = \frac{2}{1 + \gamma_0} \rho_0 v_s^2, \quad (2.48)$$

donde P es la presión cinética del gas y γ_0 es la constante adiabática.

Para este caso la forma en que se acopla la ecuación cinética con la del circuito es por medio del campo magnético, es decir $P = P_B$, donde

$$P_B = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r_p^2}. \quad (2.49)$$

Se sustituye en la ecuación 2.48 y se obtiene la ecuación del movimiento de la onda de choque radial.

$$v_s = \frac{dr_s}{dt} = -\sqrt{\frac{\mu_0(1 + \gamma_0)}{\rho_0}} \times \frac{I}{4\pi r_p}, \quad (2.50)$$

donde el signo negativo se debe a que es un movimiento de compresión.

La ecuación del circuito equivalente en esta etapa debe de incluir las caídas de voltajes del banco de capacitores, de la resistencia parásita, de las inductancias parásitas y la inductancia acumulada por la lámina de corriente hasta el extremo del electrodo, más la inductancia que va aumentando ahora en la dirección radial y axial, es decir

$$L_r = \frac{\mu_0}{2\pi} \log(b/r_p) \frac{dI}{dt}, \quad (2.51)$$

lo que nos da la ecuación del circuito eléctrico equivalente para esta etapa

$$\left[L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} \log(b/a) z_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} \log(b/r_p) z_f \right] \frac{dI}{dt} + I \frac{\mu_0}{2\pi} \log(b/r_p) \frac{dz_f}{dt} - I \frac{\mu_0 z_f}{2\pi r_p} \frac{dr_p}{dt} = V_0 - \frac{1}{C} \int I(t) dt \quad (2.52)$$

Finalmente se plantea la ecuación de la compresión radial entre los frentes r_p y r_s . Como este movimiento de compresión es rápido respecto al período de oscilación ω , entonces se puede considerar esta compresión como una compresión adiabática de la forma

$$PV^{\gamma_0} = \text{cte.}, \quad (2.53)$$

o en forma diferencial,

$$\frac{\gamma_0 dV}{V} + \frac{dP}{p} = 0, \quad (2.54)$$

donde el volumen V es el volumen de gas entre los frentes r_s y r_p

$$V = \pi(r_p^2 - r_s^2)z_f. \quad (2.55)$$

Empleando V de la ecuación 2.55 se obtiene dV en términos de dr_s , dr_p y dz_f , teniendo en cuenta que en $V + dV$ se halla una masa fija de gas para el movimiento en dr_p . Sin embargo, en el movimiento del frente $r_s + dr_s$, que implica un aumento de volumen $V + dV$ si se admite nueva masa de gas al sistema. Esta nueva masa es comprimida a una razón $(\gamma_0 + 1)/(\gamma_0 - 1)$ (compresión adiabática) y ocupará parte de este incremento del volumen dV . Así también este incremento de volumen será ocupado por la masa inicial de gas a una razón efectiva de $2/(\gamma_0 + 1) \times dr_s$. Este mismo efecto es aplicable al incremento en dz_f . Esto da dV en términos de r_p , r_s , z_f y sus derivadas, es decir

$$dV = 2\pi \left(r_p dr_p - \frac{2}{\gamma_0 + 1} r_s dr_s \right) z_f + (r_p^2 - r_s^2) \frac{2\pi}{\gamma_0 + 1} dz_f, \quad (2.56)$$

lo que da

$$\frac{dV}{V} = \left[2(r_p dr_p - \frac{2}{\gamma_0 + 1} r_s dr_s) z_f + (r_p^2 - r_s^2) \frac{2}{\gamma_0 + 1} dz_f \right] \left[z_f (r_p^2 - r_s^2) \right]^{-1}. \quad (2.57)$$

De la misma forma dP/P se expresa en términos de la ecuación 2.48 y de P_B de la ecuación 2.49 obteniéndose

$$\frac{dP}{P} = \frac{2dv_s}{v_s} = 2 \left(\frac{dI}{I} - \frac{dr_p}{r_p} \right). \quad (2.58)$$

Se sustituyen las ecuaciones 2.57 y 2.58 en la ecuación 2.54 despejando dr_p y diferenciando respecto a t para así obtener dr_p/dt , y así se obtiene la ecuación de la compresión radial

$$\frac{dr_p}{dt} = \left[\frac{2r_s}{(\gamma_0 + 1)r_p} \frac{dr_s}{dt} - \frac{r_p}{\gamma_0 I} (1 - r_s^2/r_p^2) \frac{dI}{dt} - \frac{r_p}{(\gamma_0 + 1)z_f} (1 - r_s^2/r_p^2) \frac{dz_f}{dt} \right] \left[(\gamma_0 - 1)/\gamma_0 + (1/\gamma_0)r_s^2/r_p^2 \right]^{-1}. \quad (2.59)$$

Teniendo las ecuaciones de la dinámica de la columna de plasma y la del circuito equivalente, se normalizan para plantear el sistema de ecuaciones que se integrará. La normalización de las ecuaciones es:

parámetro físico	parámetro adimensional
z_f	$\xi = z_f/a$
r_p	$\rho = r_p/a$
r_s	$\phi = r_s/a$
I	$J = I/I_0$
t	$T = \omega t$

en donde se plantean las constantes $a =$ radio del electrodo interno, $b =$ radio del electrodo externo, $z_0 =$ longitud del electrodo interno, $\omega =$ frecuencia característica del circuito, $I_0 = V_0/\omega L$, $\theta = b/a$, $L_1 = \mu_0 a/2\pi$, $\lambda = L_1/L$, $\eta = 1 + (L_0/L)z_0$, y los coeficientes

$$f = \left(\frac{\mu_0(\gamma_0 + 1)}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (2.60)$$

$$M = -\frac{V_0 f}{4\pi a^2 \omega^2 L}. \quad (2.61)$$

La inductancia L_0 es la misma de la ecuación 2.1. Lo anterior da el sistema de ecuaciones.

$$\dot{\xi} = -\dot{\phi}, \quad (2.62)$$

$$\dot{\phi} = M \frac{J}{\rho}, \quad (2.63)$$

$$\rho = \left[\frac{2\phi}{(\gamma_0 + 1)\rho} \dot{\phi} - \left(1 - \left(\frac{\phi}{\rho} \right)^2 \right) \frac{\rho \dot{J}}{\gamma_0 J} - \frac{\rho}{(\gamma_0 + 1)\xi} \left(1 - \left(\frac{\phi}{\rho} \right)^2 \right) \dot{\xi} \right] \left[\frac{(\gamma_0 - 1)}{\gamma_0} + \left(\frac{\phi}{\rho} \right)^2 / \gamma_0 \right]^{-1}, \quad (2.64)$$

$$J = \left[1 - Q + \frac{\lambda J \xi \dot{\rho}}{\rho} - \lambda J \log(\theta/\rho) \dot{\xi} \right] \times [\eta + \lambda \log(\theta/\rho) \xi]^{-1}, \quad (2.65)$$

donde Q es

$$Q = \int J dT = Q_0 + J \Delta T + \frac{J(\Delta T)^2}{2}, \quad (2.66)$$

según una aproximación de serie de Taylor a segundo orden.

La parte de la transferencia de la energía de campo eléctrico a energía de campo magnético se integra de la misma forma que en la ecuación 2.35, siendo la energía magnética total la suma de las acumuladas en las etapas previas.

$$E_m = \Sigma_i \Delta W = \left[J \dot{J} (1 + z_0 \delta + \frac{z_0 \mu_0}{2\pi L} \log(\theta/\rho) \xi) + \frac{z_0 \mu_0}{2\pi L} J^2 \left(\log(\theta/\rho) - \frac{\xi \dot{\rho}}{\rho^2} \right) \right] \Delta T \quad (2.67)$$

2.7 Discusión de resultados

Los resultados de la simulación de cada etapa muestran esencialmente el comportamiento del circuito modelado. Estas simulaciones tienen parámetros como β en la primera etapa y se usaron valores para obtener resultados lo más parecidos al experimento. De estos parámetros, se obtienen directamente de mediciones experimentales. Otros en cambio son aproximaciones del modelo.

En la primera etapa, se usó un interruptor tipo "spark-gap" con parámetros $R_0 = 100\Omega$ y constante de tiempo $b = 3.86 \times 10^6/s$. Este valor de b surge de que el interruptor alcanza un valor comparable con la resistencia parásita del circuito que es de 0.01Ω entre 200 y $300ns$ con valor promedio de $240ns$. Esto se obtiene porque es el tiempo que tarda la derivada de la corriente en alcanzar su máximo valor. Como se observa en la figura 2.7 donde se muestra el disparo 2733, si se tomara una curva que suavise la señal, se vería aproximadamente el máximo de la derivada de la corriente a $300ns$ desde el momento que inicio el disparo.

De los parámetros normalizados que se obtienen de la ecuación 2.32 se obtiene:

$\alpha = 1177$ y $\beta = 19.5, 24.5, 29.5$ como valores extremos y promedio. Con el código del modelo de la primera etapa, se calcula J y dJ/dT , así como el tiempo de duración y la energía magnética acumulada hasta el final de la etapa. Además se obtienen los valores J_{T1} , dJ_{T1} , Q_{T1} y em_{T1} que son las condiciones iniciales de la segunda etapa. Como se muestra en la figura 2.8, Q_{T1} es el voltaje en el banco de capacitores al tiempo T_1 .

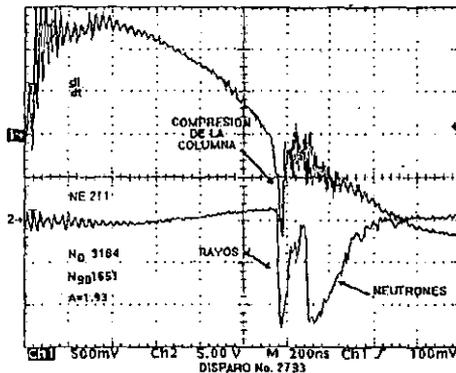


fig 2.7: Señal típica di/dt , disparo 2733

Los parámetros de la segunda etapa se calculan según las ecuaciones 2.39 y 2.41 y éstos no tienen que ajustarse según el resultado experimental. A diferencia de α y β , éstos sólo dependen de los parámetros del aparato (ver apéndice B). Así, para la figura 2.9 se observa J , dJ y Em para una simulación de $\beta = 24.5$ y $P = 3torr$. Se observa que el tiempo de duración total

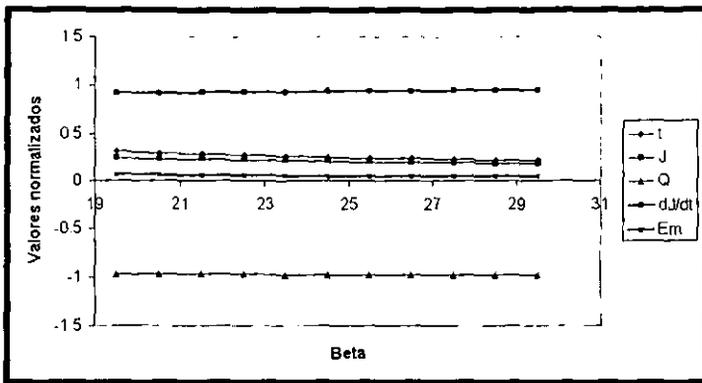


fig 2.8: Tiempo de duración de la etapa 1 " t " en ns, corriente y derivada de la corriente " J " " dJ ", energía magnética almacenada " Em " y voltaje en el banco de capacitores " Q " como función de " β ", para la primera etapa.

hasta el pinch es de $1.1\mu s$ lo cual es comparable con la figura 2.7. Aquí el pinch se observa en esta figura en el pico que esta marcado como compresión de la columna y específicamente se dice que el pinch ocurre cuando se alcanza el punto más bajo de este pico, es decir la columna de plasma alcanza su máxima compresión.

En la figura 2.10 se muestra cómo evolucionan la corriente J y la posición de la lámina de corriente sobre el electrodo Z . En la figura 2.11 se muestran los frentes de onda en la etapa de compresión, El parámetro de la ecuación del modelo de esta etapa se calcula según la ecuación 2.61. Donde S_i representa la onda de choque (en las ecuaciones es ξ), y R_o es el frente del pistón magnético (ρ), se ve claramente que después de alcanzar la compresión máxima, el radio de la columna de plasma rebota. Esta expansión también se observa experimentalmente y se sabe que las inestabilidades aparecen en esta etapa.

Como se sabe, el parámetro que variamos en este experimento fue la presión de llenado, y se exploraron rangos de 1 a 5 torr. Así en la figura 2.12 se muestra como varía la corriente J y la derivada de la corriente dJ/dt en función de la presión de llenado. Se desea que la lámina de corriente desborde el electrodo cuando la corriente sea máxima. Para ello se debe obtener la presión adecuada, para que cuando la lámina desborde la $dJ/dt = 0$, esto

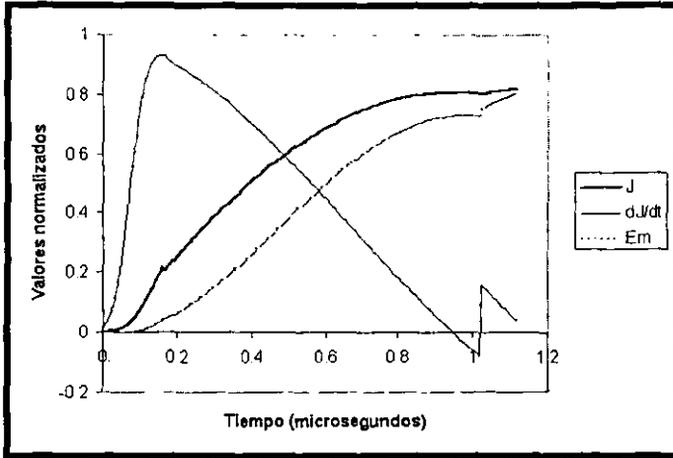


fig 2.9: Corriente " J ", derivada de la corriente " dJ " y energía magnética " E_m " para las etapas 1, 2 y 3 como función del tiempo, ($\beta = 24.5$ y $P = 3$ torr).

ocurre en 2.25 torr aproximadamente.

En la última figura se muestra que no necesariamente la máxima corriente ocurre a $dJ/dt = 0$, esto se debe a que aunque la lámina de corriente no desborde el electrodo en su valor máximo, ésta en magnitud sí es mayor, lo que da un balance para las cuales la corriente se mantiene estable aproximadamente en magnitud para presiones de 2 a 4 torr, y así la energía magnética tiene un máximo (que es justo el parámetro para el que queremos hallar su máximo). Para presiones de 2.5 torr, esto se muestra en la figura 2.13.

En la figura 2.14 se muestra cómo evolucionan los parámetros para la etapas 3 en función de la presión (estos son los valores finales que alcanzan los parámetros al final de la etapa). La figura 2.15 muestra los valores finales de los parámetros para las tres etapas, como lo es el tiempo total, la energía magnética, y el radio de compresión.

Finalmente se tiene que comparar este modelo con el experimento. Los tiempos de duración hasta la compresión máxima, el pinch, en el modelo y el experimento son muy parecidos como se ve en la figura 2.16. La presión en el máximo de energía magnética, coincide con la máxima producción de neutrones y rayos-X duros. Estos resultados se discutirán más adelante.

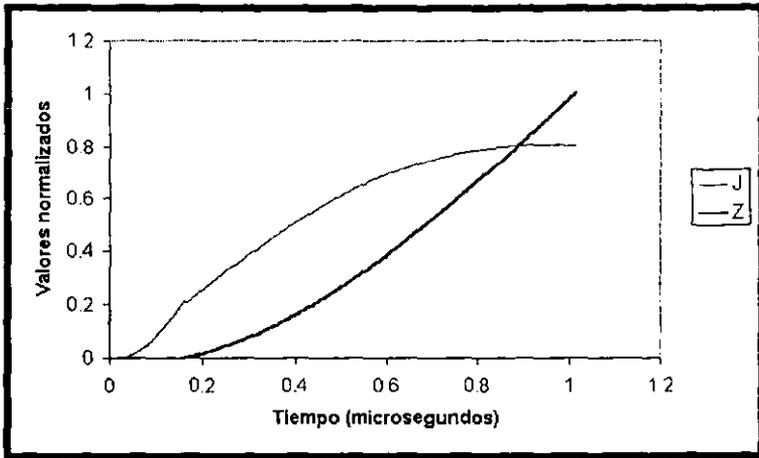


fig 2.10: Corriente " J " y posición de la lámina de corriente " Z ", para la etapa 2 como función del tiempo " T " ($\beta = 24.5$ y $P = 3$ torr).

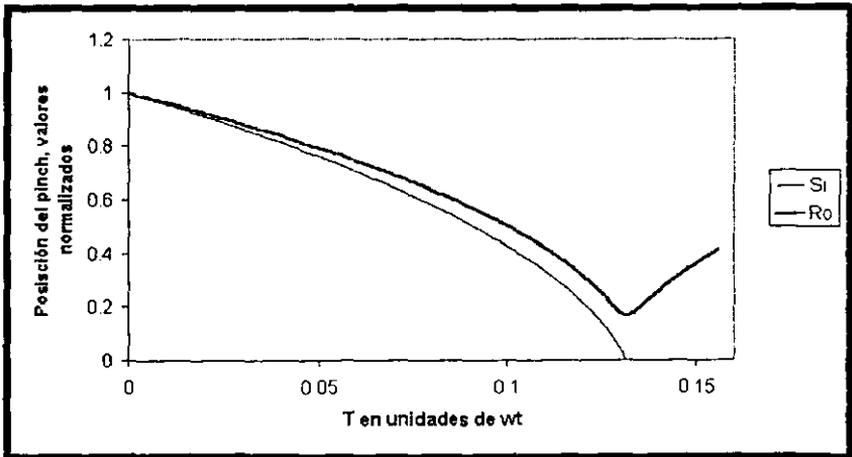


fig 2.11: Onda de choque radial " S_i " o ξ y radio de compresión debido al pistón magnético " R_o " o ρ en la etapa 3 como función del Tiempo " T " ($\beta = 24.5$ y $P = 3$ torr).

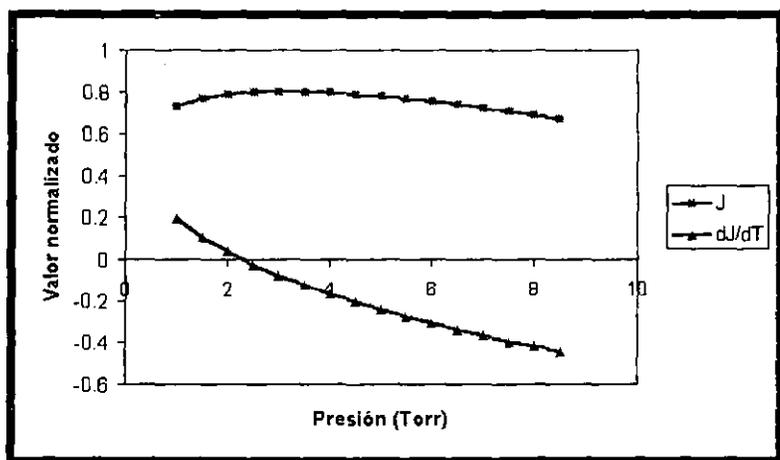


fig 2.12: Corriente y derivada de la corriente hasta la segunda etapa como función de la presión de llenado. $\beta = 24.5$

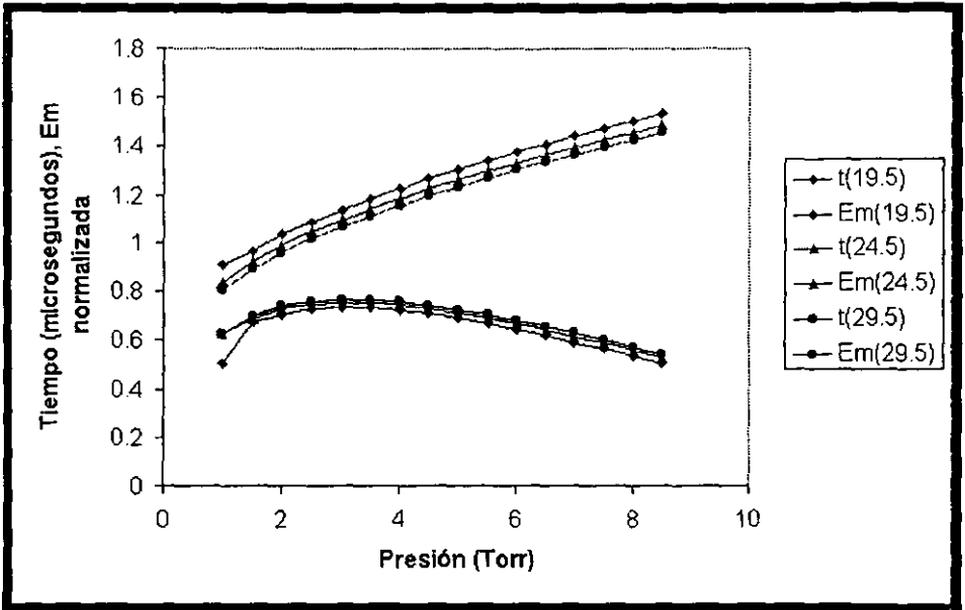


fig 2.13: Energía magnética acumulada hasta el fin de la segunda etapa como función de la presión de llenado "P" (torr). Para $\beta = 19.5$ (la menor), 24.5, 29.5(la mayor). Tiempo de duración de las etapas 1 y 2 en ns como función de la presión de llenado "P" (torr). Para $\beta = 19.5$ (el mayor), 24.5, 29.5(el menor)

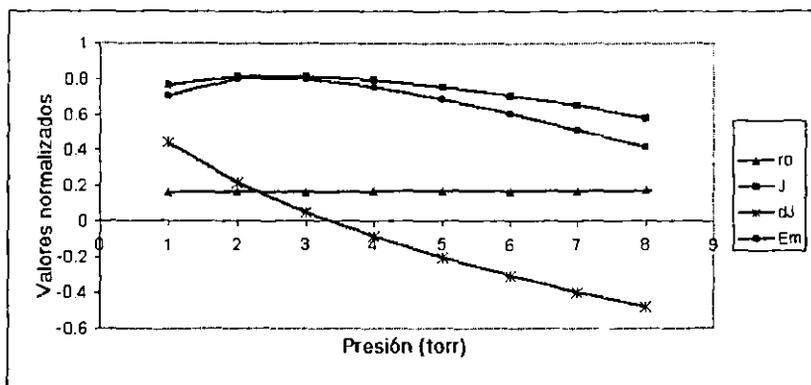


fig 2.14: Energía magnética, tiempo, radio del pistón magnético " r_0 ", corriente J y dJ de la tercera etapa como función de la presión de llenado " P'' " (torr). Para $\beta = 24.5$.

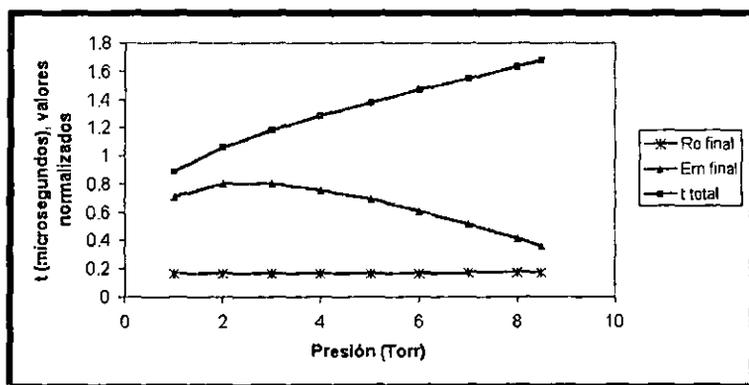


fig 2.15: Radio final de compresión del pistón magnético, energía magnética y tiempo de duración total de las etapas " t_{total} " en μs (de abajo arriba respectivamente), como función de la presión de llenado " P'' " (torr). Para $\beta = 24.5$.

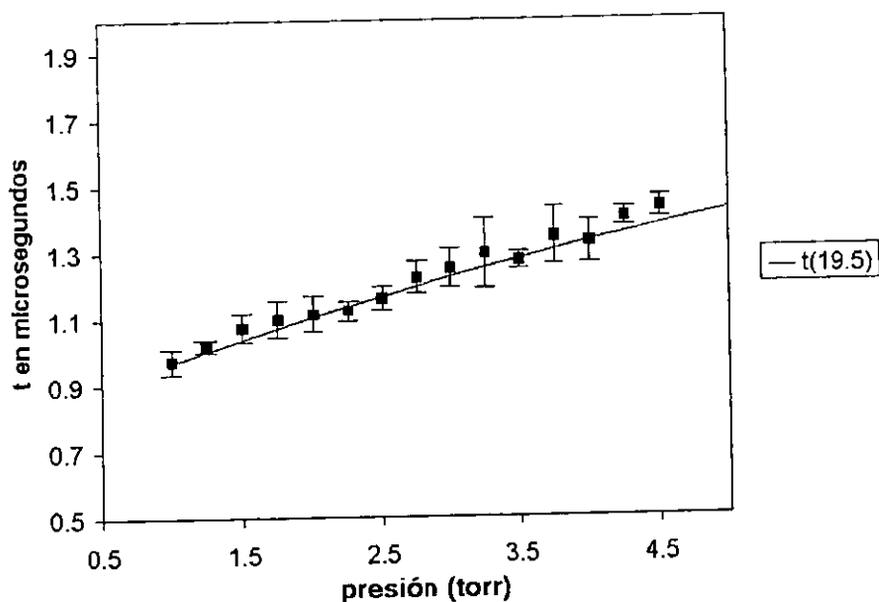


fig 2.16: Comparación entre las simulaciones de este trabajo y los resultados experimentales del aparato Fuego Nuevo II, para la dependencia del tiempo a la que ocurre la máxima compresión, como función de la presión ($\beta = 19.5$).

Capítulo 3

Producción de neutrones y anisotropía

3.1 Introducción

Como ya se mencionó en el capítulo 1, el Plasma Focus tiene una profusa producción de radiación que va hasta rayos-X blandos y duros, haces de iones y electrones y la producción de neutrones [Castillo 2000]. Estos últimos son producto de las reacciones de fusión entre núcleos de deuterio que ocurren al final de la etapa de compresión (al momento del pinch). Su análisis con resolución en el tiempo es difícil por la corta duración del pinch que es de aproximadamente de $50ns$. Por lo tanto no se puede hacer una espectroscopía de la energía de éstos mediante métodos convencionales. Descubrir el mecanismo que los origina es un tanto complejo. Las hipótesis son que el origen de éstos es termonuclear por la alta temperatura y densidad del plasma al momento del pinch, y también existe producción por efecto haz-blanco entre el haz de deuterones que se forma al momento del pinch contra el plasma de fondo. Así se tienen colisiones deuterio-deuterio principalmente. Este haz es generado por intensos campos electromagnéticos que se generan debido a las inestabilidades que rompen la columna de plasma [Goldston 1995]. Así es importante encontrar cuál de los dos mecanismos es el que predomina, o si ambos son importantes, con objeto de determinar la viabilidad del aparato como un reactor de fusión nuclear [Pouzo 1997][Brzosko 1997], o una fuente pulsada de radiación (como los neutrones e incluso de rayos-X), que origina varias aplicaciones, como por ejemplo en estudios biomédicos [Dubrovsky

1998], y litografía microelectrónica [Lee 1998].

El análisis de la producción de neutrones se hace mediante convertidores, usando el método por activación de plata y luego se detecta el decaimiento de esta plata activada mediante detectores "Geiger", y la de los rayos-X mediante radiografías. Todos estos diagnósticos son integrados en el tiempo, con lo que no se obtienen datos precisos sobre a qué tiempo se producen estos neutrones. Se sabe que el efecto haz-blanco se presenta predominantemente cuando surgen las inestabilidades que destruyen la columna de plasma, aunque en este aparato no se han instalado diagnósticos que den información directa sobre dichas inestabilidades. Sin embargo, una información más completa de la columna de plasma, se consigue mediante el análisis de los rayos-X detectados mediante un sistema de centellador-fotomultiplicador que se describirá más adelante. Estos diagnósticos resueltos en el tiempo, junto con el de di/dt dan información valiosa sobre la columna de plasma.

3.2 Descripción del dispositivo experimental

En la sección 1.3, se mencionó la configuración del Plasma Focus "Fuego Nuevo II", y aquí se dará una explicación más profunda del dispositivo y de los diagnósticos que se usaron en la detección de neutrones.

3.2.1 Descripción del experimento de anisotropía

En el experimento se tuvieron dos configuraciones de electrodos que tuvieron gran importancia en los resultados experimentales (Fig. 1.8), el electrodo I (Fig. 1.8a) tuvo una menor producción de neutrones. Ambos electrodos tienen una longitud de $40mm$, y en ambos la longitud del aislante de *Pyrex* es de $30mm$ y de diámetro exterior de $50mm$. Como se ve en la figura 1.8, el electrodo II (Fig. 1.8b) tiene un diámetro interno igual al del aislante, y en el electrodo I su diámetro es de $40mm$. Ambos electrodos son de cobre libre de oxígeno, para reducir las impurezas del plasma, lo cual trae como consecuencia que al ser erosionados por el haz de electrones, éstos contaminan menos al plasma que se produce, lo cual es notorio en la producción de neutrones y los rayos-X. El electrodo externo consta de 12 varillas de $8mm$ de diámetro y $45mm$ de longitud cada una, formando un círculo concéntrico al electrodo interno de $10mm$ de diámetro. El banco de capacitores es alimentado por medio de una fuente de alto voltaje, y se carga a $35kV$. La línea

de transmisión consta de dos láminas de cobre paralelas aisladas por seis hojas de Mylar con espesor total de 2.2mm , el circuito se cierra mediante un interruptor de gas (Spark-Gap), que se usa primeramente con aire presurizado y disparándose mediante una descarga, que dispara a un generador de micro Marx que produce un pico de 100kV en un tiempo de crecimiento de 20ns . La señal de di/dt que se manda al osciloscopio para el análisis de la evolución de la lámina de corriente es generada por la inducción del campo magnético de la corriente sobre una bobina de Rogowski, que se halla a la salida del banco de capacitores (Fig. 1.11) y así obteniendo una señal típica como la que se muestra en la figura 3.1 a) (la señal b es la del centellador, que se describirá más adelante).

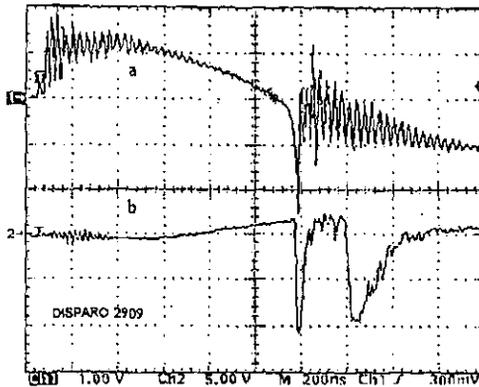


fig 3.1: Disparo 2909. Imagen típica de la señal di/dt (a) y del centellador y fotomultiplicador NE211 colocado a 5.4 m de los electrodos a 90 grados del eje (b).

Para medir la producción de neutrones se necesita termalizarlos, pues surgen del pinch a energías promedio de 2.45MeV . Se emplean dos detectores "Geiger-Muller Victoreen IB85" de 10cm de longitud, cubiertos con parafina de un espesor de 6cm , luego esos neutrones termalizados son absorbidos por una lámina de plata, la cual rodea al detector (este es un detector especial para detectar betas) y tiene un espesor de $500\mu\text{m}$, dando un tamaño total de cada detector de 22cm de alto y de 15.5cm de diámetro [Apéndice C].

Los isótopos de plata usados fueron ^{107}Ag y ^{109}Ag con abundancias relativas de 51.8% y 48.2% respectivamente. Así ya termalizados los neutrones

con la parafina, éstos son capturados por la plata para formar ^{108}Ag y ^{110}Ag . Las secciones transversales para neutrones termalizados plata son de 30 y 110 barn respectivamente, así aunque en proporción se tenga la misma cantidad de isótopos, la probabilidad de obtener ^{110}Ag es 4 a 1 mayor que obtener ^{108}Ag y además la semi-vida de cada isótopo para decaer por β_- es de 2.3 minutos para ^{108}Ag con energía de 1.49MeV y de 24.2 segundos para ^{110}Ag con energía de 2.82MeV . Por lo que es fácil construir el detector de tal forma que el decaimiento β_- de los isótopos mencionados proporcionen información sobre la incidencia de neutrones, manejando el tiempo de detección y el volumen de la lámina de plata [Knoll 1989].

Los detectores se calibraron con una fuente de neutrones de $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ con un flujo de $\Phi = 1.2 \times 10^7 \text{ n/s}$, obteniendo una eficiencia de $\epsilon = (1.1 \pm .1) \times 10^{-1}$, o sea una incertidumbre del 9.1%. Así mediante la calibración se obtuvo un factor de calibración de $K' = (9.4 \pm .1) \times 10^3$ neutrones por cuenta por esteradián. Una mayor información sobre los detectores de neutrones por activación y su calibración se da en el apéndice C.

Se checó diariamente la radiación de fondo para comprobar la invariancia de los detectores. El umbral mínimo que puede ser detectado, dada la radiación de fondo y la eficiencia de los detectores es del orden de 6.4×10^4 neutrones por pulso por esteradián, es decir por debajo de esta producción de neutrones, no se distinguirá del fondo. Así, en el análisis de resultados se hablará de dos parámetros; uno es el número de cuentas que se tiene en cada detector y la producción equivalente de neutrones Y_n por esteradián, que correspondería a una fuente cuya emisión fuera isotrópica, y que es simplemente el número de cuentas por el factor de calibración K' . Para distinguir la producción de neutrones de cada detector una será llamada Y_0 que será la del detector colocado sobre el eje del electrodo y Y_{90} que será la del detector que se halla a 90 grados.

Los detectores se colocaron en esta configuración para medir la anisotropía en la producción de neutrones, la cual se define como $A = Y_0/Y_{90}$, ya que si el efecto predominante en la producción de neutrones es el efecto haz-blanco, se medirá una gran anisotropía, pero si son neutrones termonucleares, el efecto en la anisotropía será casi nula y A deberá ser cercano a 1.

3.3 Producción de neutrones y resultados de la anisotropía

Se midió la producción de neutrones para Y_0 y Y_{90} en cada electrodo. Para abreviar se les llamará al electrodo I el "eI" y el electrodo II será el "eII". Para cada electrodo se exploraron varias presiones de llenado en la cámara de descarga y utilizando sólo deuterio. Estas estuvieron en el intervalo de 1.0 a 4.5 torr. Las lecturas de la presión se realizaron mediante un "Baratron MKS, modelo 122AA-001". Para cada presión se hizo un gran número de disparos, y así se tiene un promedio estadístico para el número de cuentas en cada detector, N_0 y N_{90} . Para "eI" se hicieron un total de 400 disparos (promediando alrededor de 50 disparos por cada presión explorada) y se obtuvo la gráfica de la figura 3.2 y para "eII" se hicieron 539 disparos (40 disparos en promedio por cada presión explorada), figura 3.3 (las barras de incertidumbre son la desviación estandar).

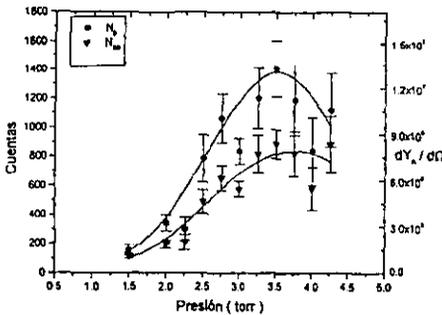


fig 3.2: Número de cuentas obtenidas durante el minuto siguiente al disparo, en los detectores geiger, como función de la presión de llenado, detectores a 0 grados (N_0) y a 90 grados (N_{90}). Para el electrodo I. La escala a la derecha equivale a la producción de neutrones equivalente a una fuente isotrópica.

Una cosa que se notó en el experimento es que la presión de llenado en la cámara de descarga disminuye en los primeros tres o cuatro disparos y luego comienza a aumentar, como sería lo esperado desde el principio, una posible explicación sería que al ingresar gas a la cámara y realizar los primeros

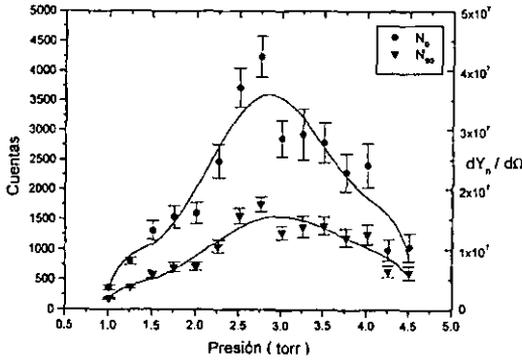


fig 3.3: Número de cuentas como función de la presión de llenado. Para el electrodo II. Similar a la figura 3.2.

disparos, este plasma de deuterio es absorbido por las paredes de la cámara, y llega a una saturación. Posteriormente, al vaciar la cámara este deuterio atrapado es liberado, y así al reiniciar el experimento ocurre nuevamente este fenómeno(Fig. 3.4).

Del análisis de las figuras 3.2 y 3.3, se concluye primeramente que "eII" es más eficiente en la producción de neutrones que "eI", llegando a tener un rendimiento tres veces mayor en la producción máxima de neutrones, y también se observa de las figuras que este máximo se alcanza para presiones diferentes. Mientras que para el "eI" este máximo se halla aproximadamente a 3.50torr, y en "eII" se halla aproximadamente a 2.75torr, lo cual también se parece bastante a los resultado numérico de la simulación es decir la mayor producción de neutrones concuerda con la mayor transferencia de energía magnética, figura 2.15 y la posición del pinch en función de la presión de llenado, figura 2.16. De lo anterior se concluye que con la geometría del "eII" tiene un efecto que hace al modelo de "Snow-Plow" más aproximado.

También se ve experimentalmente que existen presiones óptimas de operación del aparato y presiones a las cuales la producción de neutrones cae, lo cual nos indica que ya no debe de formarse el pinch. Esto se checa mediante la señal del osciloscopio, donde se observa esta concordancia, y también se observa en la simulación.

Con el número de cuentas para cada detector y cada electrodo, se obtiene

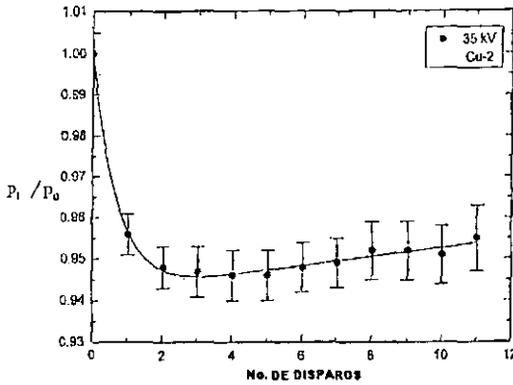


fig 3.4: Disminución de la presión de la cámara respecto de la presión de llenado para los disparos iniciales

la anisotropía en función de la presión de llenado(Fig. 3.5), y también se observa de esta figura que la anisotropía máxima se da a mayor producción de neutrones, y esto ocurre para ambos electrodos, y nuevamente la anisotropía de "eII" supera en más 1.5 veces a la anisotropía de "eI". Cabe hacer la aclaración de que las barras de error estadístico en "eI" son tan grandes que podría interpretarse a la anisotropía como una constante pues casi todos los datos caen en las barras de error de los otros datos, y tal vez faltaron más datos experimentales para resolver esto.

Otra cosa que se observó fue el comportamiento de la anisotropía contra el número de cuentas en cada detector, así se obtuvieron los dispersogramas de A vs N_0 y A vs N_{90} para "eI" y "eII" (Figuras 3.6, 3.7, 3.8 y 3.9). En estas figuras se ve claramente la tendencia de crecimiento de la anisotropía con la producción de neutrones, se observa también que aunque estén muy dispersos los datos es clara la tendencia de aumento de la anisotropía con el "eII", y se nota también el problema de irrepetibilidad que ocurre entre disparo y disparo. Aunque en la mayoría de los disparos no se obtuvieron cuentas mayores a 500 en "eI" para N_{90} y 750 para N_0 , y 1000 en "eII" para N_{90} y 2000 para N_0 , sí se observan algunos disparos con más de 2500 y 4500 cuentas para "eI" y 4000 y 9000 cuentas para "eII", lo que muestra que la producción de neutrones puede llegar a valores realmente altos.

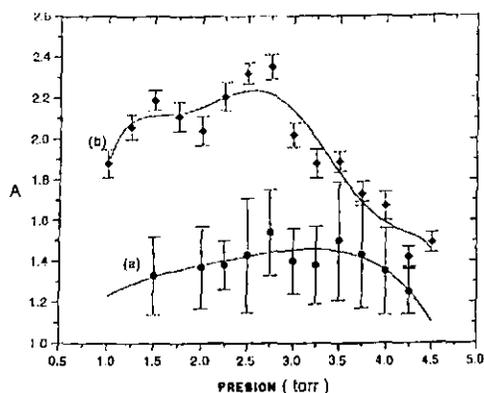


fig 3.5: Anisotropía de la producción de neutrones integrados en el tiempo como función de la presión de llenado. Electrodo I (a) y electrodo II (b).

3.4 Diagnóstico resuelto en el tiempo

El dispositivo experimental para el diagnóstico de los neutrones resuelto en el tiempo consistió en dos centelladores un "NE211" y un "NE218", ambos contenidos en cilindros de igual tamaño; 7cm de largo y 5cm de diámetro. Así los neutrones (aunque también rayos-X duros) excitan al centellador, el cual se acopla a un tubo fotomultiplicador "Amperex modelo 56 AVP". Para disminuir el efecto de los rayos-X duros los cilindros son cubiertos con una hoja de plomo de 1cm, y el frente al que está expuesto el centellador es cubierto por filtros de plomo y de cobre. La figura 3.1 es un ejemplo de la señal del osciloscopio y del NE211 (la señal b). En este caso los filtros fueron de 5.53mm de plomo y de 2.65mm de cobre, y se colocó a una distancia de 5.4m del eje del electrodo además para disminuir el ruido electrónico asociado a los cables y el instrumental como los amplificadores y osciloscopios, se usó cable coaxial blindado y toda la electrónica asociada al experimento se tenía dentro de una jaula de Faraday. El primer pico coincide temporalmente con la señal del pinch obtenida en el oscilograma de di/dt , lo cual indica que esta parte de la señal es originada por radiación electromagnética. En este caso se trata de rayos-X duros muy energéticos, que deben originarse por el haz de electrones que colisiona con el electrodo interno al momento del pinch (en este caso el análisis con los centelladores sólo se realizó con "eII").

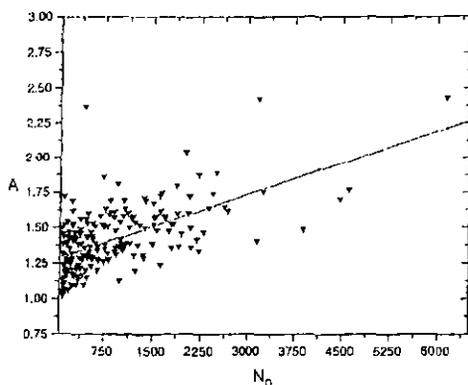


fig 3.6: *Dispersión de la anisotropía como función del número de cuentas en el detector a 0 grados. electrodo I.*

Debido al tiempo de vuelo de los neutrones, el segundo pico en la señal debe corresponder a ellos. Si estos neutrones fueran de origen termonuclear la dispersión del segundo pico deberá de ser comparable con la duración del pinch, pero se observa una gran dispersión, lo cual se puede explicar por que los neutrones no son monoenergéticos. Para este disparo en particular, el 2909 $N_0 = 8545$ y $N_{90} = 3284$.

La comparación en la eficiencia de cada centellador se probó fijando la distancia a $5.40m$ y a 90 grados del eje del electrodo, con filtros de $6.4mm$ de plomo y $1.3mm$ de cobre, y se observó que el "NE211" es más eficiente. En el disparo 3461 (Fig. 3.10) y se observó la siguiente producción de neutrones $N_0 = 1039$ y $N_{90} = 735$ y la diferencia entre señales de los centelladores.

Ya con este análisis de eficiencia, se cubre al "NE211" con un filtro $3.35mm$ de plomo y $2.65mm$ de cobre, y se coloca el "NE218" en las mismas condiciones que en el disparo 3461 y el "NE211" se coloca a $15m$ y a 102 grados del eje del electrodo (esto es por las limitaciones del laboratorio) y se obtiene la figura 3.11, en la cual se distinguen perfectamente los dos picos en cada centellador, el de rayos-X duros, y el de neutrones. Aquí la producción de neutrones es $N_0 = 1896$ y $N_{90} = 1015$. A esta distancia en el "NE211" ya se nota una cierta pulsación en la generación de neutrones, lo que nos indica que su producción puede estar relacionada con las inestabilidades del plasma, y por lo tanto su origen termonuclear de los neutrones sería

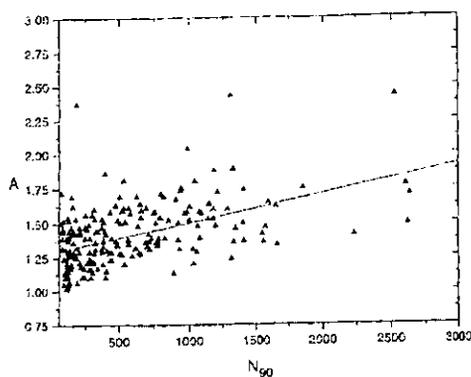


fig 3.7: *Dispersión de la anisotropía como función del número de cuentas en el detector a 90 grados. electrodo I.*

minoritario. Además a esta distancia relativa entre centelladores se puede apreciar el tiempo que demora el pulso de rayos-X en ser detectado por cada centellador, pues en la figura 3.11 se observa que al momento del pinch hay un pico muy profundo en la señal de cada centellador (el primer pico de la señal a y b respectivamente) y una de ellas, se demora respecto a la otra por la distancia relativa entre los centelladores, aunque parcialmente se debe también a que el tamaño de los cables difiere ligeramente.

La investigación de la distribución angular en la producción de neutrones aún continúa en el "Fuego Nuevo II".

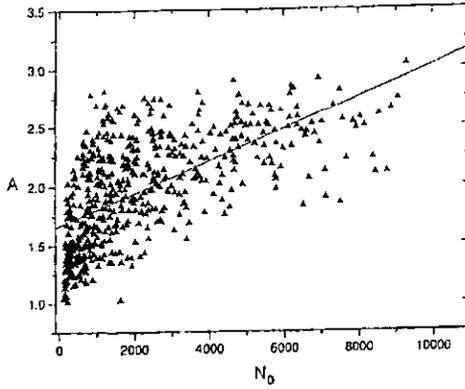


fig 3.8: *Dispersión de la anisotropía como función del número de cuentas en el detector a 0 grados. electrodo II.*

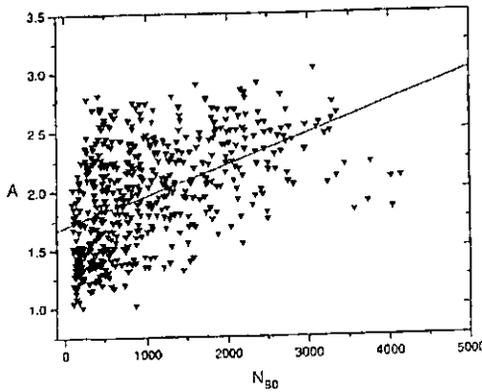


fig 3.9: *Dispersión de la anisotropía como función del número de cuentas en el detector a 90 grados. electrodo II.*

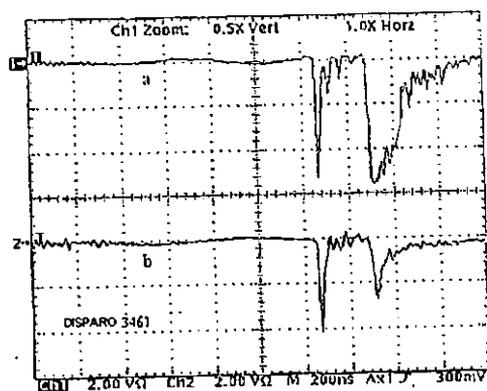


fig 3.10: Comparación de señales obtenidas con los centelladores NE211 (a) y el NE218 (b), bajo las mismas condiciones. Disparo 3461.

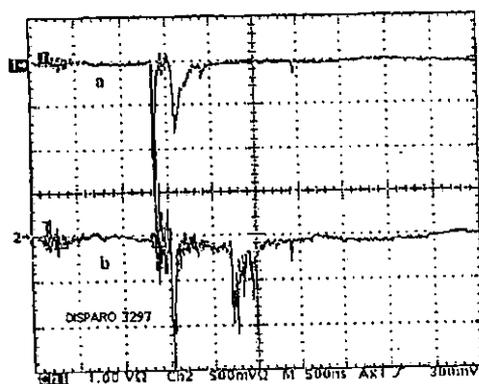


fig 3.11: Señales de rayos X duros y neutrones obtenidas con el centellador NE218 (a) a 5.4 m y a 90 grados del eje del electrodo y el NE211 (b) a 15.0 m y a 102 grados del eje.

Capítulo 4

Diagnóstico con Rayos-X

4.1 Introducción

Como se mencionó en el capítulo primero y en el anterior, el análisis de la columna de plasma que se origina al momento del pinch, requiere de diferentes diagnósticos. El diagnóstico de los rayos-X blandos requiere de un dispositivo que proporcione una imagen del plasma, para analizar las inestabilidades y los puntos calientes (hot spots), que se forman al momento que las inestabilidades $m=0$ y $m=1$, que destruyen al plasma. Como se mencionó en el capítulo 1, las inestabilidades $m=0$ o de salchicha rompen la simetría en el eje z , mientras las $m=1$ o de tornillo rompen la simetría azimutal de la columna. En este trabajo se describirá el empleo de la película para rayos-X, en particular como medio de formación de imagen en las cámaras de agujero. El problema de estas imágenes es que representan un diagnóstico integrado en el tiempo, y solo dan información acerca de la dosis de la radiación, y como se sabe ésta depende de la energía y la intensidad de la fuente, pero no permite por sí misma una espectroscopía de estos rayos-X para tener información completa de la temperatura del plasma.

La medición de los umbrales de energía de los rayos-X duros que se obtienen, da información sobre los haces al momento de las inestabilidades, que es cuando se originan mayoritariamente estos rayos-X blandos y duros.

4.2 Generación de rayos-X blandos y duros

Los rayos-X que se producen en el plasma focus, tienen varios orígenes, empezando por la emisión de línea que producen las impurezas. Puesto que se tiene un plasma de deuterio, las impurezas podrían ser nitrógeno y oxígeno de aire residual en la cámara, argón introducido a propósito, o cobre proveniente de la erosión del electrodo que se vaporiza por acción del plasma (se observa este fenómeno en las ventanas de la cámara de descarga, que van acumulando una capa de cobre por depósito). Estos rayos-X de emisión de línea, como se sabe, tienen un espectro muy variado y pueden ser tanto blandos como duros. Otro mecanismo de producción de rayos-X está relacionado con la radiación de frenamiento del haz de electrones al momento que choca con el electrodo interno. Estos son rayos-X duros que pueden llegar a traspasar la pared de la cámara en pequeñas dosis. Una manifestación del haz de electrones es la erosión del electrodo interno, en el cual se observa una cavidad cilíndrica de 0.5cm de diámetro y de hasta 2cm de profundidad aproximadamente, después de un par de miles de disparos. Otro mecanismo es el de **Bremsstrahlung Térmico** generado en el mismo plasma, que origina los rayos-X blandos [Bernard 1998].

4.2.1 Rayos-X duros

Los rayos-X duros como se sabe, son originados por la fuerte desaceleración de los electrones que chocan contra el electrodo; radiación de frenamiento o *bremsstrahlung* o bien por emisión de línea de impurezas. En principio, la energía de los producidos por frenamiento sería proporcional a la carga del banco de capacitores, es decir de 35 kV como máximo. Sin embargo, de otros experimentos se sabe que los electrones que chocan contra el electrodo provienen de un haz sumamente energético y colimado, que se correlaciona con la presencia de puntos calientes [Choi 1994][Wang 1996][Baronova 1997]. Sería motivo de un trabajo posterior el determinar la energía de dicho haz de electrones.

Puesto que los puntos calientes se asocian con inestabilidades $m=0$, se puede inferir que el mecanismo de aceleración está relacionado a campos eléctricos intensos producidos como efecto de las inestabilidades. Aunque existen diversas teorías al respecto, no existe un acuerdo, por lo que es importante desarrollar diagnósticos que permitan discriminar entre ellas.

4.2.2 Bremsstrahlung térmico

En un plasma se tienen colisiones coulombianas entre las especies que lo forman. Como se sabe de la teoría electromagnética, cuando se tiene una carga acelerada, ésta producirá radiación electromagnética. Así, en el plasma existirá una radiación, que es originada por las colisiones en el plasma conocida como “**Bremsstrahlung térmico**”. En ella sólo se considerarán las colisiones electrón-ion, pues las de ion-ion y las de electrón-electrón, no se puede aplicar la aproximación de radiación de un dipolo [Jackson 1975].

Se puede obtener una aproximación clásica de la potencia radiada por *bremsstrahlung térmico* de forma semiclásica. Puesto que temperaturas que interesan en los plasmas de fusión nuclear no sobrepasan los $10keV$, se puede ignorar los efectos relativistas y sólo son importantes las consideraciones cuánticas, especialmente en su sección eficaz para las colisiones. En la aproximación semiclásica, el valor obtenido sólo difiere del cuántico en un factor, a este factor se le llama “factor de Gaunt” [Goldston 1995] y la aproximación semiclásica describe perfectamente la potencia radiada por el plasma, en términos de sus parámetros. Esta potencia es proporcional a $nT^{1/2}$, donde n es la densidad del plasma y T la temperatura.

Para obtener esta fórmula considérese primeramente la fórmula de *Larmor* para la radiación de una carga acelerada,

$$\dot{W} = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}, \quad (4.1)$$

en donde e es la carga del electrón, a es la aceleración de la carga, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío y c es la velocidad de la luz.

Como el origen de esta aceleración es la fuerza coulombiana, entonces de la ecuación de movimiento

$$ma = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (4.2)$$

se despeja la aceleración y se sustituye en la ecuación 4.1, obteniendo

$$\dot{W} = \frac{2Z^2 e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^2 c^3 r^4}. \quad (4.3)$$

Para obtener la energía que se disipa durante la colisión, se integra la ecuación 4.3 en el tiempo que dura la colisión. Es decir, si describió una trayectoria s en una órbita, se puede escribir la diferencial de tiempo como

$dt = ds/v$, donde v es la velocidad instantánea del electrón (considérese al ion como el centro dispersor). Así se obtiene

$$W_{rad} = \frac{2Z^2e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3m^2c^3} \int \frac{ds}{r^4v}. \quad (4.4)$$

De aquí, por conservación de energía, como el potencial es $-Ze^2/r$ y la energía cinética es $mv^2/2$, conociendo la velocidad inicial del electrón muy lejos del ion, se puede expresar v en función de r y calcular exactamente la integral de la ecuación 4.3. Para este propósito semiclásico, tómesese una órbita sin perturbar, y si v es aproximadamente constante la integral se reduce a

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{r^4} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{(s^2 + b^2)^2} = \frac{\pi}{2b^3}, \quad (4.5)$$

donde b es el parámetro de impacto y s el punto medio de la órbita, se sigue entonces que

$$W_{rad} \approx \frac{\pi Z^2e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3m^2c^3vb^3}. \quad (4.6)$$

Para encontrar la energía disipada por segundo, durante todas las colisiones se debe multiplicar por el elemento de volumen que contiene a todos los iones y electrones que colisionan en un tiempo dt . Es decir, la potencia disipada por segundo y por unidad de volumen es proporcional a $2\pi b db v dt$. Como b es el parámetro de impacto que va desde infinito hasta un b_{min} , se integra

$$\begin{aligned} p_{br} &\approx \frac{2\pi^2n_i n_e Z^2e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3m^2c^3} \int_{b_{min}}^{\infty} \frac{db}{b^2} \\ &\approx \frac{2\pi^2n_i n_e Z^2e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3m^2c^3 b_{min}}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Esto es aplicable para deflexiones pequeñas, por ejemplo para b_{min} proporcionales a la longitud de Debye λ_D , pero para el máximo acercamiento se debe considerar la longitud de De Broglie es decir,

$$b_{min} \approx \frac{\hbar}{mv}. \quad (4.8)$$

Espesor de los filtros de Pb en μm	Espesor del filtro de Al en μm
63.5	5
127.0	10
190.5	15
254.0	20
317.5	25
filtro de la ventana a cero grados	300 μm de Al

Tabla 4.1: Espesores de los filtros usados, en la película a 90 grados filtros de aluminio, en la película a 0 grados filtros de plomo

Recordando que $v = (3T_e/m_e^{1/2})$ con T en keV , entonces se tiene, ya incluyendo el factor de "Gaunt" (que difiere del de la ecuación 4.6 en 34% en el rango de keV)

$$P_{br} = 5.35 \times 10^{-37} Z^2 n_i n_e T_e^{1/2} (W/m^3). \quad (4.9)$$

Esta potencia radiada, tendrá una distribución maxwelliana, en las energías que compongan los rayos-X. Así, en el análisis de los rayos-X del experimento estudiado en este trabajo se tendrán umbrales de energía de 1 a 10 keV según los filtros que se usen.

4.3 Descripción del dispositivo experimental

Para la observación de la radiación de rayos-X blandos producidos por *bremssstrahlung térmico* y de los rayos-X duros producidos por el choque del haz de electrones contra el electrodo interno, se usó película dental de rayos-X. En el primer caso se obtuvieron imágenes de la columna de plasma mediante cámaras de agujero, empleando diversos filtros. En el segundo se colocaron las películas con filtros de plomo bajo una ventana de aluminio de 300 μm a 35 cm del punto donde se forma el pinch. El espesor de los filtros se muestra en la tabla 4.1.

Las películas se revelaron usando revelador y fijador recomendados por el fabricante por tres minutos cada uno y la temperatura de los líquidos se mantuvo en el intervalo de 20 a 25 grados centígrados (temperatura ambiente).

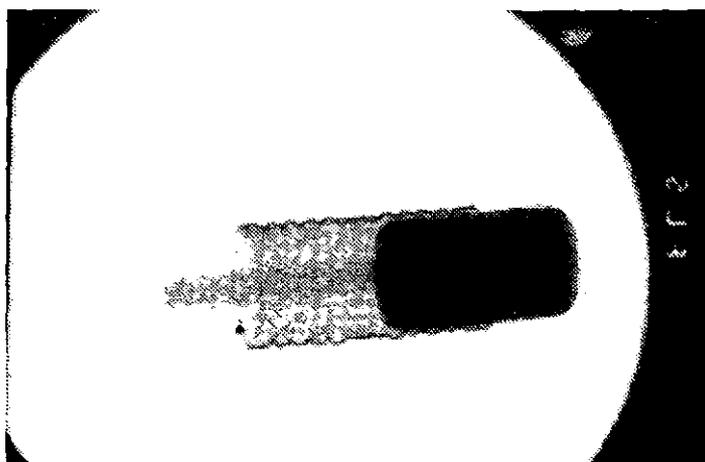


fig 4.1: Radiografía de un lápiz con goma.

Aunque la colisión del haz de electrones produce rayos-X duros en todas direcciones, que opaca a los rayos-X blandos, se diseñaron los electrodos de tal manera que los duros no se observan a 90 grados del eje. Para ello evitar se le hizo una cavidad a los electrodos como se ve en la figura 1.9. Así se ocultan por el mismo borde de la cavidad del electrodo y solo se observa a 90 grados los rayos-X blandos o cuando mucho sólo los provenientes de emisión de línea. En la ventana que está sobre el eje, se tienen principalmente rayos-X duros.

Sobre la ventana a cero grados se colocó directamente la película dental de rayos-X, colocando sobre ella filtros de plomo para medir las dosis relativas en cada disparo y de ahí poder estimar las energías mínimas de éstos. En ocasiones se colocaron objetos para ser radiografiados directamente. En las figuras 4.1 y 4.2 por ejemplo, se muestran radiografías de un lápiz y un reloj. En el primer caso se aprecia la goma, la puntilla y el casquillo. En el original se aprecia también la madera. En el reloj se pueden ver el circuito integrado y los demás componentes.

Para obtener las imágenes de la columna de plasma, se observaron los rayos-X blandos, mediante dos cámaras de agujero, una en cada ventana (Fig. 1.10). En cada una existen cinco agujeros circulares de $400\mu\text{m}$ de diámetro,

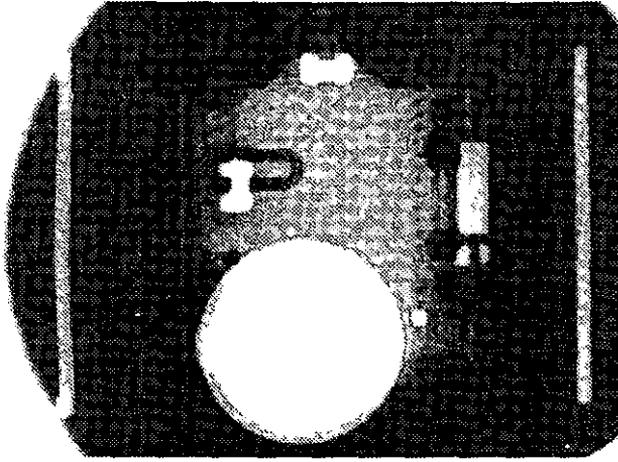


fig 4.2: Radiografía de un reloj donde se ve el circuito integrado

cada uno, separados por 4.5mm . Estos se hicieron sobre una pantalla de cobre de 2mm de espesor y a 19cm del eje del electrodo. Para obtener información sobre la energía umbral y observar mejor tanto las inestabilidades como los puntos calientes, se colocaron diferentes filtros sobre cada agujero, de 25 , 10 , 5 , 20 y $15\mu\text{m}$ de aluminio respectivamente. Como estos rayos-X son poco energéticos, de solo algunos keV , serían absorbidos si hubiera aire entre la película y la pantalla de cobre, cuya distancia que es de 7.6cm . Por eso se implementó un sistema de vacío en el porta placas. Se construyó el porta placas de manera que tuviese capacidad de 4 películas, y así se pudieran efectuar 4 radiografías, cada vez que se cargaba (Fig. 1.11), ahorrando así tiempo en el revelado y colocación de placas.

4.4 Resultado de las radiografías

Las radiografías que se obtienen en la ventana a cero grados, primordialmente se usan para comparar la emisión de rayos-X duros con la formación del pinch, y compararlas con la producción de neutrones [Zakallah 1998]. De aquí se obtiene que la mayor dosis de rayos-X duros (lo cual está relacionada con la aceleración de haces por las inestabilidades) coincide con los disparos

que generan mayor número de cuentas en los neutrones. Así, cuando se tiene un buen pinch, la columna de plasma, después de formada es destruida por inestabilidades, que generan haces de iones y electrones más intensos. Esto puede representar evidencia de que es mayor el efecto haz-blanco en la generación de neutrones.

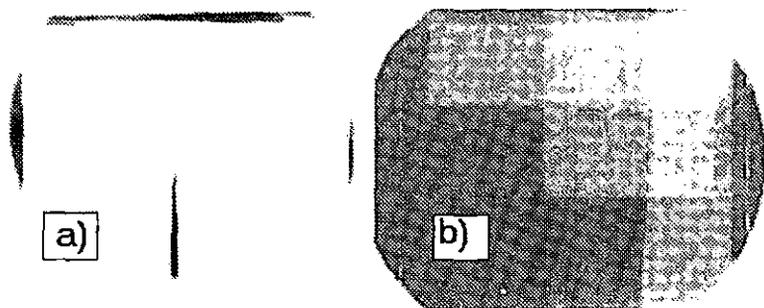


fig 4.3: Radiografía de la ventana a cero grados, filtros de plomo para a) el disparo 2744 y b) el disparo 2745

Esto se observa en la figura 4.3 a) y b) para los disparos 2744 y 2745. En las figuras 4.4 y 4.5, se muestran los oscilogramas correspondientes a los mismos disparos para las señales di/dt y para el centellador "NE211". En las señales del "NE211" se observan simultáneamente el pico del pinch en la señal di/dt y un pico de rayos-X duros que son capaces de atravesar la cámara de vacío y 5 metros de aire. Su origen es presumiblemente la colisión del haz de electrones contra el electrodo. En las figuras 4.6 y 4.7 se muestran las imágenes de la cámara de agujero para los mismos disparos.

Se observa que, mientras en el disparo 2744, para el cual se tiene una emisión baja de neutrones ($N_0 = 1329$, $N_{90} = 706$), las dosis de rayos-X sobre el eje del electrodo es baja, para el disparo 2745, cuya emisión de neutrones es alta ($N_0 = 8075$ y $N_{90} = 3347$), la dosis sobre el eje aumenta considerablemente. Por el contrario, en el primer caso las imágenes de rayos-X a 90 grados son más intensas que en el segundo. Este comportamiento característico de los resultados parece reforzar la hipótesis del mecanismo haz-blando como origen de los neutrones.

En los oscilogramas se puede ver que para el disparo 2745 (Fig. 4.5) la señal de rayos-X se prolonga y enmascara a la señal de neutrones.

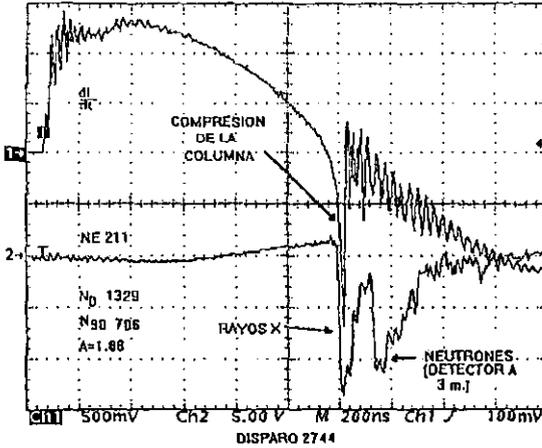


fig 4.4: Señal del osciloscopio de di/dt y el centellador para el disparo 2744

Las imágenes obtenidas en las cámaras de agujero, básicamente dieron información cualitativa sobre la columna de plasma. Al tener la radiografía expuesta durante todo el tiempo que ocurre el fenómeno, el análisis se complica, pues es difícil saber en qué momento aparecen las inestabilidades, pero sí es muy significativo que en algunos casos se observa inestabilidades $m=1$ antes de que ocurrieran las $m=0$. Esto parece extraño, pues la teoría dice que las tasas de crecimiento de las $m=0$ son mucho mayores que las $m=1$, por lo que existe un mecanismo que perturbó a nuestro sistema. Muy probablemente algo rompió la simetría al momento de la compresión de la columna, y por ende al momento de expandirse la columna y ocurrir las inestabilidades, se formaron inestabilidades $m=1$. Sin embargo esto no fue común, pues la mayoría de las imágenes de la columna sólo mostraron inestabilidades $m=0$ y puntos calientes.

Esto se ve en la figura 4.8 (inestabilidades $m=0$) para el disparo 2578 y con número de cuentas $N_0 = 283$ y $N_{90} = 164$ y la figura 4.9 (inestabilidades $m=1$) para el disparo 2582 y con número de cuentas $N_0 = 523$ y $N_{90} = 372$. Estos disparos se efectuaron con el electrodo I.

Para el electrodo II, la columna de plasma resultó más larga y menos brillante, como se observa en la figura 4.7 para el disparo 2745 y con número

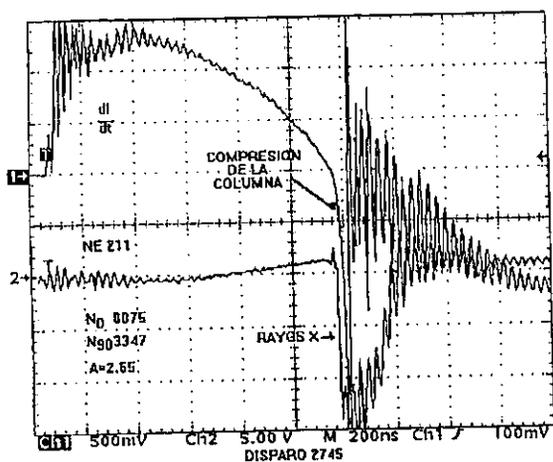


fig 4.5: Señal del osciloscopio de di/dt y el centellador para el disparo 2745

de cuentas $N_0 = 8075$ y $N_{90} = 3347$. En este caso la señal del "NE211" (Fig 4.5) se inicia por un pulso de rayos-X duros que decae más lentamente que el tiempo en que aparece el pico de neutrones. De la señal di/dt se puede sospechar que en este caso ocurrieron varias compresiones de la columna.

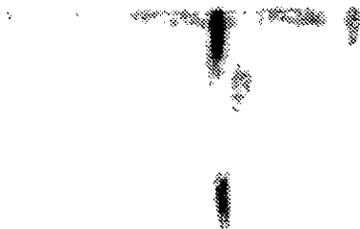


fig 4.6: Radiografía de la cámara de agujero donde se muestra un punto caliente en la columna de plasma, disparo 2744



fig 4.7: Radiografía de la cámara de agujero donde se muestra la columna de plasma para un disparo de gran producción de neutrones, disparo 2745

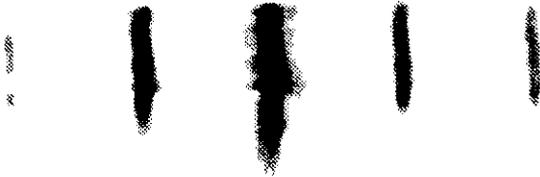


fig 4.8: Radiografía de la cámara de agujero donde se muestra la inestabilidad $m = 0$, disparo 2578



fig 4.9: Radiografía de la cámara de agujero donde se muestra la inestabilidad $m = 1$, disparo 2582

Capítulo 5

Conclusiones

Como se acaba de describir en los capítulos anteriores, se hizo un modelo del circuito equivalente, y al hacer los cálculos numéricos, se obtuvieron los siguientes resultados.

1.- El tiempo desde el rompimiento de la lámina de corriente hasta el momento del pinch, en función de la presión de llenado, coincide bastante bien con el experimento, y las diferencias mayores son de sólo 50 ns. En este caso sólo se hizo la comparación con el electrodo II, pues es el que más se parece al modelo unidimensional del "Snow-Plow".

2.- La energía magnética alcanza una presión máxima que coincide con la presión para la que la emisión de rayos-X duros y la producción de neutrones es máxima.

3.-El modelo numérico predice que hay una presión a la cual ya no existirá pinch, por la pequeña energía magnética acumulada, menor al 60%.

Respecto al experimento se halló que de las dos configuraciones de electrodos estudiadas, se encontró para el electrodo de menor radio (el electrodo I), la producción de neutrones y la anisotropía son menores que para la configuración del electrodo II. Esto se explica, ya que para el electrodo II la etapa de rompimiento, que es cuando se forma la lámina de corriente, ocurre más eficientemente, optimizando las siguientes etapas; especialmente la etapa de avance de la lámina, que es cuando se transfiere la energía de campo eléctrico a energía de campo magnético.

Respecto a la formación de la columna de plasma, es decir la etapa de compresión, se encontró evidencia experimental a través de las cámaras de agujeros, que en el electrodo II la columna de plasma es mucho más larga, y presenta menos asimetrías que para el electrodo I. Se encontró evidencia de

la formación de inestabilidades $m=1$, antes de las $m=0$ lo cual parece ir en contra de la "sabiduría convencional", que nos dice que las inestabilidades $m=0$ tienen una tasa de crecimiento mayor.

También, del análisis de la anisotropía y de las radiografías de los rayos-X duros, se puede concluir que para este aparato, el efecto predominante en la producción de neutrones, es el efecto haz-blanco y no las reacciones termonucleares. Además, del análisis resuelto en el tiempo, se concluye que estos neutrones no son formados en un solo paso. Además, las altas energías de los rayos-X duros detectados por los centelladores, sugieren la existencia de poderosos campos electromagnéticos que aceleran los haces de iones en un sentido y los haces de electrones en el opuesto. La prueba más notable de estos haces son el efecto del haz de electrones sobre la cara del electrodo, donde hizo cavidades en el electrodo I de 3mm de diámetro y 6 mm de profundidad después de 560 disparos, y en el electrodo II de 6 mm de diámetro y 12 mm de profundidad después de 956 disparos.

Apéndice A

Métodos numéricos

Muchos de los problemas físicos que se reducen a un conjunto de ecuaciones, no poseen soluciones exactas, por ello es necesario desarrollar métodos numéricos aplicados a la computación para obtener soluciones particulares del problema.

Derivación numérica.

Se tiene primeramente una función $f(x)$ definida en un intervalo de x_1 a x_2 el cual tiene una partición (por simplicidad sea uniforme). Así esta se define $x_1, x_1 + h, x_1 + 2h, \dots, x_1 + nh, \dots, x_2$ o sea $x_n = x_1 + nh$, con $n = 0, 1, \dots, N$ donde N es el número de particiones del intervalo. Por lo tanto ahora se define la función discreta $f_n = f(x_n)$.

De la serie de Taylor de $f(x)$ se obtiene la derivada de $f(x)$ en términos de su desarrollo alrededor de un punto x_0 y un error, dependiendo del orden de la serie [Kuo 1972].

$$f(x_0 + h) = f(x_0) + hf'(x_0) + \frac{h^2}{2}f''(x_0) + \dots \quad (\text{A.1})$$

así la derivada en x_0 o sea f'_n en términos de $f_{n+1} = f(x_0 + h)$ y $f_n = f(x_0)$ será

$$f'_n = \frac{f_{n+1} - f_n}{h} + \theta(h) \quad (\text{A.2})$$

A esta se le conoce como la derivada evaluada en dos puntos, y su error es proporcional a h , por lo que será más precisa entre más fina sea la partición.

Así mismo se puede disminuir el error si se evalúa en mas puntos, así sea $f_{n\pm 1}$ la derivada en f_n será.

$$f'_n = \frac{f_{n+1} - f_{n-1}}{2h} + \theta(h^2) \quad (\text{A.3})$$

y el error con la derivada en tres puntos será del orden de h^2 .

Integración numérica.

Otro problema que se encuentra frecuentemente en los cálculos numéricos es la integración de funciones en intervalos definidos. En la mayoría de los casos se tiene definida una función solo en algunos puntos, los cuales nos definen la partición. Esta función discreta esta definida entonces para la parejas de puntos $(f_1, x_1), \dots, (f_n, x_n), \dots, (f_N, x_N)$, y con ellos se pueden construir polígonos definidos por la base $x_{n+1} - x_n$ y las alturas de sus lados f_n y f_{n+1} , así tomando el significado geométrico de la integral, la integral de $f(x)$ en el intervalo será la suma de las áreas de esos polígonos [Kuo 1972]. es decir

$$\int_a^{a+h} f(x)dx + \dots + \int_{a+hn}^{a+h(n+1)} f(x)dx + \dots + \int_{b-h}^b f(x)dx = hf(a) + \dots + hf(x + nh) + \dots + hf(b) \quad (\text{A.4})$$

y el error al aproximar los polígonos con rectángulos resulta ser del orden de $h(f_{n+1} - f_n)/2 + \theta(h)$, así el primer refinamiento es tomar el área exacta del polígono. Este método se le llama el de los polígonos o trapecios.

$$\int_{-h}^h f(x)dx = \frac{h}{2}(f_{-1} + 2f_0 + f_1) + \theta(h^3). \quad (\text{A.5})$$

esto da la integral con un error de $\theta(h^3)$

$$\int_a^b f(x)dx = h \left[\sum_{n=0}^N f_n - \frac{f_0 + f_N}{2} \right] \quad (\text{A.6})$$

otro método basado en esta aproximación se encuentra el método de Simpson con error de $\theta(h^5)$

$$\int_{-h}^h f(x)dx = \frac{h}{3}(f_{-1} + 4f_0 + f_1) + \theta(h^5). \quad (\text{A.7})$$

Otra forma de calcular la integral de una función definida de forma discreta es dada f_n y su derivada f'_n (esta última ya sea conocida de un cálculo numérico anterior o dada de las mediciones). La forma es desarrollando una serie de Taylor de la integral.

Sea $f_n = f_\xi$ y $F_{n+1} = F(x_0 + h)$ así

$$F_{n+1} = \int_{x_0}^{x_0+h} f(\xi)d\xi = \int_{x_0}^{x_0} f_n d\xi + hf_n + \frac{h^2}{2}f'_n + \frac{h^3}{6}f''_n + \dots \quad (\text{A.8})$$

por lo tanto

$$F_{n+1} = h \left[f_n + \frac{h}{2}f'_n \right] + \theta(h^3). \quad (\text{A.9})$$

Solución de ecuaciones diferenciales

Una parte fundamental de los problemas de física se reducen a resolver sistemas de ecuaciones diferenciales de orden n y n variables. Los problemas más comunes son resolver ecuaciones de segundo orden dependientes del

tiempo, como las ecuaciones de movimiento. Pero estas a su vez se pueden reducir a un sistema de dos ecuaciones diferenciales de primer orden acopladas.

$$\ddot{x} = f(x, t) \tag{A.10}$$

$$\ddot{x} = \dot{y} = f(x, t) \tag{A.11}$$

$$\dot{x} = y \tag{A.12}$$

así el problema se reduce a resolver, para este caso, dos ecuaciones diferenciales de primer orden y con dos condiciones iniciales x_0 y $\dot{x}_0 = y_0$.

En primera aproximación también llamado método de Euler se escribe la derivada de y_n usando dos puntos es decir $dy/dx = \dot{y}_n$

$$\dot{y}_n = \frac{y_{n+1} - y_n}{h} \tag{A.13}$$

así se tiene

$$y_{n+1} = y_n + hf(x_n, y_n) + \theta(h^2). \tag{A.14}$$

con la condición inicial y_0

Este método es recomendado para ecuaciones diferenciales lineales, o usando particiones más finas, pero hay ocasiones que no se puede exigir particiones muy finas o que las ecuaciones diferenciales no sean lineales. Por lo que se deben usar otros métodos por ejemplo usar entre y_n y y_{n+1} un punto intermedio. Y así evaluar la derivada en tres puntos, otra forma es mediante el método Runge-Kutta [Kuo 1972][Koonin 1986], el cual consiste en evaluar el incremento de la función y_{n+1} en términos de la integral de $f(x, y)$, es decir

$$y_{n+1} = y_n + \int_{x_n}^{x_{n+1}} f(x, y) dx. \tag{A.15}$$

Así obtenemos la forma recurrente para y_{n+1} en términos de y_n y una integral definida de $f(x, y)$. Y para evaluar esta integral ya se tienen diferentes métodos como el de Simpson. Así sea $x_{n+1/2} = x_n + h/2$, entonces se tiene

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6} [f(x_n, y_n) + 4f(x_{n+1/2}, y_{n+1/2}) + f(x_{n+1}, y_{n+1})] + \theta(h^5). \tag{A.16}$$

como $y_{n+1/2}$ y y_{n+1} son incógnitas, se ponen en términos de un promedio del valor anterior. Así se definen los coeficientes k_1, k_2, k_3, k_4

$$k_1 = hf(x_n, y_n) \quad (\text{A.17})$$

$$k_2 = hf(x_n + h/2, y_n + k_1/2) \quad (\text{A.18})$$

$$k_3 = hf(x_n + h/2, y_n + k_2/2) \quad (\text{A.19})$$

$$k_4 = hf(x_n + h, y_n + k_3) \quad (\text{A.20})$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6} [k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4] + \theta(h^5). \quad (\text{A.21})$$

y dado el error proporcional a h^5 es muy conveniente este método. Y se puede generalizar para n variables.

Apéndice B

Códigos

Programa de la Primera Etapa

!programa de etapa de rompimiento de la lámina de corriente con modelo
!del interruptor $R_g = R_o \exp(-at)$ "código en Fortran 90"

```
integer i                                !definición de variables enteras,  
real h,D1,D2,J,Q,t,gg,a(2),b(2)        !reales y matrices(1X2).  
real, parameter :: delta=.35; at=1177; h=.0001; gt=.12 !constantes  
  
print*, "de el valor beta(24.5)"        !introducción del parámetro de  
read*, bt                                !de decaimiento del interruptor.  
  
open(unit = 9, file="a/etapa1.dat")     !llamado al archivo de datos.  
  
n=delta/h                                !número de pasos de la partición.  
Q=-1, J=0, gg=0, D1=0                  !condiciones iniciales  
  
do i=0, n  
t = h*i  
a(1)=J  
b(1)=D1/h  
call int1(D1,h,J,Q,t,bt)               !subrutina para el cálculo de la corriente.  
J=J+D1  
call int2(D2,h,J,Q,t,bt)               !subrutina para el cálculo del  
Q=Q+D2                                  !voltaje en banco de capacitores.  
a(2)=J  
ff=D1/h                                 !rutina para calcular la energía magnética.  
                                           !cálculo de la derivada de la corriente.
```

```

b(2)=ff
gg=(a(1)*b(1)+a(2)*b(2))*h + gg           !cálculo de la energía magnética.
if (mod(i,200) .EQ. 0) write (9,100) t,J,ff,Q,gg           !datos al archivo.
100 format (F10.7,',',F10.7,',',F10.7,',',F10.7,',',F10.7)

end do
close (9)
end

subroutine int1(D1,h,J,Q,t,bt)                 !subrutina de integración de la corriente.
real J
real, parameter :: at=1177, gt=.12
f1(J,Q,t)= -Q - J * (gt + at * EXP(-bt * t))           !ecuación
real k1,k2,k3,k4,D1
k1=f1(J,Q,t)*h           !método Runge-Kutta de 4 puntos.
k2=f1(J+0.5*k1,Q+0.5*k1,t+0.5*k1)*h
k3=f1(J+0.5*k2,Q+0.5*k2,t+.05*k2)*h
k4=f1(J+k3,Q+k3,t+k4)*h
D1=(1./6)*(k1+2*k2+2*k3+k4)
end

subroutine int2(D2,h,J,Q,t,bt)                 !subrutina de integración del
!voltaje en el banco de capacitores.
real J
real, parameter :: at=1177, gt=.12
f1(J,Q,t)= -Q - J * (gt + at * EXP(-bt * t))           !ecuaciones
f2(J,Q,t)= J + (f1(J,Q,t) * h) / 2.
real D2,g1
g1=f2(J,Q,t)*h           !método de Euler.
D2=g1
end

```

Programa de la Segunda Etapa

```

!Programa Etapa de Avance de la Lámina de Corriente
!con modelo de interruptor Rg=Roexp(-at) e inductancia L(t)=Loz(t)
! "código en Fortran 90"

```

ESTA TESIS NO SALIÓ
DE LA BIBLIOTECA

```

real h,j,Q,t,gg,z,p,y,bt1,th           !definición de variables.
real fl,g11,g22,g33,g44,g55,n
real a(2),b(2),ps,kt
integer i

real, parameter :: delta=3; at1=1177; gt=0.12; dt=3.39; h=.0001

de la presión de llenado P"
read*, ps
kt=ps*195.10

open(unit = 9, file="a:etapa2.dat")

n=delta/h
Q=-.9746                               !condiciones iniciales de  $Q = V_c$ 
j=.2044                                 !J=corriente
z=0                                     !z=derivada de la posición de la lámina en el electrodo.
p=.001                                  !p= posición de la lámina en el electrodo.
y=.933                                  !y=derivada de la corriente.
gg=0.0418                               !gg=energía magnética.

do i=0, n
  t = h*i
  a(1)=j                                 !condiciones iniciales para el cálculo
  b(1)=y                                 !de la energía magnética.
  c(1)=p
  d(1)=z
  call int1(j,z,p,kt,g11,h)              !subrutina para encontrar la
  z=z+g11                                !velocidad de la lámina.
  call int2(j,y,z,p,kt,t,g22,h,bt1,th)  !subrutina para encontrar
  y=y+g22                                 !la derivada de la corriente.
  call int3(z,g33,h)                     !subrutina para encontrar la
  p=p+g33                                 !posición de la lámina.
  call int4(y,g44,h)                     !subrutina para encontrar
  j=j+g44                                 !la corriente.
  call int5(j,y,z,p,kt,t,g55,h,bt1,th)  !subrutina para encontrar
  Q=Q+g55                                 !el voltaje  $v_c$ 
  a(2)=j                                  !rutina para calcular la energía magnética.
  tt=z
  ff=y
  b(2)=y
  c(2)=p
  d(2)=z
  gg=(a(1)*b(1)+a(2)*b(1))*h*(1+.134*c(1)) + .136*(a(1)**2)*d(1)*h+ gg

if ((i .GT. 14000) .AND. (p .LE. 1)) print*, i,j,Q,gg

```

```

if ((mod(i,200) .EQ. 0) .and. (p .le. 1.02)) write (9,100) t,j,fl,Q,gg,p
100 format (F10.7,',',F10.7,',',f10.7,',',f10.7,',',f10.7,',',f10.7)
end do
close (9)
end

```

```

subroutine int1(j,z,p,kt,g11,h)
real z,j,kt
real, parameter :: dt=3.39
fz(j,z,p) = (1 / p) * (((200 * dt / kt) * j ** 2) - z ** 2)
real k1,k2,k3,k4,g11
k1=fz(j,z,p)*h
k2=fz(j+0.5*k1,z+0.5*k1,p+0.5*k1)*h
k3=fz(j+0.5*k2,z+0.5*k2,p+0.5*k2)*h
k4=fz(j+k3,z+k3,p+k3)*h
g11=(1./6)*(k1+2*k2+2*k3+k4)
end

```

!método Runge-Kutta de 4 puntos.

```

subroutine int2(j,y,z,p,kt,t,g22,h,bt1,th)
real j,kt
fn(y,t) = y * (gt)
fm(j,t) = -j * at1 * bt1 * EXP(-bt1 * (t + th))
fl(p) = (1 / (1 + .05 * dt * p))
fz(j,z,p) = (1 / p) * (((200 * dt / kt) * j ** 2) - z ** 2)
fy(j,y,z,p,t) = fl(p) * (-j - .1 * dt * y * z -
.05 * dt * j * fz(j,z,p) - fm(j,t) - fn(y,t))
real k1,k2,k3,k4,g22
real y,z,p,t
real, parameter :: delta=3; at1=1177; gt=0.12; dt=3.39
k1=fy(j,y,z,p,t)*h
k2=fy(j+0.5*k1,y+0.5*k1,z+0.5*k1,p+0.5*k1,t+0.5*k1)*h
k3=fy(j+0.5*k2,y+0.5*k2,z+0.5*k2,p+0.5*k2,t+0.5*k2)*h
k4=fy(j+k3,y+k3,z+k3,p+k3,t+k3)*h
g22=(1./6)*(k1+2*k2+2*k3+k4)
end

```

!método Runge-Kutta de 4 puntos.

```

subroutine int3(z,g33,h)
real z
fp(z)=z
real g33
g33=fp(z)*h
end

```

!método de Euler.

```

subroutine int4(y,g44,h)
real y
fj(y)=y

```

```

real g44
g44=fj(y)*h                                !método de Euler.
end

subroutine int5(j,y,z,p,kt,t,g55,h,bt1,th)
real j,kt
fn (y, t) = y * (gt) !+ at1 * EXP(-bt1 * (t + th))
fm (j, t) = -j * at1 * bt1 * EXP(-bt1 * (t + th))
fl (p) = (1 / (1 + .05 * dt * p))
fz (j, z, p) = (1 / p) * (((200 * dt / kt) * j ** 2) - z ** 2)
fy (j, y, z, p, t) = fl(p) * (-j - .1 * dt * y * z -
.05 * dt * j * fz(j, z, p) - fm(j, t) - fn(y, t))
fq (j,y,z,p,t)=j+(fy(j,y,z,p,t)*h/2.)
real k1,g55
real, parameter :: delta=3; at1=1177; gt=0.12; dt=3.39

k1=fq(j,y,z,p,t)*h                          !método de Euler.
g55=k1
end

```

Programa de la Tercera Etapa

!Programa Etapa de Compresión de la Lámina de Corriente
! con modelo de inductancia $L(t)=Loz(t)$ y compresión adiabática
! "código en Fortran 90"

```

real h,j,Q,t,gg,si,ro                        !definición de variables.
real ff,g22,g33,g44,g55,n
real a(2),ps,mt,b(2),c(2),d(2),e(2)
integer i
real, parameter :: delta=0.24; h=0.0001

print*, "De la presión de llenado P"
read*, ps
mt=-9.114/sqrt(ps)

open(unit = 9, file="a:/etapa3.dat")

n=delta/h

```

```

Q=0.0398          !condiciones iniciales de  $Q = V_c$ 
ro=1              !ro=radio de compresión adiabática.
j=.7679          !J=corriente
si=1              !ro=radio de la onda de choque.
gg=0              !gg=energía magnética.
ff=0              !ff=derivada de la corriente

do i=0, n
t = h*i
a(1)=J            !condiciones iniciales para calcular la energía magnética.
b(1)=ff
c(1)=si
d(1)=ro
e(1)=0
call int2(j,ro,g22,h,mt)
si=si+g22
call int3(j,Q,si,ro,g33,h,mt)
j=j+g33
call int4(j,Q,si,ro,g44,h,mt)
ro=ro+g44
call int5(j,Q,si,ro,g55,h,mt)
Q=Q+g55
a(2)=J
ff=g33/h
b(2)=ff
c(1)=si
d(1)=ro
e(1)=g44
gg=(a(1)*b(1)+a(2)*b(1))*h*(1.136 +0.148*c(1)*Log(2.5/d(1))) +
0.148*(a(1)**2)*(Log(2.5/d(1)) - (c(1)*e(1)/d(1)))*h+ gg
!subrutina para encontrar la
!posición radial de la onda de choque.
!subrutina para encontrar
!!la corriente.
!subrutina para encontrar
!posición radial de la lámina.
!subrutina para encontrar
!el voltaje  $V_c$ .
!rutina para calcular la energía magnética.

if ((i .GT. 1301) .AND. (si .GT. -.01)) print*, t,si,ro
if ((mod(i,200) .EQ. 0) .AND. (si .GT.-.1)) write (9,100) t,si,ro,j ,ff,gg

end do
close (9)
end

subroutine int2(j,ro,g22,h,mt)
real j,ro,mt
fsi(j,ro)=mt*(j/ro)
real g22,k1
k1=fsi(j,ro)*h          !método de Euler.
g22=k1
end

subroutine int3(j,Q,si,ro,g33,h,mt)

```

```

real j,ro,mt
fsi(j,ro)=mt*(j/ro)
fm1(si,ro)=si/ro
fm2(si,ro)=1-(si/ro)**2
fm3(ro)=lt*LOG(teta/ro)
fm4(si,ro)=gt-1+(si/ro)**2
fm5(si,ro)=bh+fm3(ro)*(1-si)+lt*(1-si)*fm2(si,ro)/fm4(si,ro)
fm6(si,ro,j)=lt*(2*fm1(si,ro)*(1-si)*fsi(j,ro)-fm2(si,ro)*ro*(-fsi(j,ro)))/fm4(si,ro)
fj(ro,si,j,Q)=1-Q+fm3(ro)*j*(-fsi(j,ro))+fm6(si,ro,j)*gt*j/((gt+1)*ro)
real k1,k2,k3,k4,g33
real Q,si
bh=1.17; gt=1.667; lt=0.0741; teta=2.5
k1=fj(ro,si,j,Q)*h                                !método Runge-Kutta de 4 puntos.
k2=fj(ro+0.5*k1,si+0.5*k1,j+0.5*k1,Q+0.5*k1)*h
k3=fj(ro+0.5*k2,si+0.5*k2,j+0.5*k2,Q+0.5*k2)*h
k4=fj(ro+k3,si+k3,j+k3,Q+k3)*h
g33=(1./6)*(k1+2*k2+2*k3+k4)
end

```

subroutine int4(j,Q,si,ro,g44,h,mt)

```

real j,ro,mt
fsi(j,ro)=mt*(j/ro)
fm1(si,ro)=si/ro
fm2(si,ro)=1-(si/ro)**2
fm3(ro)=lt*LOG(teta/ro)
fm4(si,ro)=gt-1+(si/ro)**2
fm5(si,ro)=bh+fm3(ro)*(1-si)+lt*(1-si)*fm2(si,ro)/fm4(si,ro)
fm6(si,ro,j)=lt*(2*fm1(si,ro)*(1-si)*fsi(j,ro)-fm2(si,ro)*ro*(-fsi(j,ro)))/fm4(si,ro)
fj(ro,si,j,Q)=1-Q+fm3(ro)*j*(-fsi(j,ro))+fm6(si,ro,j)*gt*j/((gt+1)*ro)
fro(ro,si,j,Q)=(gt/((gt+1)*fm4(si,ro)))*(2*fm1(si,ro)*fsi(j,ro)
- (ro/j)*fm2(si,ro)*fj(ro,si,j,Q) - (ro/(1-si))*fm2(si,ro)*(-fsi(j,ro)))
real k1,k2,k3,k4,g44

```

```

real Q,si
bh=1.17; gt=1.667; lt=0.0741; teta=2.5
k1=fro(ro,si,j,Q)*h                                !método Runge-Kutta de 4 puntos.
k2=fro(ro+0.5*k1,si+0.5*k1,j+0.5*k1,Q+0.5*k1)*h
k3=fro(ro+0.5*k2,si+0.5*k2,j+0.5*k2,Q+0.5*k2)*h
k4=fro(ro+k3,si+k3,j+k3,Q+k3)*h
g44=(1./6)*(k1+2*k2+2*k3+k4)
end

```

subroutine int5(j,Q,si,ro,g55,h,mt)

```

real j,ro,mt
fsi(j,ro)=mt*(j/ro)
fm1(si,ro)=si/ro
fm2(si,ro)=1-(si/ro)**2

```

```

fm3(ro)=lt*LOG(teta/ro)
fm4(si,ro)=gt-1+(si/ro)**2
fm5(si,ro)=bh+fm3(ro)*(1-si)+lt*(1-si)*fm2(si,ro)/fm4(si,ro)
fm6(si,ro,j)=lt*(2*fm1(si,ro)*(1-si)*fsi(j,ro)-fm2(si,ro)*ro*(-fsi(j,ro)))/fm4(si,ro)
fj(ro,si,j,Q)=1-Q+fm3(ro)*j*(-fsi(j,ro))+fm6(si,ro,j)*gt*j/((gt+1)*ro)
fq(ro,si,j,Q)=j+fj(ro,si,j,Q)*(h/2.0)
real k1,g55
real Q,si
bh=1.17; gt=1.667; lt=0.0741; teta=2.5
k1=fq(ro,si,j,Q)*h
g55=k1
end

```

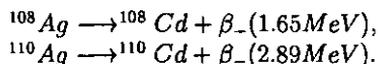
!método de Euler.

Apéndice C

Detectores de neutrones por activación

En este trabajo se emplean detectores activación de Plata para registrar los neutrones, cuya construcción, calibración y modo de empleo se describe en este apéndice. el principio consiste en activar un material mediante la reacción de los neutrones con éste, y detectar los productos de su decaimiento [Knoll 1989]. El material que se emplea en este trabajo es Plata, que está constituida en su estado natural por los isótopos ^{107}Ag y ^{109}Ag , con abundancias relativas ν , de semividas $t_{1/2}$, secciones eficaces microscópicas de activación por neutrones térmicos σ y constantes de decaimiento λ [Mayer 1975][Gentiline 1980][Slaughter 1979], mostrados en la tabla C.1.

Los neutrones activan al isótopo formando un isótopo de masa $A' = A + 1$ y emitiendo un rayo γ . Posteriormente se tienen los siguientes decaimientos.



Las partículas β_- son entonces detectadas mediante un detector "Geiger-Muller" de ventana lateral delgada (especial para β), apropiado para este trabajo.

Construcción del detector

Para detectar los neutrones que se originan al momento del pinch, se necesita termalizarlos, pues surgen del pinch a energías promedio de 2.45MeV .

APÉNDICE C. DETECTORES DE NEUTRONES POR ACTIVACIÓN 87

Isótopo	ν de $A^{-1}Ag$	σ (barns)	$t_{1/2}$	$\lambda(\times 10^{-3}s^{-1})$
^{108}Ag	0.518	30.0	142	4.88
^{110}Ag	0.482	110	24.6	0.282

Tabla C.1: *Parámetros relevantes a la activación en Ag por neutrones térmicos.*

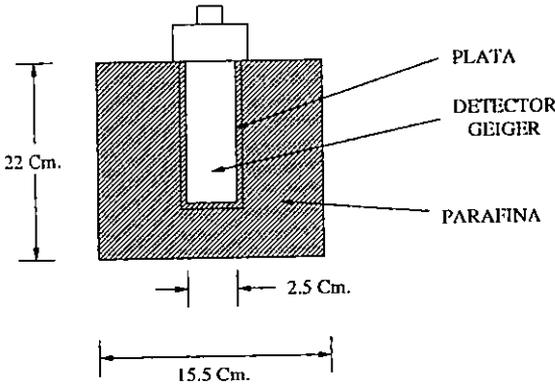


fig C.1: *Diagrama de la unidad detectora.*

Así se emplean dos detectores "Geiger-Muller Victoreen IB85" de 10cm de longitud, cubiertos con parafina de un espesor de 6.5cm, luego esos neutrones termalizados son absorbidos por una lámina de Plata, la cual rodea al detector y tiene un espesor de entre 300 a 500 μ m, dando masa de plata de $10.4 \pm .05gr$ para el detector 1, y $11.0 \pm .05gr$ para el detector 2. Así la Plata activada decae en Cadmio mediante la emisión de un β^- , que es lo que detectan los Geigers. Con un tamaño total de cada detector de 22cm de alto y de 15.5cm de diámetro. Para detectarlos se colocan a aproximadamente 58cm de una fuente de neutrones de Americio-Berilio.

El diagrama de la unidad detectora y el esquema del circuito del detector se muestran en las figuras C.1 y C.2 respectivamente, el voltaje de operación en ambos detectores fue de 900V.

APÉNDICE C. DETECTORES DE NEUTRONES POR ACTIVACIÓN 88

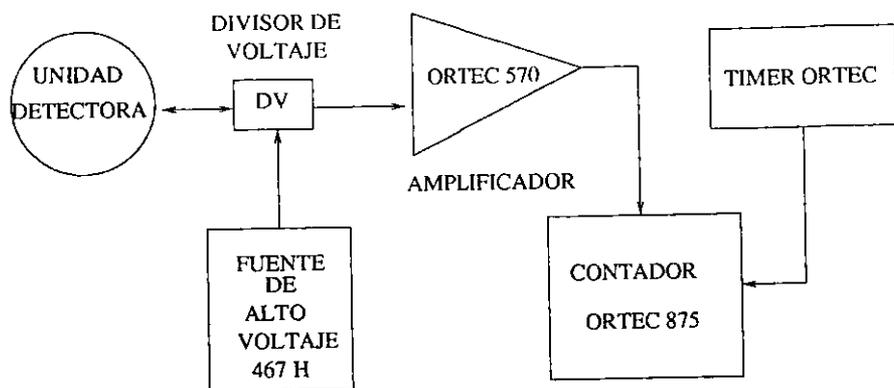


fig C.2: Esquema del circuito de la unidad detector - contador.

Determinación de la eficiencia

Cuando se expone la muestra a activar a un flujo de neutrones Φ , dado en neutrones por unidad de área por unidad de tiempo, la razón de activación para cada isótopo R_i está dada por

$$R_i = \Phi n_i \sigma_i, \quad (C.1)$$

en donde n_i y σ_i son respectivamente el número de núcleos en la muestra y la sección eficaz, correspondientes a cada isótopo. Por su parte, n_i se obtiene como

$$n_i = \frac{m}{A_i} \nu_i N_a, \quad (C.2)$$

donde m es la masa de la muestra, N_a es el número de Avogadro y ν_i y A_i son la fracción de la abundancia relativa y el número de masa atómica de cada isótopo.

Puesto que la evolución de la población N_i del isótopo activado, tomando en cuenta su decaimiento está dada por

$$\frac{dN_i}{dt} = \Phi n_i \sigma_i - \lambda_i N_i, \quad (C.3)$$

después de un tiempo de exposición t_e al flujo de neutrones, se tiene que

$$N_i = \frac{\Phi n_i \sigma_i}{\lambda_i} (1 - \exp(-\lambda_i t_e)). \quad (\text{C.4})$$

Si en ese momento se retira la fuente de neutrones, el número de decaimientos será

$$D = \epsilon \int_{t_1}^{t_2} \sum_i \lambda_i N_i \exp(-\lambda_i t) dt, \quad (\text{C.5})$$

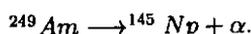
en donde ϵ es el factor de eficiencia del detector, por determinar mediante el uso de una fuente de neutrones calibrada. Puesto que en la práctica, se tiene siempre radiación de fondo, el número de cuentas C del detector estará relacionado con el número de decaimientos detectados D como $C = D + B$, en donde B se toma como el promedio del conteo de fondo en el lapso $t_2 - t_1$.

$$D = C - B \quad (\text{C.6})$$

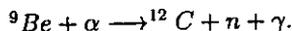
Así pues, ϵ se obtiene de las ecuaciones C.5 y C.6 como

$$\epsilon = \frac{C - B}{\Phi} \left[\sum_i \frac{n_i \sigma_i}{\lambda_i} (1 - \exp(-\lambda_i t_e)) (\exp(-\lambda_i t_1) - \exp(-\lambda_i t_2)) \right]^{-1}. \quad (\text{C.7})$$

En la calibración que se realizó se empleó una fuente de neutrones de Americio-Berilio con flujo integrado sobre el ángulo sólido 4π , de $F = 1.2 \times 10^7$ neutrones por segundo. Estos neutrones son generados empleando partículas α de la reacción.



Esta partícula α entonces reacciona con ${}^9\text{Be}$ y esta reacción da como producto ${}^{12}\text{C}$ y un neutron mas γ ,



El detector se coloca a 58cm . de la fuente durante 10 minutos, y una vez activado se retira de la fuente, y se inicia el conteo del decaimiento cada minuto durante 12 minutos, después de lo cual se observa el conteo de fondo.

Si el detector se coloca a una distancia d de la fuente, y el área de activación en el detector es " a ", el flujo de neutrones que recibe, es una fracción del flujo de neutrones de la fuente F es decir $\phi = (a/4\pi d^2)F$. Para obtener

APÉNDICE C. DETECTORES DE NEUTRONES POR ACTIVACIÓN⁹⁰

entonces el flujo de neutrones por unidad de área y de tiempo, es decir que no dependa del área transversal del detector usado, se tiene que dividir por el área del detector "a", de modo que $\Phi = F/4\pi d^2$.

También se toma en cuenta el lapso t_1 entre el retiro de la fuente de neutrones y el inicio del conteo, el cual va de 10 a 15 segundos. Se encuentra ϵ para cada uno de los 12 minutos en los que se realiza el conteo, y el resultado reportado es el promedio, con la desviación estándar de las mediciones obtenidas. Esto no se repitió muchas veces, debido al riesgo de la exposición a la radiación de la fuente.

Determinación del factor de calibración

Para el propósito de este trabajo, se necesita conocer a cuantos neutrones corresponde el conteo obtenido, cuando los detectores son expuestos a un disparo del plasma focus FN-II. El tiempo de exposición en este caso es desconocido, pero se sabe que es del orden de decenas de ns, y muy inferior a la semivida del decaimiento de los isótopos.

Así pues en de C.7, donde se calcula la eficiencia, se puede aproximar

$$1 - \exp(-\lambda_i t_e) \approx \lambda_i t_e. \quad (C.8)$$

Por otra parte, el conteo se inicia inmediatamente después del disparo, por lo que $t_1 = 0$, y el conteo se realiza durante 60 segundos, así que el número de neutrones correspondiente, si la emisión de neutrones es isotrópica será

$$F' t_e = K(C - B) \quad (C.9)$$

en donde F' corresponde al flujo total de neutrones por unidad de tiempo, por determinar para el pulso de neutrones del plasma focus bajo estudio, y K es el factor de proporcionalidad entre el número de neutrones por cuenta, que está dado por

$$K = 4\pi d'^2 \left[\epsilon \sum_i n_i \sigma_i (1 - \exp(-60\lambda_i)) \right]^{-1} = 4\pi d'^2 k = 4\pi k'. \quad (C.10)$$

En esta última expresión se ha empleado la variable d' que es la distancia a la cual se coloca el detector de la columna de plasma, y que no necesariamente coincide con la empleada durante la calibración. Por otra parte k y k' son los factores correspondientes en unidades de neutrones por cuenta

APÉNDICE C. DETECTORES DE NEUTRONES POR ACTIVACIÓN 91

por unidad de área y neutrones por cuenta por esteradián, respectivamente. Como para fuentes de neutrones como las que se tienen en aparatos de fusión, la emisión de neutrones no es isotrópica, es conveniente presentar los resultados en término de neutrones por esteradián. en este caso el factor k' es simplemente $K/4\pi$.

De los datos obtenidos para la determinación de ϵ , se puede obtener la K correspondiente para cada detector, y así determinar el promedio y la desviación estándar.

Para los detectores empleados en este trabajo se encontró que el valor para el factor de eficiencia de la calibración es $\epsilon = (1.1 \pm .1) \times 10^{-1}$, el número de neutrones por cuenta, suponiendo que la fuente es isotrópica es $K = (1.2 \pm .1) \times 10^5$, y el número de neutrones por cuenta por esteradián es de $K' = (9.4 \pm .1) \times 10^3$.

Referencias

- Alonso Marcelo y Finn J. Edward, *Física*, Vol. 2, Fondo Educativo interamericano, México, 1982
- Bernard A., Bruzzone H., Choi P., Chuaqui H., Gribkov V., Herrera J., Hirano K., Krejci A., Lee S., Luo C., Mezzetti F., Sadowski M., Schmidt H., Wong C. and Zoita V., *Scientific status of plasma focus research*, J. Moscow Physical Soc., 8, 93, 1998.
- Baronova O., Jakubowsky L., Sadowski M. and Vikhrev V., *Study os X-ray polarization and E-beams generation during hot-spots formation in PF-Discharges*, Dense Z-Pinches: Fourth international conference, The American Institute os Physics ed N. R. Pereira, J. Davis and E. Pulsifer, 443, 1997.
- Brzosko J., Degnan J., Filippov N., Freeman B., Kiutlu G. and Mather J., *Comments on the feasibility of achieving scientific breack-even with a plasma focus machine*, Current Trends in International Fusion Reserch, ed. Panarella Plenum Press, NY USA, 1997, pp 11-32, 1997.
- Castillo F, Herrera J., Sakaguchi V., Rangel J., *Reporte interno del Foco de Plasma Denso Fuego Nuevo II 1996*, Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, 1996.
- Castillo F., Herrera J., Rangel J., Alfaro A., Maza M. and Sakaguchi V., *Neutron anisotropy and X-ray production of the FN-II dense plasma focus*, Enviado a Plasma Sources Science and Technology, 2000.
- Chen Y., Chin O. and Tuo T., *Simulation of V-I characteristics in a plasma focus gun*, IEEF Transactions on Plasma Science, Vol. 30, No. 5, 507, 1992.
- Choi P., Aliaga-Rossel E., Dumitrescu-Zoita C. and Deeney C., *Proc. Third International Conference on Z-Pinches*, M. Haines and A. Knight AIP Conference Proc 299, USA NY, 288, 1994.
- Dubrovsky A., Gribkov V., Kozlova T., Volobuev L. and Orlova M., *M A 1998*, Journal Technical Physics, Vol. 39, Special suppl., 133, 1998.
- Gentilini A. Et al, Nucl. Instrum. Meth. 742, 541, 1980.

- Goldston Robert, *Introduction to Plasma Physics*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, United Kingdom, 1995.
- Gribkov V.A., *Memorial tribute to Dr. Nikolay V. Filippov.*, Journal of Technical Physics, Vol. 39, Special suppl., pp 5-8, 1998.
- Haines M.G., *An analytic model of radiative collapse of a Z-Pinch.*, Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 31, No. 5, 759, 1989.
- Herzinger G., Krompholz H., Schneider W. and Shonbach K., *A steady-state fluid model of the coaxial plasma gun*, Physics Letters, Vol. 71A, No. 1, 54, 1979.
- Halliday David y Resnick Robert, *Física*, Vol. 2, Compañía Editorial Continental SA. de CV., México, 1982.
- Jackson J. W., *Cassical Electrodynamics*, John Wiley and Sons Inc., USA, 710, 1975.
- Kadomtsev B., *Tokamaks, Plasma: a complex physical system*, IOP Publishing LTD, United Kingdom, 1992.
- Knoll Glenn F., *Radiation detection and mesurement*, Second edition, John Wiley and Sons, USA, 703, 1989.
- Koonin Steven E., *Computational Physics*, Addison-Wesley Publishing Co., USA, pp 23-33, 1986.
- Kuo Shan S., *Computer aplications of numerical metods*, Addison-Wesley Publishing Company, Philippines, pp 101-156, 274-324, 1972.
- Lee S., *Small Plasma Focus Experiments II*, S. Lee P. H. Sakanaka(World Scientific), Singapore, pp 114-169, 1990.
- Lee S., Lee P., Zhang G., Feng X., Gribkov V., Liu M., Serban A. and Wong T., IEEF Transactions on Plasma Science, 26, 1119, 1998.
- Mayer F. J. and Brysk H., Nucl. Instrum. Meth. 125, 323, 1975.
- Milanese M. Magdalena, Moroso Roberto and Pouzo Jorge, *Dynamics of the the ionizing and magnetic fronts in the radial compression stage of a DPF current sheath*, IEEF Transactions on Plasma Science, Vol. 21, No. 4, 373, 1993.
- Noll R., Krompholz H., Ruhl F. and Herzinger G., *Subnanosecond collapse and pinch dynamics at the plasma focus*, Physics Letters, Vol. 101A, No. 2, 86, 1984.
- Pouzo Jorge, *Project of a major DPF facility based on original criteria of desing optimizing the neutron yield performance*, Plasma '97: Research and aplications of plasmas, Vol. 1, ed. Sadowski M and Rothkaehl H (Space research center PAS, Poland), pp 65-71, 1997.

Sarjeant W. James and Dollinger R. E., *High-Power electronics*, TAB professional and reference books Blue Ridge, capitulo 4 por Butcher R. y 6 por Willis W., 1989.

Sethian John, *The quest for a z-pinch based fusion energy source, a historical perspective*, Dense Z-Pinches fourth internacional conference Vancouver, Canada 1997. The American Institute of Physics, Conference Proceedings No. 309, pp 3-15, 1997.

Slaughter D. R. and Pickles W. L., Nucl. Instrum. Meth. **160**, 87, 1979.

Wang X. and Schmidt H., Plasma Source Sci. Technology, Vol.5, 573, 1996.

Wesson John, *Tokamaks*, Oxford University Press, USA, 1987.

Zakaullah M., Akhtar I., Waheed A., Alamgir K., Shah A. and Murtaza G., *Comparative study of ion, X-ray and neutron emission in a low energy plasma focus*, Plasma Sources Science and Technology, No. 7, 206, 1998.